

密度界面に衝突する渦の挙動に関する研究

THE BEHAVIOR OF A VORTEX RING IMPINGING ON A DENSITY INTERFACE

玉井 信行*・浅枝 隆**・中井 正則***

By Nobuyuki TAMAI, Takashi ASAEDA and Masanori NAKAI

The behavior of a vortex ring impinging on a density interface is investigated both analytically and experimentally. On the surface of the vortex ring, a secondary vorticity is produced not only by the discontinuity in velocity between inside and outside of the vortex ring, but also by the difference between the direction of the gravity force and the density gradient. The generation of the secondary vorticity is analyzed by means of the vorticity equation, then the deformation and the motion of the vortex ring are investigated with respect to time. These results clarify the basic mechanism of some important behaviors of vortices on a density interface.

Keywords: density interface, Bjerknes' theorem, secondary vorticity, vortex sheet, negative circulation

1. ま え が き

成層化した湖、貯水池および海域の表層が冷却される際の混合現象、あるいは、夜間に大気中に生成された温度成層が日中に地面から加熱される際の混合現象においては、密度界面においてペネトレーションとよばれる現象が生じている。この現象は平均的なせん断流の存在しない場において、密度界面に渦が衝突し、他層の流体を巻き込む現象である^{1),2)}。こうした現象に対して Linden³⁾、Saunders⁴⁾ は密度界面に渦輪を衝突させ、それによる混合量を調べることを試みている。

一般に、密度界面に渦が存在する場合においては、渦輪と周囲流体との間の流速差および密度勾配と重力の方向が異なることにより、新しく渦度が発生するので、きわめて複雑な現象となる。この現象は、従来あまり着目されていなかったものであるが、連行の機構、新しく生成される渦度の大きさ等を考えると無視できない現象である。

本研究はこうした点をふまえて、密度界面に渦輪が存

在する際に生じる現象について理論的、実験的に取り扱ったものである。

2. 理論展開の概要

最初に、本研究で行った解析の概要を示す。解析は大きく二段階に分かれる。なお、本研究においては密度界面は次のように定義する。上下二層に密度の一樣な層をもち、中間に密度が線形に変化する遷移層をもつと、この遷移層全体を密度界面と定義する。

(1) 渦層の生成

静止した安定成層中を下方から上昇してきた渦輪は密度界面に達したとき、それまでとは大きく異なった挙動を示す。渦輪の上昇速度は密度差による下向きの浮力を受けて小さくなるが、渦輪内の回転流速は保存されているために周囲流体との間に流速差を生じ、渦輪表面に渦度が発生する。また、密度勾配と圧力勾配の方向が異なるので、この効果によっても渦度が発生する(図-6参照)。この新しく生じる反対向きの渦度を任意の時間について渦度輸送方程式を基礎として非定常的に評価した。なお、渦度を評価する。段階では簡単のために元の渦輪は変形していないものと仮定している。

(2) 渦層の変形

(1) で評価した循環は無限小の厚さをもったいわゆ

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科
(〒113 文京区本郷 7-3-1)

** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科(同上)

*** 学生会員 東京大学大学院土木工学専門課程(同上)

る渦層に集中するものとし、この層内で積分することによって渦層の循環を求めた。次に、この渦層を輪切りにし、渦糸環群に置き換え、その挙動を解析することによって渦層の変形過程を評価した。

3. 渦輪表面に生じる渦層の理論的評価

(1) 基礎方程式

流体は非粘性、非圧縮性とし、Boussinesq 近似が成立するものとする。ここで、非粘性の仮定は後述するように渦層の考え方に基づいている。解析の基礎となる微分方程式は次式で示す渦度輸送方程式である。

$$\frac{D\omega}{Dt} = -\omega \operatorname{div} \mathbf{V} + (\omega \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} \rho \times \mathbf{F} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 ω ：渦度ベクトル、 \mathbf{V} ：流速ベクトル、 \mathbf{F} ：外力ベクトル、 ρ ：密度である。式(1)の右辺の第1項は連続方程式より消去される。図-1に示すような円柱座標に対して、 x, y, ϕ 方向の単位ベクトルをおのおの e_x, e_y, e_ϕ とすると式(1)は次式となる⁵⁾。

