

コリオリ力の作用する曲がり矩形流路内
の流れに関する研究

前田太佳夫

①

コリオリ力の作用する曲がり矩形流路内
の流れに関する研究

前田太佳夫

目 次

第1章 緒論	1
1.1 本研究の目的および意義	1
1.2 本研究に関連した過去の研究の概説	5
1.2.1 流線の曲がりによる遠心力の作用する流れ	5
1.2.2 系の回転によるコリオリ力の作用する流れ	11
第2章 コリオリ力の作用する曲面上の二次元乱流境界層	20
2.1 緒言	20
第2章で用いた主な記号	21
2.2 実験装置と方法	23
2.3 実験結果を整理する式	24
2.3.1 ポテンシャルコアの速度勾配	24
2.3.2 リチャードソン数	24
2.4 実験結果と考察	26
2.4.1 凹面上の静圧分布	26
2.4.2 凹面上の速度と乱れの分布	26
2.4.3 凸面上の静圧分布	27
2.4.4 凸面上の速度と乱れの分布	28
2.4.5 境界層厚さ	29
2.4.6 対数速度分布	30
2.4.7 混合距離分布	31
2.5 結言	34

第3章	コリオリ力の作用する曲面上の乱流境界層に及ぼす二次流れの影響 . . .	61
3. 1	緒言	61
	第3章で用いた主な記号	62
3. 2	実験装置と方法	63
3. 3	コリオリ力と遠心力の関係	64
3. 4	実験結果および考察	66
3. 4. 1	壁面静圧分布	66
3. 4. 2	凹面上の境界層	66
3. 4. 3	凸面上の境界層	69
3. 5	結言	72
第4章	回転する曲がり矩形流路内の流れに及ぼすアスペクト比の影響	86
4. 1	緒言	86
	第4章で用いた主な記号	87
4. 2	実験装置と方法	88
4. 3	実験結果および考察	89
4. 3. 1	壁面静圧分布	89
4. 3. 2	平均速度分布	89
4. 3. 3	等速度線図	90
4. 3. 4	等乱れ線図	92
4. 3. 5	二次流れ強さ	93
4. 4	結言	94
第5章	結論	114
	謝辞	117
	文献	118

第1章 緒 論

1. 1 本研究の目的および意義

流体に作用する外力に関する研究は流体力学上の基礎的なものであり、その例としては温度場における浮力、流線の曲がりによる遠心力および回転系におけるコリオリ力等があり、それらは流体に個別に作用するだけでなく、多く場合、複数の外力が相互干渉し、運動量や熱の輸送に関して重要な役割を担っている。流線の曲がりによる遠心力は曲がり管路内の流れ、翼面上の流れおよび旋回ジェットなどに数多く見られるものである。また、系の回転によるコリオリ力は地球の自転による大気や回転翼面上の流れに効果を及ぼすものである。とくに遠心形ターボ機械羽根車の流路内流れは翼面の曲率による遠心力と羽根車回転によるコリオリ力の両方の影響を受け、その流動状態は極めて複雑なものとなり、平均速度場および乱れ強さの分布は静止系での流れとは著しく異なり、流路内流れは壁面摩擦と逆圧力勾配下での境界層剥離に大きな影響を与えることが予想される。このため、羽根車の性能を向上させる上で回転場における流れの挙動を詳細に明らかにすることが極めて重要な課題となっている。

本研究は主にターボ機械の性能向上のための基礎資料を得るため、回転する曲がり矩形流路内の乱流および乱流境界層内の流れを詳細に測定することにより、流路回転によるコリオリ力と流線の曲がりによる遠心力が流れに及ぼす影響を実験的に取り扱った研究である。

