初期乱れを考慮した拘束噴流に関する研究*
(第5報, ノズルアスペクト比の影響)中島正弘^{*1}, 野崎 勉^{*2}, 八田圭爾^{*3}Study of a Bounded Jet Flow Considering the Initial Turbulence
(5th Report, Effects of the Nozzle Aspect Ratio)

Masahiro NAKASHIMA, Tsutomu NOZAKI, and Keiji HATTA

The effects of the nozzle aspect ratio on the mean flow and the turbulent flow properties of the bounded jet were investigated experimentally. It was proposed to explain these effects using the large vortex which exists, as reported previously, on the plane normal to the main flow. Considering the streamwise decay of the momentum flux on the mid-plane, the approximate calculation was corrected in order to apply it to the flow having the various aspect ratios. In the case of the flow having a small aspect ratio, distributions of the turbulent flow properties such as the turbulence intensities, the auto-correlations and the power spectra of the velocity fluctuations are peculiar because of the effects of the boundary layer on and the entrainment through the relatively narrow bounding plates.

Key Words: Turbulence, Boundary Layer, Bounded Jet, Nozzle Aspect Ratio, Approximate Calculation

1. 緒 論

拘束噴流に関する研究は, 例えば Foss ら⁽¹⁾を初めとしてこれまでも幾つかの報告がある。この拘束噴流が幾何学的パラメータとしてのノズルアスペクト比以外にもノズル部の形状に, また力学的パラメータとしての初期乱れ強さに, それぞれ大きく影響を受けることは著者らの研究⁽²⁾を初めとして, すでに明らかになっている⁽³⁾⁽⁴⁾。また拘束噴流に関する計算として, 著者らは特定のアスペクト比⁽⁵⁾や, 初期乱れ強さ⁽⁶⁾の場合について, 平均速度場に関する近似計算を行い報告している。しかしアスペクト比を種々変化させ, 計算によって流れの様子を系統的に論じた報告は見当たらない。拘束噴流内に発生する二次流れに関して, Holdeman ら⁽⁷⁾は, いわゆる渦糸のストレッチングモデルにより, その発生, 発達および減衰を定性的に説明している。著者らの一人はアスペクト比1の実験装置を用いて, 流れに垂直な2方向の速度成分のレーザドッ

プラー流速計による測定結果から, 流れ方向に軸を持つ大規模な渦が存在することを定量的に調べ, 大規模渦の様子を図にして示している⁽⁸⁾。この渦は初期乱れの影響を強く受け, さらに両拘束平板との干渉により流れ方向に変化する。なおこの渦の下流方向への変化と初期乱れとの関連性についてはすでに報告⁽⁶⁾している。

ここでは初期乱れ強さを一定にし, アスペクト比を1から8まで種々変化させた場合の拘束噴流の平均流特性に及ぼす上述の渦の影響について明らかにする。そしてこれらの結果を用い, 既報の近似計算をアスペクト比の広い範囲にわたって適用できるよう修正する。

さらに拘束噴流の乱流特性については, 比較的流れの拘束性が強いと思われるアスペクト比2に関する著者らの前報⁽⁹⁾の報告がある程度で, アスペクト比を種々変化させて, 乱流特性を調べた報告例はないようである。ここでは前報に引き続き, さらに3軸方向の速度変動成分にも着目し, アスペクト比を種々変化した場合の乱流特性について検討する。あわせて二次元噴流の自己保存領域における諸乱流特性量とも比較を行い, アスペクト比の小さな拘束噴流の特徴について論じる。

* 昭和63年8月25日 第952回講演会において講演, 原稿受付 昭和63年1月25日。

*¹ 正員, 鹿児島工業高等専門学校(〒899-51 鹿児島県姶良郡牟人町真孝1460-1)。

*² 正員, 鹿児島大学工学部(〒890 鹿児島市郡元1-21-40)。

*³ 正員, 中部大学工学部(〒487 春日井市松本町1200)。

2. 平均流特性

ここで用いた実験装置やノズル部形状 (EN 形ノズル) については既報⁽²⁾の図1を、また流れのモデルや用いた記号については既報⁽⁵⁾の図1を参照願いたい。

2・1 噴流中心面内の速度分布 噴流中心面内の速度分布を、下流位置をパラメータとして図1に示す。なお横軸は平板からの距離 x^* をすでに報告⁽¹⁰⁾した相互干渉厚さ δ_2 で、また縦軸は噴流中心面内の速度 U_z を δ_2 の外縁における速度 U_s で、それぞれ無次元化して示してある。