$$\frac{D(\omega e_\phi)}{Dt} = \left(\frac{\omega}{y} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) (u e_x + v e_y) + \frac{g}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial y} e_\phi - \frac{1}{y} \frac{\partial \rho}{\partial \phi} e_y \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $\mathbf{V} = (u, v, 0)$ 、 $\omega = (0, 0, \omega)$ 、 $\mathbf{F} = (-g, 0, 0)$ 、 $\omega = \partial v / \partial y - \partial u / \partial x$ 、 g ：重力加速度である。式(2)における ϕ 方向の成分の式は次式となる。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} = \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\omega}{y} v \quad \dots\dots\dots (3)$$

$v = Dy/Dt$ を考慮して上式を変形すると、 $\omega/y = K$ として次式を得る。

$$\frac{DK}{Dt} = \frac{\partial K}{\partial t} + \frac{1}{y} \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial K}{\partial x} - \frac{1}{y} \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial K}{\partial y} = \frac{g}{\rho y} \frac{\partial \rho}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 ψ は Stokes の流れ関数であり、 $u = (1/y)(\partial \psi / \partial y)$ 、 $v = (-1/y)(\partial \psi / \partial x)$ である。さらに、式(4)を $x-y$ 平面内において、 $x = r \cos \theta + a_1$ 、 $y = r \sin \theta$ として、極座標に変換することによって次の軸対称流れ場に対する渦度輸送方程式を得る。

$$r^2 \sin \theta \frac{\partial K}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial K}{\partial \theta} + \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial K}{\partial r}$$

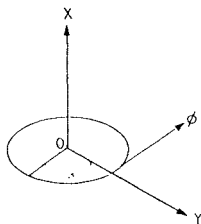


図-1 座標系

$$= \frac{gr}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \sin \theta + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \cos \theta \right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 a_1 は渦輪の中心の x 座標であり、式(5)は渦輪が上昇する過程における任意の時間について成立する。

(2) 初期渦輪のモデル化

図-2(a)に Hill の球形渦の流線を、図-2(b)に実験による渦輪の流線を示す。同図より密度界面に存在する渦輪は Hill の球形渦を仮定できることがわかる。その流れ関数を ψ_0 とする。球形渦表面で密度勾配と重力の方向が異なるため、式(1)の右辺第3項が重要な意味をもってくる。その効果によって発生する流れ関数を ψ_1 とする。流れ場の全体の流れ関数はこの両者の和 ψ で表わされると考えて次式を採用する。

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\psi_0 = \frac{1}{10} k(a^2 - r^2)r^2 \sin^2 \theta (1 - \epsilon(r-a)) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\psi_1 = \left\{ a^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \left(\frac{r}{a} \right)^{n+1} \sin^2 \theta P'_n(\mu) \right\} (1 - \epsilon(r-a)) \mu = \cos \theta \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 k ：球形渦の渦度に関する定数、 a ：球形渦の半径、 $A_n(t)$ ：時間 t のみの関数である係数、 $P_n(\mu)$ ：Legendre の第一種帯球関数である。また、 $\epsilon(r-a)$ は次式で定義される Heaviside 関数である。

$$\epsilon(r-a) = \begin{cases} 1 & (r > a) \\ 0 & (r < a) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (9)$$

式(7)は Hill の球形渦の解と周囲の静止流体の解とを、式(8)は球形渦内部における軸対称流れ場の渦なし流れの解(後述の式(10)で $\omega=0$ とした解)と周囲の静止流体の解とを表わしている。

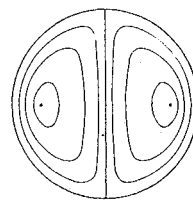
(3) 渦層の評価

流れ場の渦度は次式で定義される。

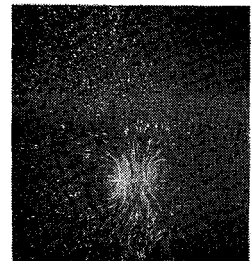
$$\omega = -\frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