ターボ機械羽根車内の流れに作用する物体力を大別すると、

- (1) 流線の曲がりによる遠心力
- (2) 系の回転によるコリオリ力
- (3) 系の回転による遠心力

のようになる。初めに、これらの外力を考慮した図 1-1 に示す曲がり回転座標系におけ

る運動方程式を、静止系における Navier-Stokes 方程式から導くことにする。静止系における Navier-Stokes 方程式は次式である。

$$\partial \mathbf{U} / \partial t + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\nabla(p/\rho) + \nu \nabla^2 \mathbf{U} \quad (1.1)$$

まず、式 (1.1) の項 $\partial \mathbf{U} / \partial t$ についてベクトル量と時間微分の相対性について考える。2つの座標系 (x, y, z) と (r, θ, z) が相対的に運動しているときの、系 (x, y, z) における流体の位置ベクトル \mathbf{r} 、速度ベクトル \mathbf{U} とし、系 (r, θ, z) における速度ベクトル \mathbf{U}' とする。回転のみを考えた場合、位置ベクトル \mathbf{r} の先端の速度は

$$\begin{aligned} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} |\Delta \mathbf{r} / \Delta t| &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} |\{\mathbf{r}(t + \Delta t) - \mathbf{r}(t)\} / \Delta t| \\ &= |\boldsymbol{\Omega}| |\mathbf{r}| \sin \theta \\ &= \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} \end{aligned} \quad (1.2)$$

一方、系 (r, θ, z) における微分を d'/dt で表せば次のようになる。

$$d' \mathbf{r} / dt = \mathbf{U}' \quad (1.3)$$

つまり、系 (x, y, z) における位置ベクトル \mathbf{r} を系 (r, θ, z) 内で時間微分すると系 (r, θ, z) での速度が求められる。系 (x, y, z) における位置ベクトルの微分 $d\mathbf{r}/dt$ は式 (1.2) と (1.3) の和によって与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= d\mathbf{r}/dt \\ &= \mathbf{U}' + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} \end{aligned} \quad (1.4)$$

ゆえに時間微分項は次のように変換される。

$$\begin{aligned} d\mathbf{U}/dt &= d(d\mathbf{r}/dt)/dt \\ &= d(\mathbf{U}' + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})/dt \\ &= (d'\mathbf{U}'/dt + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{U}') + d(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})/dt \\ &= d'\mathbf{U}'/dt + (d\boldsymbol{\Omega}/dt) \times \mathbf{r} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{U}' + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1.5)$$

系の角速度ベクトル Ω が一定のときには式 (1.5) は次式のように簡単化される。

$$d\mathbf{U}/dt = d'\mathbf{U}'/dt + 2\Omega \times \mathbf{U}' + \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r}) \quad (1.6)$$

全微分可能の条件下においては偏微分可能であるから式 (1.6) は次のように書き換えられる。

$$\partial\mathbf{U}/\partial t = \partial'\mathbf{U}'/\partial t + 2\Omega \times \mathbf{U}' + \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r}) \quad (1.7)$$

ただし、 $\partial'/\partial t$ 、 \mathbf{U}' および \mathbf{r} はそれぞれ系 (r, θ, z) 内における偏微分、速度ベクトルおよび位置ベクトルである。

いま新たに $\partial'/\partial t$ および \mathbf{U}' を $\partial/\partial t$ 、 \mathbf{U} と書き改めると回転系内の曲面上の流体に対する Navier-Stokes 方程式は次式のようにになる。

$$\partial\mathbf{U}/\partial t + (\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U} + 2\Omega \times \mathbf{U} + \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r}) = -\nabla(p/\rho) + \nu \nabla^2 \mathbf{U} \quad (1.8)$$

これをそれぞれの項に対して系 (r, θ, z) に変換し、 z 軸まわりの回転だけを考え、 $\Omega = (0, 0, \Omega)$ とすると Navier-Stokes 方程式の各方向成分は次のようになる。

r 方向の Navier-Stokes 方程式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U_r}{\partial t} + \left(U_r \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{U_\theta}{r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial U_r}{\partial z} - \frac{U_\theta^2}{r} \right) - 2\Omega U_\theta - \Omega^2 r_o \\ & = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p}{\rho} \right) + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} - \frac{U_r}{r^2} + \frac{\partial^2 U_r}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