$x/b_0=10$ の場合、噴流中心面内の速度分布は他の下流位置の分布に比べて、ほとんどアスペクト比の影響を受けていない。 $x/b_0=20$ になると $H/b_0=3$ 以下の場合、平板からの排除効果が著しくなり、これは $H/b_0=1$ よりも2や3の場合が顕著である。その後、下流に進むに従って $H/b_0=5$ や 8 の場合には平板側への押し寄せ効果⁽¹⁰⁾が現れてくる。これに対して $H/b_0=1$ や 2 の場合には、押し寄せ効果はあまり見られず、通常の二平行平板間の流れと似た分布を示すようになる。

これらの諸現象は、すでに報告⁽⁵⁾した流れに直角な断面内に生じる大規模な渦と密接な関係があり、アスペクト比を一定にし初期乱れ強さのみを変化させた場合の、この渦の下流方向への変化と流れの様子との関連についてはすでに報告している⁽⁶⁾。ここでの初期乱れ強さはアスペクト比にかかわらず、 $T_0=0.011$ と一定にしており、両平板の影響はノズル出口付近では変わらないので、渦の大きさも同じである。

$x/b_0=10$ の場合、渦はまだあまり成長せず、これが

図1 噴流中心面内の速度分布

流れ場に及ぼす影響は小さいので、噴流中心面内の速度分布は、ほとんどアスペクト比にかかわらず同様な傾向を示す。 $x/b_0=20$ になると少しずつ渦の影響が現れ、流れはこの渦に巻き上げられたような格好になり、噴流中心面内では排除効果が増幅される。この現象は特に $H/b_0=2$ や 3 などの場合が顕著であり、 $H/b_0=1$ の場合は平板の間隔がかなり狭く、したがって渦の影響よりも両平板上に発達する境界層の影響が卓越してくるので、このような現象は起こらない。さらに下流に進むと、 $H/b_0=2$ の場合、上述した $H/b_0=1$ の場合と同様に境界層の影響が卓越し、渦の影響は制限される。その結果として、噴流中心面内の速度分布は $H/b_0=1$ のものに類似してくる。 H/b_0 が大きい場合、 $x/b_0 \geq 30$ の領域になると比較的平板近傍に存在する渦に流れ全体が引き寄せられるようになり、流れは平板側へと押し寄せる。その結果、噴流中心面内の速度は特徴的なく形分布を示すようになる。

村本ら⁽³⁾は、拘束噴流の流れの様子がアスペクト比によって変化することを、ノズル内の二次流れと噴出後の二次流れとを用いて説明している。そして拘束噴流はアスペクト比を大きくしても必ずしも二次元的構造にはならないと結論づけているが、このことはここで述べた渦モデルを用いるとさらに良く説明できる。

2・2 深さ方向の速度成分の分布 2 センサ形熱線流速計により測定した噴流中心面内における z 方向の速度成分 W の分布を図2に示す。横軸は平板からの距離 x^* を平板間距離の半分の H で無次元化して示している。図1に示した噴流中心面内の速度分布に対応して、 $H/b_0=1$ の場合、 W の分布にも平板からの排除作用だけが見られる。しかし、アスペクト比が大きくなるにつれて、 W の分布に負の部分が見れ、またその部分が流れ場全体に占める割合も大きくなっていく。これは流れが平板側へと押し寄せていることを示し、拘束噴流における特徴⁽¹⁰⁾の一つである。そしてその正負の程度の差がアスペクト比の影響であり、またこのことは2・1節の大規模渦による二次流れのメカニズムの考え方と良く一致する。

2・3 噴流中央面内の運動量 噴流中央面内における単位幅当たりの運動量 J_z の下流方向への変化を図3に示す。流れが下流に進むに従って J_z は次第に減衰し、二次元噴流の場合と異なり、運動量は下流方向へ保存されないことがわかる。