式(6)、(7)、(8)を式(10)へ代入して次式を得る。

$$\omega = \omega_0 + \omega_1 \quad \dots\dots\dots (11)$$



(a) Hill の球形渦の流線



(b) 実験による渦輪の流線

図-2

$$\omega_0 = kr \sin \theta (1 - \epsilon(r-a)) + \left\{ \frac{1}{5} k(2a^2r - 4r^3) \frac{1}{r} \cdot \delta(r-a) + \frac{1}{10} k(a^2 - r^2)r \frac{\partial \delta(r-a)}{\partial r} \right\} \sin \theta \dots \dots \dots (12)$$

$$\omega_1 = \left\{ 2a^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \frac{r^{n-1}}{a^{n+1}} (n+1) P'_n(\mu) \delta(r-a) + a^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \frac{r^n}{a^{n+1}} P'_n(\mu) \frac{\partial \delta(r-a)}{\partial r} \right\} \sin \theta \dots \dots \dots (13)$$

ここに、 ω_0, ω_1 はおのおの ψ_0, ψ_1 に対する渦度である。また、 $\delta(r-a)$ は Dirac のデルタ関数であり、Heaviside 関数 $\epsilon(r-a)$ の微係数である。式 (12) の右辺第 1 項は球形渦自身の渦度を表わし、第 2 項は球形渦と周囲流体との流速差による渦度を示している。ここで問題となるのは第 2 項である。式 (13) は密度勾配と重力との向きの差異によって発生する渦度を示している。また、新しく生じる渦度は両式に $\delta(r-a), \partial \delta(r-a)/\partial r$ が含まれていることより $r=a$ でのみ不連続的に生じることがわかる。ここで、 $\delta(r-a), \partial \delta(r-a)/\partial r$ は超関数およびその微分であるが循環を求める際に連続関数との積で積分することによって有限値をとる。式 (13) において、未知の係数 $A_n(t)$ が含まれているが、これは密度分布を仮定することによって定めることができる。本研究においては、密度分布は次式を採用する。

$$\rho(x) = \begin{cases} \rho_0 - \Delta\rho & (x \geq a_2) \\ \rho_0 - \frac{\Delta\rho}{L}(x+a_2)\epsilon(r-a) & (a_2 > x > -a_2) \\ \rho_0 & (x \leq -a_2) \end{cases} \dots \dots \dots (14)$$

ここに、 $a_2, -a_2$ はおのおの、中間層の上端および下端の x 座標、 $\Delta\rho$ は上下層の密度差、 L は中間層厚である。式 (14) で示される密度分布を図-3 に示す。これは、密度変化が直線的な中間層をもち、上下層の密度一定の分布である。なお、ここでは混合を考えないで球形渦の密度は下層の密度と等しいとする。

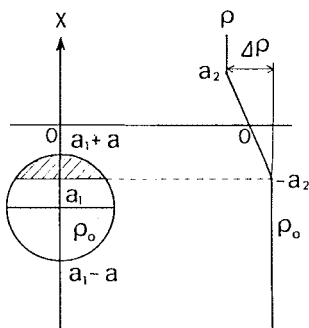


図-3 密度分布

係数 $A_n(t)$ の値は次に示すように求めることができる。最初に、式 (11) を式 (5) へ代入する。このとき、左辺第 2 項、第 3 項の非線形項は第 1 項に比べて微小であることが試算によりわかったのでここでは無視した。右辺を Legendre 関数に展開して次式を得る。

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{dA_n(t)}{dt} (n+1) P_n(\mu) = \frac{-\Delta\rho g}{\rho L} \left\{ \frac{2 P_2(\mu) + P_0(\mu)}{6} a + P_1(\mu)(a_1 + a_2) \right\} \dots \dots \dots (15)$$

Legendre 関数の直交性を用いて次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_1(t)}{dt} &= \frac{-\Delta\rho g}{2\rho L} (a_1 + a_2) \\ \frac{dA_2(t)}{dt} &= \frac{-\Delta\rho g}{9\rho L} a \\ \frac{dA_n(t)}{dt} &= 0 \quad (n=3, 4, \dots) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

式 (16) を積分して次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} A_1(t) &= \frac{-\Delta\rho g}{2\rho L} (a_1 + a_2)t + C_1 \\ A_2(t) &= \frac{-\Delta\rho g}{9\rho L} at + C_2 \\ A_n(t) &= C_n \quad (n=3, 4, \dots) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