θ 方向の Navier-Stokes 方程式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U_\theta}{\partial t} + \left(U_r \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{U_\theta}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial U_\theta}{\partial z} + \frac{U_r U_\theta}{r} \right) + 2\Omega U_r - \Omega^2 r_e \\ & = -\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{p}{\rho} \right) + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \frac{U_\theta}{r^2} + \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

z 方向の Navier-Stokes 方程式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U_z}{\partial t} + \left(U_r \frac{\partial U_z}{\partial r} + \frac{U_\theta}{r} \frac{\partial U_z}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial U_z}{\partial z} \right) \\ & = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{\rho} \right) + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

ここで図 1-2 で示すように $r_o = r_o(r, \theta)$ は回転中心から測定位置までの距離に相当する半径であり, $r_e = r_e(\theta)$ は回転中心から曲率中心までの距離に相当する半径である. 式 (1.9) および (1.10) において項 $-U_\theta^2/r$, $U_r U_\theta/r$ は流路曲率による遠心力, $-2\Omega U_\theta$, $2\Omega U_r$ は回転によるコリオリ力, $-\Omega^2 r_o$, $-\Omega^2 r_e$ は回転による遠心力である.

式 (1.9) および (1.10) において回転による遠心力項 $-\Omega^2 r_o$ および $-\Omega^2 r_e$ は密度一定の流体に対しては保存力として圧力項に繰り込むことができ, 式 (1.9) および (1.10) は次のようになる.

r 方向の Navier-Stokes 方程式:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U_r}{\partial t} + \left(U_r \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{U_\theta}{r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial U_r}{\partial z} - \frac{U_\theta^2}{r} \right) - 2\Omega U_\theta \\ &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial r} - \rho \Omega^2 r_o \right) + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} - \frac{U_r}{r^2} + \frac{\partial^2 U_r}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

θ 方向の Navier-Stokes 方程式:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U_\theta}{\partial t} + \left(U_r \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{U_\theta}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial U_\theta}{\partial z} + \frac{U_r U_\theta}{r} \right) + 2\Omega U_r \\ &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} - \rho \Omega^2 r_e \right) + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \frac{U_\theta}{r^2} + \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

本章では先に述べた分類に従って, 各物体力の従来の研究について紹介する. ただし, (3) の回転による遠心力に関しては, 式 (1.12) および (1.13) からわかるように, 回転場においては静止場で平衡している圧力勾配とは異なり, 回転による遠心力の分だけ圧力勾配が変化していることがわかる. しかし, 本研究では一定角速度のもとに密度一定の流体を用いたため, 全体としては他の流れ場の圧力勾配と同じ意味をもつことから, 系の回転による遠心力を考慮する必要がない.

1. 2 本研究に関連した過去の研究の概観

1. 2. 1 流線の曲がりによる遠心力の作用する流れ

流線の曲率は系全体の回転または非回転流れにおける境界の幾何学的形状によって生じる。この節では境界の幾何学的形状による遠心力の過去の研究について述べることにする。

一般的な曲面の効果としては曲率半径方向への圧力勾配を生じて、主流方向への流れ成分に次ぐ二次的な要因となることである。曲面上の流れに関する研究としては、古典的には層流境界層に関するものが数多く成されている。例えば、Yen & Toba [1] および Murphy [2] は曲面上の層流運動を支配する方程式を流線と直交する一般座標を用いて導き、流れ方向への圧力勾配がない流れ場に対して解いた。Yen & Toba によれば凸面上の壁面摩擦係数は平板上の Blasius の値よりも大きな値となり、凹面上では壁面摩擦は曲率が増加するほど Blasius の値よりも小さくなるが、これはいずれ最小値をとり、それを超えると再び増加し始めることを示した。一方、Murphy は凸面上では壁面摩擦は平板上の Blasius の値よりも小さく、凹面上では大きくなるとしている。また、層流における流れの安定・不安定効果は全く異なり、緩やかな曲率の凸面上では Tollmien-Schlichting 波に影響を与え、凹面上では Taylor-Goertler 渦が生じることが知られる。