また、特に H/b_0 が小さい場合には、 $x/b_0=40$ 付近で J_z はそれまでの単調減少傾向から若干増加する傾向に変わるのが見られる。 H/b_0 が小さい場合にはこのような下流位置では、両平板上に発達する境界層が噴

流中央面まで達するようになり、境界層の排除効果が大きいので、運動量のこのような変化が見られるものと思われる。なお図3中の実線は J_3 の変化を

$$\frac{J_3}{J_0} = 1 + A \left(\frac{x - x_a}{b_0} \right)^2 + B \left(\frac{x - x_a}{b_0} \right)^3 \dots \dots (1)$$

の形の実験式で表したものである。ここで J_0 はノズル出口における単位幅当たりの運動量、 x_a はノズル出口の速度がそのまま保たれる初領域長さである。また各アスペクト比に対する x_a , A および B の値を表1に示す。

2.4 平均速度場の近似計算 平均速度場の近似計算について既報⁽⁵⁾では、第1近似として二次元噴流の場合と同様、相互干渉厚さ δ_2 の外縁における運動量 J_3 は、下流方向へ保存されるとして計算した。その結果、実験と計算の結果との間に条件によっては良い一致が見られなかった。これは前述の渦の影響による流れの変化、例えば流れ方向への運動量の減衰などを考慮に入れていなかったためであり、ここでは運動量 J_3 の下流方向への減衰を考慮して再度計算を行う。ただし初領域においては、その定義から明かなように噴流中央面内の運動量は保存されると仮定し、この領域では従来の方法を用いる。

流れの基礎式を境界層近似し、運動量積分式を導いた既報⁽⁵⁾の式(20)において $2U_3^2 b_0/7$ を J_3 とおけば

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left\{ J_3 \int_0^{\delta_2} h(\xi) g^2(\xi) d\xi \right\} + \frac{d}{dx} \{ J_3 (H - \delta_2) \} \\ = -\alpha J_3 \left(\frac{Re}{2} \right)^{-1/4} \left(\frac{U_3}{U_0} \right)^{-1/4} \left(\frac{\delta_1}{b_0} \right)^{-1/4} h(0) \end{aligned} \dots \dots (2)$$

となる。ここで流れ方向への運動量の減衰を考慮する

ことは、上式の左辺第2項からもわかるように、平板の間隔 $2H$ が考慮に入ることであり、両平板の間隔の変化、すなわちアスペクト比の変化によって、流れが大きく変化するような場合には必要である。

最終的にこの計算は、噴流幅の z 方向への変化を示す関数 $h(\xi)$ に含まれる変数 a に関する常微分方程式を解く問題に帰着し、運動量の変化を考慮したことにより既報の常微分方程式(24)の左辺第2項および第3項にそれぞれ

$$\begin{aligned} f_{2a}(x) = \frac{1}{J_3} \frac{dJ_3}{dx} \delta_2 \left[\left\{ -\frac{104}{12765} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 + \frac{16}{345} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{25}{207} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right) + \frac{1}{3} \right\} + k \left\{ \frac{8}{9975} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^7 - \frac{4}{645} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^6 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{8}{387} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 - \frac{10}{261} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 + \frac{40}{957} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{4}{165} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{1}{21} \right\} + \frac{1}{495} k^2 \right] \end{aligned}$$

および

$$\begin{aligned} f_{3a}(x) = \frac{1}{J_3} \frac{dJ_3}{dx} \delta_2 \left[\left\{ \frac{104}{12765} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 - \frac{16}{345} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{2}{3} \right\} \right. \\ \left. + k \left\{ -\frac{8}{9975} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^7 + \frac{4}{645} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^6 - \frac{4}{215} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{7}{261} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 - \frac{16}{957} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 + \frac{11}{210} \right\} + \frac{3}{1540} k^2 \right] \\ + \frac{1}{J_3} \frac{dJ_3}{dx} (H - \delta_2) \end{aligned}$$