ここに、 C_n は積分定数であり、均質流体の場合を条件にして次式のように決定できる。

$$C_n = 0 \quad (n=1, 2, \dots) \dots \dots \dots (18)$$

以上のようにして、球形渦と周囲流体との間の流速差および密度勾配と重力との方向の差によって、球形渦の表面に生成される渦度の値が求まる。この渦度は仮定より球形渦の表面に仮想的に考えられる無限小の厚さをもった層内に生じることになる。ここでは、この層を渦層とよぶことにする。なお、周囲流体による移流項への寄与は小さいことが確かめられたので、この式は球形渦が上昇しつつ、反対向きの渦度を生成するという一連の過程における任意の時間について成立する。すなわち、本解析においては渦度輸送方程式 (5) ならびに渦度の定義式 (10) の両式をともに満たす厳密な評価を行ったことになる。

4. 渦層の変形過程の解析

(1) 渦層の渦系環群への変換

球形渦と周囲流体との間の流速差および密度勾配と重力との方向の差によって、球形渦の表面に生成される渦層の循環値 Γ は式 (11) を断面内で面積分することによって算出できる。本研究では、渦層の変形を調べることによって、球形渦の変形過程を求めることを考えた。従来から、二次元的な場において渦層の変形を求めるに際して、渦層を分割し、集中的な渦点に置き換える方法が取られている。本研究では、その方法を三次元軸対称

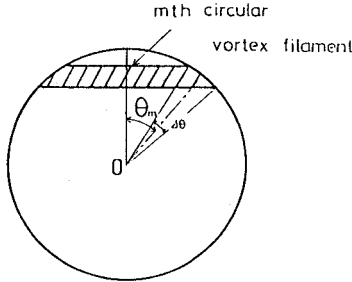


図-4 渦層の分割

な渦層に応用することを考えた。

渦層を図-4に示すように M 層の渦糸環に分割し、第 m 番目の渦糸環の循環を $\Gamma_0(m)$, $\Gamma_1(m)$ とすると次式が成立する。ただし、サフィックス 0, 1 はおのおの ω_0, ω_1 によるものを表わす。

$$\Gamma_0(m) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{a-\epsilon}^{a+\epsilon} \int_{\theta_m - \frac{\Delta\theta}{2}}^{\theta_m + \frac{\Delta\theta}{2}} \left\{ \frac{1}{5} k(2a^2r - 4r^3)\delta(r-a) + \frac{1}{10} kr^2(a^2 - r^2) \frac{\partial\delta(r-a)}{\partial r} \right\} \sin\theta d\theta dr \dots\dots\dots(19)$$

$$\Gamma_1(m) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{a-\epsilon}^{a+\epsilon} \int_{\theta_m - \frac{\Delta\theta}{2}}^{\theta_m + \frac{\Delta\theta}{2}} \left\{ 2a^3 \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \frac{r^n}{a^{n+1}} (n+1) \cdot P'_n(\mu)\delta(r-a) + a^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \frac{r^{n+1}}{a^{n+1}} P'_n(\mu) \cdot \frac{\partial\delta(r-a)}{\partial r} \right\} \sin\theta d\theta dr \dots\dots\dots(20)$$

ここで、 $2\epsilon'$ は渦層厚さとし、無限小の極限とする。式 (19), (20) の積分を実行して、次式を得る。

$$\Gamma_0(m) = -\frac{2}{5} ka^3 \sin\theta_m \sin\frac{\Delta\theta}{2} \dots\dots\dots(21)$$

$$\Gamma_1(m) = -a \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) (n+1) \left\{ P_n \left(\cos \left(\theta_m + \frac{\Delta\theta}{2} \right) \right) - P_n \left(\cos \left(\theta_m - \frac{\Delta\theta}{2} \right) \right) \right\} \dots\dots\dots(22)$$

式 (22) に式 (17) で求めた係数 $A_n(t)$ の値を代入すると、密度差によって生じる循環 $\Gamma_1(m)$ を算出することができる。式 (21), (22) はともに負の値をとるので球形渦の渦度と反対向きであることがわかる。なお、全体の循環 $\Gamma(m)$ は次式で示すように $\Gamma_0(m)$ と $\Gamma_1(m)$ の和で表わす。

$$\Gamma(m) = \Gamma_0(m) + \Gamma_1(m) \dots\dots\dots(23)$$

ある時刻に球形渦表面に生成される渦層は M 個の等価な渦糸環群に変換した。その後、球形渦は上昇し、その位置において新しく渦層が球形渦表面に生成される。この時点において以前に生成した循環はすでに消滅していると考える。したがって本研究では、その時点において生成している循環は常に渦度の定義式を満足している。