乱流の場合には流れを支配する多くの要素が存在するため、主に境界層内の流れについての研究が成されている。まず、乱流境界層内の流れに関しての研究について述べることにする。Wattendorf [3] および Eskinazi & Yeh [4] は平板と曲がりせん断流の安定性の相違に関しては、緩やかな曲率の場合でさえ、曲がりがせん断流の乱れに著しい効果を与えることを示し、それは Taylor [5] の行った古典的な観察を裏付けるものとなった。

Wattendorf は実験による観察および交換係数と混合距離の計算結果から曲面上の安定限界を予測し、曲がり流路の外壁上では乱流混合を増加させ、内壁上では減少させることを示した。また、彼は流路を $du/dr + u/r = 0$ の位置を境目にして2つの非平衡

な領域にわけることによって、曲がり流路内の流れの2つの相似性を示した。つまり、実際の速度 u とポテンシャル速度 u_p との差 $(u_p - u)$ を無次元化すると流れは相似であり、また、外壁上の速度 u_0 とポテンシャル速度との差 $(u_p - u_0)$ の摩擦速度による無次元値と内壁上の速度 u_i とポテンシャル速度との差 $(u_p - u_i)$ の摩擦速度による無次元値は相似性であると提議した。

Eskinazi & Yeh は直線流路と曲がり流路内の十分発達した乱流の比較を行い、最も重要な曲がりの影響は半径方向の乱れ成分の生成にあり、それは凸壁では抑制され、凹壁では促進されることを示した。彼はこのことを次のように説明した。つまり、凹壁近傍の流体粒子が、より壁面から離れた位置に移動すると、その新しい位置にあったもとの流体粒子よりも大きな角運動量をもっているため、その位置での壁方向への圧力勾配よりも大きな遠心力を有しているため流体粒子はさらに壁面から遠い位置に移動する傾向にあり、それゆえ凹壁近傍では半径方向への変動は不安定であり、一方、反対の理由から凸壁近傍では流体粒子は安定であると説明した。

Meroney & Bradshaw [6] は入口の境界層の厚さの約 100 倍の半径をもつ 25° の曲がり流路における測定を行った。彼らは流線の曲率によって生成される付加歪割合が乱流の発達に影響を及ぼすと考え、曲がり流路内で発達する乱流境界層に関して研究した。その結果、平板上の流れと比較して、凸面上の境界層厚さの増加割合はほぼ半減し、壁面摩擦係数は 0.9 ほどに減少し、一方、凹面上での乱れ成分は約 1.1 倍に増加し、そこでは縦渦の存在が見られた。

Ramaprian & Shivaprasad [7] は境界層厚さと曲率半径との比が 0.01 である緩やかな曲率をもつ凸面および凹面上の乱れエネルギーの平衡、自己相関、自己パワースペクトル、クロススペクトル、振幅確率分布および条件付き相関を測定し、境界層中の乱流構造を詳細に述べた。それによると、凸面上では壁面領域からの乱流運動エネルギーの外方向への拡散の抑制とともに壁面から乱流エネルギーを受ける領域が減少し、乱流変動の積分時間スケールが著しく減少し、乱れエネルギーとレイノルズせん断応力のスペクトル分布が高い波数方向に移動するが、一方、凹面上では凸面と厳密に反対の効果が現れ、その効果は凸面よりも小さい。また、凸面上ではレイノルズせん断応力に及ぼす寄与の約 50% は境界層厚さの $1/4$ より小さいスケールの渦から来るが、凹面上ではこのスケールの渦の寄与は約 25% である。彼らは、また、いずれの面上においても曲がりの効果