が付加される。これらの式に含まれる J_3 については式(1)を用い、さらに形状パラメータ k , δ_1 および δ_2 などは、図1に示した噴流中心面内の速度分布から従来⁽¹⁰⁾の方法で求めた結果を用いる。

表1 x_a , A および B の値

H/b_0	1	2	3	5	8
x_a/b_0	9.0	8.8	8.6	8.4	8.4
$A \times 10^4$	-8.28	-7.01	-7.25	-5.35	-2.45
$B \times 10^5$	1.74	1.32	1.35	0.792	0.229

図2 深さ方向の速度成分の分布

図3 噴流中央面内の運動量

このようにして得られた計算結果の一例として、変数 a の流れ方向への変化の様子を図4に示す。この a は既報⁽⁵⁾で述べたように、噴流中央面における噴流幅と平板上における見掛けの噴流幅との比を示し、これが大きいほど流れは平板側へと押し寄せていることを表すものである。 $H/b_0=1$ の場合、変数 a の下流方向への変化の程度はほかの場合と比較して小さく、平板側への押し寄せはあまり著しくないが、 H/b_0 が大きくなるにつれて a は大きくなり、流れの押し寄せが著しくなってくる。この結果からもわかる。また H/b_0 が3以下では、ほかのアスペクト比の場合に比べて上流位置から a は減少している。このような a の変化は、2・3節までのアスペクト比を変化させた場合の流れの変化に関する説明と良く対応している。

3. 乱流特性

前報⁽⁹⁾と同様な計測システムを用い、アスペクト比を変化させた場合の拘束噴流の乱流特性を調べた。

3・1 乱れ強さおよび乱流運動エネルギー 噴流中心軸上における3軸方向の乱れ強さが下流方向へ変化していく様子を、 $H/b_0=8$ および1の場合を代表例として図5(a), (b)に示す。

図5(a)の $H/b_0=8$ の場合、3軸方向の乱れ強さは二次元噴流の Gutmark ら⁽¹¹⁾や Heskestad⁽¹²⁾の結果と同様の傾向を示す。ただ二次元噴流の場合、 $\sqrt{v'^2}/U_3$ と $\sqrt{w'^2}/U_3$ は、ほぼ同程度の大きさを示すのに対して、本実験の $\sqrt{w'^2}/U_3$ は、下流に進むに従って両拘束平板の影響が次第に現れ始めるため、 $\sqrt{v'^2}/U_3$ よりも若干小さくなる傾向が見られる。また、ノズル出口に比較的近い領域で、ノズル部形状の違いから $\sqrt{u'^2}/U_3$

に Heskestad の結果と若干の相違が認められる。

次に図5(b)の $H/b_0=1$ の場合、両平板の影響がかなり上流から及び始め、 $\sqrt{u'^2}/U_3$ や $\sqrt{w'^2}/U_3$ は $H/b_0=8$ の場合と比較するとかなり減少している。これに対し y 方向の変動は他の方向の変動に比べて拘束されていないので $\sqrt{v'^2}/U_3$ はあまり減少せず、 $\sqrt{u'^2}/U_3$ と同程度の大きさになっている。これは相対的に流れに及ぼす y 方向の速度変動の影響が大きくなっていくことを示しており、アスペクト比が小さな拘束噴流の特徴的な乱流特性の一つである。

これら3軸方向の速度変動をもとに得られた乱流運動エネルギーの流れ方向への変化を、その他のアスペクト比の場合も含めて図6に示す。乱流運動エネルギーは $H/b_0=3$ 以上でほとんど類似した分布となり、アスペクト比の影響はあまりめいりようには見られない。またアスペクト比の減少につれて、乱流運動エネルギーの最大値は小さくなり、またこれを示す位置は上流へと移動する。特に $H/b_0=1$ の場合、二次元噴流

(a)

(b)

図4 変数 a の下流方向への変化

図5 噴流中心軸上の乱れ強さ

で自己保存を示す Bradbury⁽¹³⁾の結果と比較すると、その最大値は半分以下である。噴流が平板に沿って流出した場合の両平板上に発達する境界層は計算⁽¹⁰⁾によれば、 $H/b_0=1$ の場合、 $x/b_0=17.3$ 付近で、また $H/b_0=2$ の場合、 $x/b_0=32.3$ 付近でそれぞれ噴流中央面まで達する。したがって、アスペクト比が小さい場合には流れの速度変動も両平板によって抑制され、乱流運動エネルギーもこれに伴って減少するものと思われる。