(2) 渦糸環群による解析

x 軸を軸とし、座標 (x', y') 、循環が Γ の渦糸環による流れ関数の (x, y) での値 ψ は次式で表わされる⁶⁾。

$$\psi = \frac{\Gamma y y'}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\theta}{r} d\theta \dots\dots\dots(24)$$

式 (24) を完全楕円積分の記法で表わせば次式となる。

$$\psi = \frac{\Gamma}{2\pi} (y y')^{1/2} \left\{ \left(\frac{2}{\lambda} - \lambda \right) K(\lambda) - \frac{2}{\lambda} E(\lambda) \right\} \dots\dots\dots(25)$$

ここに、 $\lambda = 4yy' / \{(x-x')^2 + (y-y')^2\}$ である。なお、 $K(\lambda)$ および $E(\lambda)$ はおのおの第 1 種および第 2 種完全楕円積分である。式 (25) を用いて、渦糸環による x 方向および y 方向の流速 u, v を次式より求めることができる。

$$u = \frac{1}{y} \frac{\partial\psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{1}{y} \frac{\partial\psi}{\partial x} \dots\dots\dots(26)$$

式 (26) を用いて渦糸環の移流速度を次式のように表わすことができる。

$$\left. \begin{aligned} U(i) &= \sum_{j=i} u(j)_{t-t_0} + \sum u(j)_{t-t_0} + u' \\ &+ \frac{\Gamma(i)}{4\pi a(i)} \left\{ \log \left(\frac{8a(i)}{s(i)} \right) - \frac{1}{4} \right\} \dots\dots\dots(27) \\ V(j) &= \sum_{j=i} v(j)_{t-t_0} + \sum v(j)_{t-t_0} + v' \end{aligned} \right\}$$

式 (27) における $U(i), V(i)$ は渦糸環群における第 i 番目の渦輪の移流速度であり、時刻 t に発生した第 j 番目 ($j \neq i$) の渦糸環 (第 1 項)、それ以前に発生したすべての渦糸環 (第 2 項) および球形渦 (第 3 項) からの流速、さらに、鉛直方向には渦糸環自身の並進速度 (x 方向第 4 項)⁶⁾ を受けることを示している。なお、 $a(i)$ および $s(i)$ は渦糸環の半径および渦層の円周方向の長さである。

5. 実験装置と実験方法

実験には、図-5に示されるような縦、横 50 cm、深さ 70 cm の水槽を用いた。渦輪を密度界面上に配置することはきわめて困難なために、渦輪を下層より発生させ界面に衝突させることにした。渦輪発生器はオリフィスを有する直径 11 cm の筒に一定量の水を一定速度で送り込むことによって、発生させる構造になっている。また水槽中には 2 cm 程度の厚さの中間層をもつものの、密度変化の不連続性の強い密度成層を作成した。現象の可視化は次のように行った。

蛍光染料 (ウランin) を渦輪発生器内に混入させておき、発生した渦輪に横もしくは上方よりスリット光を照射することによって渦輪本体の形状の可視化を行った。

実験諸元は、密度差 $9.7 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ 、放出量 29.7 cm³、放出速度 4.9 cm/s、遷移層厚 2.6 cm、絞り $f=2.8$ 、露出時間 0.125 s、撮影間隔 0.4 s である⁷⁾。

6. 解析結果と実験結果の比較および考察

(1) 解析結果と実験結果の比較

本研究で行った解析および実験の結果について述べる。図-6に渦層の変形の時間変化の実験結果を、図-7に解析結果を示す。また、表-1に解析条件を示す。なお、 M はある程度以上の値であれば一般性を失わないと思われるので、計算の都合上ここでは $M=15$ とした。図-7において丸印は渦糸環の位置を、矢印は渦糸環が移流される方向を示している。ただし、矢印は渦糸環の座標を原点としての第1象限から第4象限の別を示しているにすぎない。