は主流方向への速度変動よりも壁に垂直な変動成分に大きく影響し、その効果は壁面近傍よりも境界層の外層においてより大きく影響することを示した。

上で述べた研究では曲率が極めて緩やかな曲面上の流れを取り扱っているが、一般の翼やターボ機械羽根のような強い曲率をもつ流れに関しては Bradshaw [8] が総括的な議論を行い、流線の曲率の効果は曲がり流れの平均量の運動方程式中に現れる圧力勾配項やその他の項に比べて重要な影響を与えることを示した。そして、乱れは強い曲率の凸面ではほとんどなくなり、一方、強い曲率の凹面では準定常な縦渦による運動量輸送が乱流構造を支配していることを示した。彼は旋回ジェットによる混合やその後流渦のポテンシャルコアの性質も流線の曲がりによって変化すると述べ、また、その他の種々の流れに及ぼす曲がりの効果を予測する方法を紹介している。

Castro & Bradshaw [9] はポテンシャルコアをもつ二次元ジェットを壁面に垂直に衝突させることにより混合層の乱流構造を調べた。彼らの実験において特徴的なことは、衝突領域の下流ではせん断層は漸近的に典型的な平板混合層に戻るが、その戻り方が単調ではないことである。つまり、レイノルズ応力、乱れの3重積、エネルギー消散割合およびその他の乱れ成分は曲率が安定している領域の後では、最終的に減少して落ち着くまでの間に、一時的に平板の値を超える領域が存在する。また、乱れ輸送に影響を与える乱れの3重積はエネルギー生成が最も大きい層の中心領域において著しく増加し、大きなスケールの渦が主に3重積に影響を与え、その渦は最も長い時間スケールをもつため安定曲率の効果から回復するには最も長くかかることを示した。

直線流路流れと比較すると曲面上ではせん断層を支配する単純せん断 $\partial U / \partial y$ に加えて付加歪割合が含まれるため、平均流の極めて緩やかな曲率においても平均速度、乱れ強さおよびせん断応力の分布に重要な変化をもたらす。流線の曲がりによる半径方向への速度変化 $\partial V / \partial x$ の例としては、Smits, Young & Bradshaw [10] が曲率3~6の二次元流れを用いて、工学的な応用上よく見られる突然曲がる流れにおける研究を行い、曲がりにより衝撃を与えた場合の流れの変化を考察している。それによれば、曲がり領域を出た下流の領域では乱れの減少が見られ、曲がりの領域が短い場合には流れに対する曲がりの応答性は全曲がり角度に依存し、その曲率には依存しないことを示した。Smits, Young & Bradshaw の実験において凸面上の平均せん断に対する付加歪割合は Castro & Bradshaw の安定側の曲面上の短い領域の混合層における測定と一致するが、

Castro & Bradshaw による実験は曲がり角が 90° であるのに対し, Smits, Young & Bradshaw の実験は 20° あるいは 30° である. Smits, Young & Bradshaw の実験においては曲がりの上流にある直線部分ではわずかな順圧力勾配があり, 曲がり部では強い順圧力勾配があるが, この圧力勾配は直接的にはレイノルズ応力輸送方程式には現れず, それゆえ直接に乱流構造に影響を与えるものではない.

Smits, Eaton & Bradshaw [11] はスパン方向の発散 $\partial W/\partial z$ と単純せん断面における流線の曲がり $\partial V/\partial x$ の効果を調べるため, 上流が円筒で下流が円錐型に広がっている流路内の境界層流れの測定を行い, 曲がり効果による境界層の発達と広がり効果による二次流れの発生との間の関係を調べた. 円筒と円錐の間の過渡領域にある凹面は乱れを増幅する傾向にあるが, 過渡領域の十分下流でも乱れは依然大きいことから, そこでの付加歪割合の効果による乱れを増幅は流路のスパン方向の広がりだけに基づくことがわかる. このことから壁面のスパン方向の広がり流れ方向への曲率と同様に乱流構造を変化されるものであり, Smits, Young & Bradshaw による実験結果とは定量的に異なる. これらの違いは広がり領域では $\partial U/\partial y$ の値は二次元流れほど減少せず, せん断力の発生は依然大きく, 付加歪割合の効果の継続によって乱れは減少しないためである.