3.2 自己相関 主流方向の速度変動成分の噴流中心軸上における自己相関を求め、これを用いて積分特性距離 L_u を前報と同様な方法で求めた。このときの流体塊の輸送速度は、噴流中心軸上の速度 U_3 とした。前述したように、このような両平板の影響をかなり受ける速度が、積分特性距離を算出する際の輸送速度として適当かという議論もあると思われるが、結論でも述べたように拘束噴流の乱流特性に関する情報が乏しい現段階での一応の目安としてこの速度を採用した。

図6 噴流中心軸上の乱流運動エネルギー

図7 積分特性距離

積分特性距離の下流方向への変化の様子を噴流の半値幅 $b_{1/2}$ で無次元化して図7に示す。 $H/b_0=1$ や2の場合、両拘束平板によって上流からかなり運動量を失うため渦径は大きくなる⁽¹⁴⁾。また $H/b_0=5$ や8でも $L_u/b_{1/2}$ は、実験した範囲がノズル出口からあまり離れていない領域なので、まだ二次元噴流⁽¹¹⁾⁽¹⁵⁾における自己保存の領域の値より大きい。

次に前報では主流方向の速度変動成分の自己相関だけに着目したが、ここではさらにこれと直角方向の速度変動成分の自己相関についても調べた。その一例として、 $H/b_0=1$ の場合の分布を図8に示す。 z 方向の速度変動成分 w' の自己相関 $R_w(\tau)$ の分布は他と比べるとかなり小さく、図5の結果とあわせて考えると、かなり振幅の小さい高周波変動であることがわかる。また、 v' の変動は u' と同程度の変動になっている。これは、噴流が周囲の静止流体を巻き込む、いわゆるエントレインメントが、二次元噴流では H/b_0 が大きい

図8 速度変動成分の自己相関

図9 パワースペクトル

め、噴流全体としてはかなり一様に行われるのに対し、拘束噴流ではかなり狭い二平板間で行われるので、この現象が二次元噴流の場合よりも間欠的になり、これに伴い v' の変動が、二次元噴流の場合よりも大きな振幅および低周波変動になるためと考えられる。

3.3 パワースペクトル 噴流中心軸上における u' のパワースペクトル $x/b_0=20$ および 40 の場合について図9に示す。ただし前報と同様にして波数領域に変換し、また熱線センサの有効長さを考慮して、特に低波数領域に着目して示す。

低波数領域における乱れのエネルギー、つまり大きなスケールの流体塊に含まれるエネルギーに関して、 $x/b_0=20$ の場合、 H/b_0 の違いによるこの差は顕著には見られず、アスペクト比の影響はこの下流位置ではまだ現れていない。これに対し、 $x/b_0=40$ の場合は H/b_0 が小さいほど低波数領域で大きな値を示し、大きなスケールの流体塊に乱れのエネルギーが多く含まれていることがわかる。そして、図6や図8の $x/b_0=40$ における結果もあわせて考察すると、 H/b_0 が小さい場合、これら大きなスケールの流体塊のエネルギーの大部分は、 x および y 方向の速度変動成分 u' , v' によるエネルギーであることがわかる。このことは H/b_0 が小さいために z 方向の速度変動成分 w' が抑制された結果、乱流運動エネルギーが小さくなっているものと考えられる。また $x/b_0=40$ の場合、低波数領域でのスペクトルの極大値を示す波数は H/b_0 が小さいほど減少している。これは前述したように、狭い2平板間での間欠性の増大した流体の巻込み現象の結果、 u' の変動にもその周期性が助長されるため、その低周波変動に伴うスペクトルピークが生じたものと思われる。

さらに局所等方乱れとして近似できる Kolmogorov の $-5/3$ 乗スペクトルで表される波数領域は、両下流位置とも、 $H/b_0=1$ の場合に若干狭くなるように思われるが、 H/b_0 による顕著な違いはあまり見られない。