図-7(a) は元の渦輪が密度界面に達した時刻を時間 t の原点として、 $t=0.1$ sの結果を示している。同図は渦輪の上部がわずかに密度界面内にあり、その部分のみが密度差による反対向きの循環を受けている状態を示している。矢印が示すように渦糸環は反対向きの循環流を生じさせている。図-7(b) は $t=0.2$ sの結果を示して

いる。渦輪が密度界面に達したことにより、浮力による上昇速度が減少し、流速差による循環が渦輪の表面全体に発生していることがわかる。また、同図より、反対向きの循環流が二段に生じていることがわかる。これは密度差による循環に加えて流速差による循環が発生するが、その発生の時間遅れによっているものと思われる。 $t=0.3$ s, 0.4 s, 0.5 sの解析結果はおおの、図-7(c), (d), (e) に示してある。同図によれば、 $t=0.2$ sに生じた循環流が時間の経過とともにその規模が大きくなりながら元の渦輪が崩壊していくのがわかる。これは、図-6(b), (c)に対応している。さらに、図-8に $t=0.2$ s, 0.4 sにおける流線を示した。これによっても、反対向きの循環流が二段に生じているのがわかる。

また、その後の渦輪の変形過程は図-6(d), (e) に示すとおりである。なお、その後の解析については、元の渦輪の変形が大変形となり、解析の前提条件が満たされなくなるおそれがあるのでここでは省略した。以上、述べたように本解析モデルによって、移流の効果を無視したにもかかわらず、密度界面にある渦輪の挙動を理論的に十分表現することができたと考える。

(2) 考 察

実験結果図-6と解析結果図-7を比較すれば、実験における循環流の発生位置と解析におけるそれとの間に少しずれがみられる。これは解析に用いた仮定と実現象のずれによるものと思われる。すなわち、解析においては元の渦輪は変形することなく球形を保っていると仮定して渦輪の表面に生じる渦層の循環を求め、その後、その渦層のみが変形するとしているのに対して、実験においては、元の渦輪がかなり変形していることによって、渦輪の変形を実験的に求め、モデルを修正すること