以上の研究は主に十分発達した乱流境界層に関するものであるが, 実用上多く見られる発達途中の乱流境界層の研究もされている. Ellis & Joubert [12] は曲率半径の異なる2種類の曲がり矩形流路内の発達途中の乱流境界層の平均流特性を調べ, 直線流路内の流れの結果と比較した. 彼らの結果では, 壁法則は修正した形で用いられ, 対数法則は内壁上の極めて小さい領域と外壁上の比較的小さな領域に対してのみ適用できるが, 速度欠損法則に基づく平均速度の相似性は存在しなかった. また, 緩やかな曲率の場合と同様に, 境界層の発達割合と壁面摩擦係数の値は凸面上では抑制, 凹面では増幅されることを示した.

Hunt & Joubert [13] は高いアスペクト比をもつ曲がり流路内の流れに対して平均速度分布, 乱れ強さ分布および流れ方向のエネルギースペクトルを調べ, 同様な断面形状の直線流路の結果と比較した. 彼らの結果から, 緩やかな曲率の流れはせん断力が支配的な流れであり, 強い曲率の流れは慣性力が支配的な流れとして, 明確に区別する必要があることがわかる. また, 緩やかな曲率の流れは強い曲率の流れのように主流の相似則によっては表されないが, 直線流路の壁法則はこの研究の壁面領域での結果とよく一致

することが示された。高い波数スペクトル範囲では内壁、外壁および直線壁面流れともに同じスペクトルが生じるが、低い波数スペクトルではそれらの間に差が生じる。このことから主流の中の大きなスケールの乱流構造の変化が考えられ、流れに及ぼす流線の曲がりの効果は主流の構造のみによって決定されることがわかる。

Bradshaw [14] はリチャードソン数のような気象学のパラメータと乱流のせん断面に垂直な軸まわりの回転やせん断面における流線の曲率との間の代数学的な記述を行い、それらの現象のかなり良い類似性は、浮力の変動を生む温度変動と遠心力やコリオリ力の変動を生む主流方向の速度成分の変動との間に相似性があることを示した。リチャードソン数を用いた混合距離の変化に対する Monin-Oboukhov の式の曲がり流れに対する形は限られたデータに関しては矛盾なく用いられ、それを消散長さスケール (混合距離) の変化を計算することに用いれば、曲面上の境界層に関する予測と実験結果の一致をかなり改善できる。しかし、気象学の理論は大気圏境界層の内層にのみ関係するものであり、境界層の外層に及ぼす曲率や浮力の影響は、乱流の拡散過程と大きな渦構造に及ぼす物体力の影響のためにより異なっていると考えられる。

So [15] は流線の曲率によって影響を受けない乱流長さスケールを仮定し、二次元境界層近似において、乱れエネルギーの生成と粘性消散との平衡を仮定することによって、レイノルズ応力方程式を単純化し、曲がりせん断流に対するリチャードソン数を用いた乱流速度スケールに関する式を導いた。その式中の定数のある値に選ぶと曲がりせん断流の広い領域にわたって速度スケールの計算値と実験値がよく一致することがわかった。また、この結果は浮力と流線の曲がりによる効果の類似性の有効性も示しており、フラックスリチャードソン数の範囲 $-0.21 \leq Rf \leq 0.21$ においてよく一致することから、Bradshaw [14] によって提案された曲がり流路に対する Monin-Oboukhov の式の使用の有効性を支持するものである。

エネルギー交換機において実用上重要である曲面上の乱流境界層における流線の曲がりの効果と熱輸送の関係を示した研究も見られる。Thomann [16] は凹面上の超音速の乱流境界層では流線の曲がりによって熱輸送の割合が変化することを示した。それは、凸面上では熱輸送に著しい減少が見られ、凸面上の熱輸送割合の変化は主に曲がりの効果による乱流混合の変化によるものであるが、一方、凹面上での熱輸送の増加は主に流れ方向を軸とする大きなスケールの Goertler 渦による。しかし、凸面上では大きなス