4. 結 論

拘束噴流に及ぼす多くのパラメータの中で、最も流れに強く作用すると思われるノズルアスペクト比を種々変化させた場合の平均流特性を、主流方向および深さ方向の速度成分の噴流中心面内における分布の測

定結果をもとに考察した。また、すでに報告した流れに直角な断面内に生じる大規模な渦の下流方向への変化を考え、これに伴う流れの様子の変化を上述の速度分布との関連で説明した。その結果、アスペクト比が2より小さい場合、この渦が流れに及ぼす影響はあまり強くなく、流れは通常の境界層流れと同じように両平板からの排除作用をかなり顕著に受ける。また、アスペクト比が5や8などの中規模程度になると、この渦の影響が強く現れ、その結果、流れが平板側へと向かう押し寄せ作用が増大し、流れの様子が次第に変化してくることが明らかになった。

さらに、この渦による流れの変化を考慮して、先に報告した平均速度場の近似計算をアスペクト比の広い範囲にわたって適用できるように修正した。そして、噴流幅の深さ方向への変化を示す関数に含まれる変数に関する常微分方程式を解き、この変数の下流方向への変化を用いてアスペクト比による流れの様子の変化を説明した。

またアスペクト比を種々変化させた場合の乱流特性についても検討した。その結果、特にアスペクト比が1の場合、両平板上に発達する境界層の影響や噴流の巻込み現象の制限などにより、乱れ強さ、自己相関およびパワースペクトルなどの乱流諸特性に、アスペクト比が大きい場合に比べてかなりの変化が見られた。

文 献

- (1) Foss, J. F. and Jones, J. B., *Trans. ASME, Ser. D*, 90-2, (1968), 241.
- (2) 野崎・ほか2名, 機論, 50-452, B (昭59), 959.
- (3) 村本・ほか3名, *Proc. 13th Fluid. Symp.*, (1978), 37.
- (4) 間宮・ほか2名, *Proc. 14th Fluid. Symp.*, (1979), 1.
- (5) 中島・ほか3名, 機論, 52-478, B (昭61), 2367.
- (6) 中島・ほか3名, 第37回応用力学連合講演会講演予稿集, (昭62), 111.
- (7) Holdeman, J. D. and Foss, J. F., *Trans. ASME, Ser. 1*, 97-3 (1975), 342.
- (8) Nozaki, T., ほか2名, *Proc. 4th Int. Symp. Fluid Visual.*, (1986), 495.
- (9) 中島・ほか4名, 機論, 54-503, B (昭63), 1622.
- (10) 中島・ほか2名, 機論, 51-471, B (昭60), 3438.
- (11) Gutmark, E. and Wagnanski, I., *J. Fluid Mech.*, 73-3 (1976), 465.
- (12) Heskestad, G., *Trans. ASME, Ser. E*, 32-4 (1965), 721.
- (13) Bradbury, L. J. S., *J. Fluid Mech.*, 23-1 (1965), 31.
- (14) 香月・ほか4名, 機論, 50-452, B (昭59), 1077.
- (15) 中込・ほか1名, 機論, 46-410, B (昭55), 2023.

討 論

〔質問〕 藤 田 重 隆〔徳山工業高等専門学校〕

図1の噴流中心面内の速度分布の説明の中で、3382ページ右欄14行め、…以降の比較的平板近傍に存在する渦に流れ全体が引き寄せられたように…とあるが、この中で使われている渦は可視化法または統計的手法（たとえば時空間相関）などにより確認されているものか。この考え方の根拠をご教示いただきたい。

〔回答〕 この考え方は、本文中に述べたように著者の一人が文献(8)で報告した流れに直角な断面内に

生じる大規模渦に基づいており、二チャネル形レーザドップラ流速計を用いて流れに直角な2方向の速度成分を測定し、そしてこれらの時間平均の結果をベクトル表示している。これによれば、平板近傍において噴流内部から外側へと向かう流れが生じ、一方、噴流中央面付近ではエントレインメントによって噴流内部へと向かう流れが生じている。そして、この二つの流れによって平板の比較的近傍に渦が生じているのを確認している。