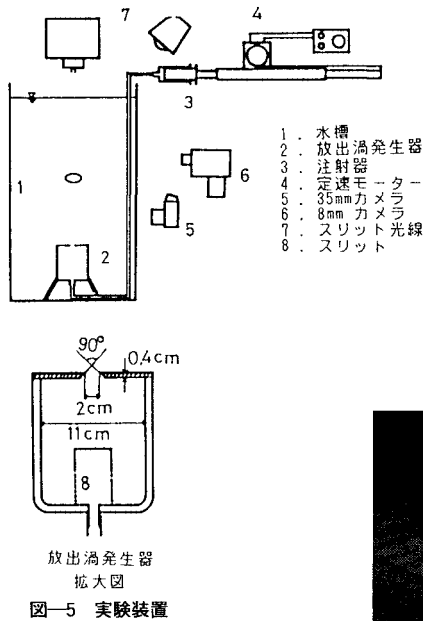


図-5 実験装置

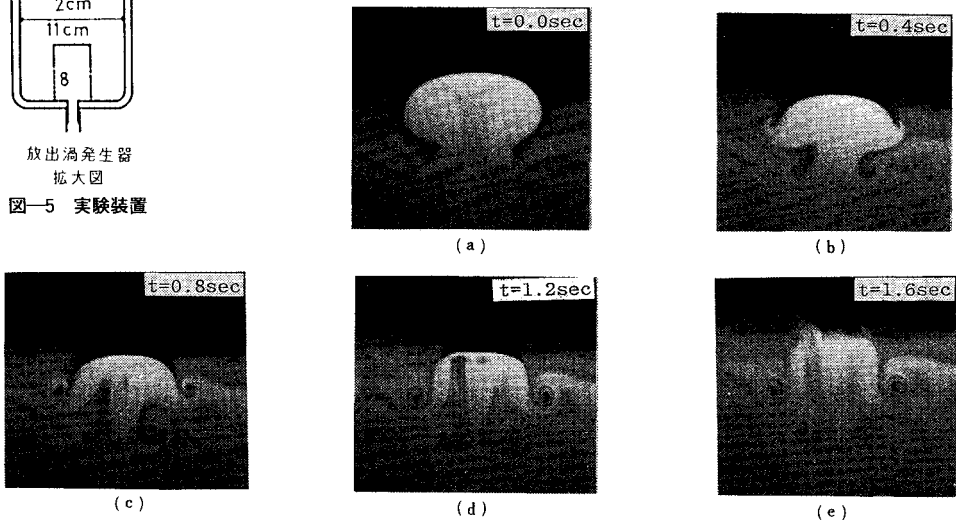


図-6 実験による渦層の変形の過程

表-1 解析条件

| | |
|--------------|--------------|
| $A\rho/\rho$ | 0.0075 |
| k | 6.0 1/cm·sec |
| U_0 | 5.0 cm/sec |
| a | 2.5 cm |
| a_2 | 2.5 cm |
| N | 15 |

$U_0 = 2a^2k/15$

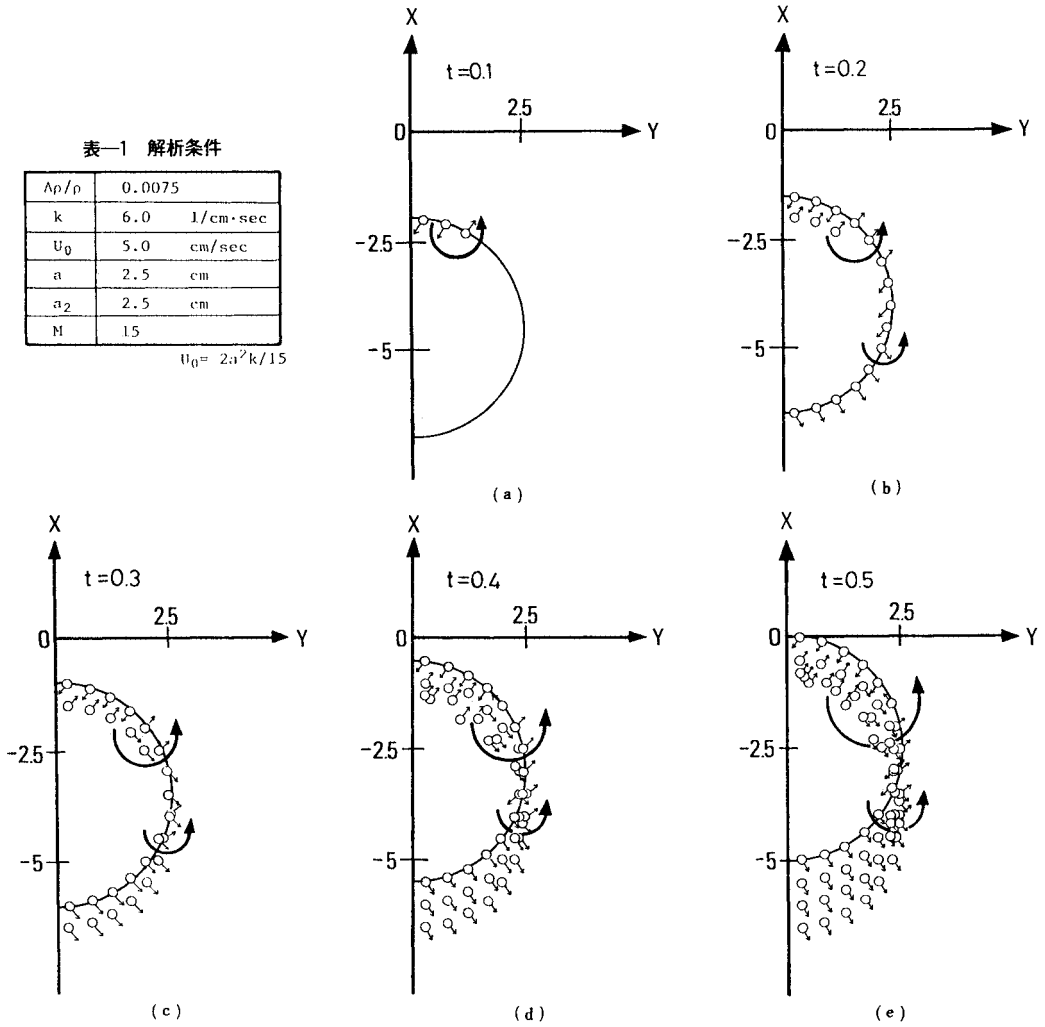


図-7 解析による渦層の変形の過程

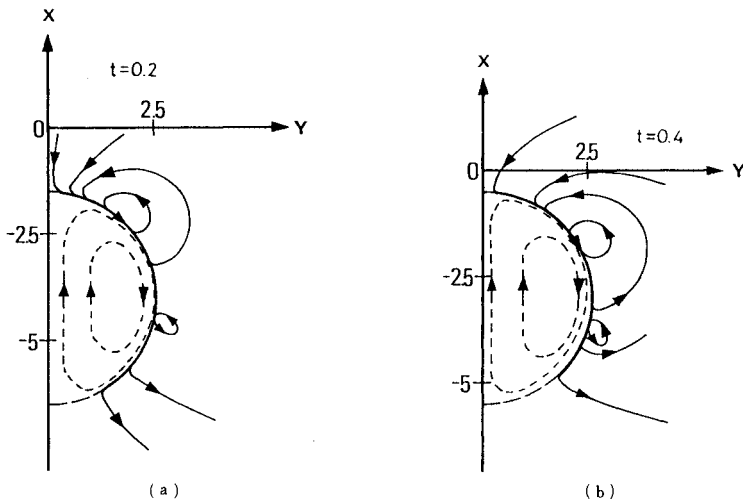


図-8 流線

も可能であるが、それは本質的な意味をもたないのでここでは省略する。しかしながら、こうした点を考慮すれば、実験において観察される現象をよく説明できているといえる。

渦輪本体の下降速度は新しく生成される循環流のために、浮力のみによる場合よりも大きくなっていく。これは下層に巻き込まれる上層流体の量に大きく影響している現象である。また、このように渦輪本体の下降速度がきわめて大きくなる現象は Honji・Tatsuno³⁾ の実験においても確認されているものである。

7. む す び

本研究では、密度界面に存在する渦の挙動を理論的に解析することを試みた。その結果、次のような結論を得た。

(1) 軸対称な渦度が存在する流れ場の計算方法を提案することができた。

(2) 静止した安定成層中の密度界面内を上昇する渦輪の表面に流速差および密度勾配と重力との方向の差によって反対向きの循環が生じることを理論的に説明した。

(3) 渦輪表面に新しく生成した循環によって、反対向きの大規模な循環流が二段に生ずることを理論的に示した。このような流れが渦輪の周囲に生じることは実験による観察とも一致し、渦輪崩壊の機構を表わしているものと考えられる。

(4) 渦輪が密度界面に衝突した場合には、新しく生

成される循環流は渦輪の下降速度を大きくする方向に作用する。この作用は連行に強い影響を及ぼすと考えられる。

本研究を進めるにあたって、文部省科学研究費（総合代表者：東京大学 玉井信行，一般代表者：埼玉大学 秋山成興）の援助を受けた。

参 考 文 献

- 1) Heidt, F.D. : The growth of the mixed layer in a stratified fluid due to penetrative convection, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 12, pp. 439~461, 1977.
- 2) Deardorff, J.W., Wills, G.E. and Lilly, D.K. : Laboratory investigation of non-steady penetrative convection, *J. Fluid Mech.*, Vol. 35, pp. 7~31, 1969.
- 3) Linden, P.E. : The interaction of a vortex ring with a sharp density interface : a model for turbulent entrainment, *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, pp. 467~480, 1973.
- 4) Saunders, P.M. : Penetrative convection in stably stratified fluids, *Tellus*, Vol. 14, pp. 177~194, 1962.
- 5) 今井 功 : 流体力学, 裳華房, 1973.
- 6) Lamb Sir Horace : *Hydrodynamics* 6th ed. Cambridge University Press, 1932.
- 7) 玉井信行・浅枝 隆 : 密度界面に衝突するボルテックスリングの可視化, 第11回流れの可視化シンポジウム, pp. 177~180, 1983.
- 8) Honji, H. and Tatsuno, M. : Vortex rings in a stratified fluid, *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 41, pp. 2121~2125, 1976.

(1986.1.6・受付)