ケールの渦により熱輸送が減少する傾向が見られたため、大きなスケールの渦だけを原因とすることはできない。そこで彼は非粘性流れの解析によって壁面に垂直な乱流運動に関する曲がりの効果を表す簡単な基準を示し、実用上興味のあるほとんどのマッハ数と壁面温度に対しては乱流混合の変化は主に壁面に垂直な速度勾配に依存するが、高い超音速と極超音速マッハ数に対しては乱流混合は主に温度勾配(密度勾配)に依存すると説明した。

モデル化された方程式を用いて流れを解明しようとする研究も見られ、Irwin & Smith [17] は乱流に及ぼす微小な流線の曲がりの効果をレイノルズ応力方程式において現れる曲率の項に対して考え、計算解と曲がり壁面噴流、曲がり自由噴流および曲がり境界層の実験結果との比較を行った。そして、レイノルズ応力方程式中の曲率の項は微小であるが、その効果は驚くほど大きく、曲がり項を入れたときにはその効果はうまく表されることを示した。

Muck, Hoffmann & Bradshaw [18] は条件付きサンプリングを用いて十分発達した乱流境界層流れが凸面に流入するときの境界層の応答を研究した。境界層内の乱れは曲がりによってステップ状に増加し、Smits, Young & Bradshawの実験による曲率の衝撃とは明確に異なる。Meroney & Bradshaw と Smits, Young & Bradshaw の研究と同様に、凸面と凹面の両方の考察を行うために、Hoffmann, Muck & Bradshaw [19] による凹面上の乱流境界層の結果と比較した結果、彼らは重要な知見としてその両方を関係付けることは実際上は意味がないとした。つまり、乱流に対する計算方法において流線の曲率の効果は安定側と不安定側とで分けて作られるべきであり、同様なことが浮力のような物体力の安定・不安定効果についてもあてはまると提案した。彼らの研究で用いた緩やかな曲率をもつ凸面の効果は、統計学的に平均的な渦の形をほとんど変化させないで、予め存在してる乱れを単に減衰させる効果であり、一方、凹面は縦渦(Taylor-Goertler 渦)の発生によって乱流構造を変化させ、その構造の大きな変化は直接的には曲がりにより、間接的には渦度により与えられ、その渦の強さはレイノルズ応力の勾配を減らすことによってのみ減少されると説明した。また、彼らは曲がり流路内の流れに対して完全な時間依存 Navier-Stokes 方程式の直接数値シミュレーションを行った結果から、平板流れに対して発展してきた乱流モデルを精度良く曲がりの効果に適用することは自然ではなく、モデル化した輸送方程式中の主な項は、流線の曲率に対

する乱流の長さスケールの比に依存した係数を含まなくてはならないと提案し、これが完全に一般化した乱流モデルが将来発見されそうもないことを裏付ける1つの理由である述べた。

以上は乱流境界層に関する研究の例であったが、流路内の乱流の研究もされているが、一般的な曲がり矩形流路内の流れに関する研究は、その流れの複雑さから数少ない。

Humphrey, Whitelaw & Yee [20] は曲率比が 2.3 の滑らかな曲がり正方形流路内で発達する定常、非圧縮および等温流体の流れに対して、平均速度の流れ方向と半径方向成分のレイノルズせん断応力テンソルに相当する成分を測定した。二次流れは、複雑な平均流とレイノルズ応力の分布による影響よりも断面での遠心力と半径方向の圧力勾配の不均衡によって主に支配され、二次流れの平均速度は主流の 28% にも達し、その影響は断面内のレイノルズ応力の分布に大きく影響する。乱れエネルギーの生成は外壁に極近いところに限られ、そこでは生成が負の領域が存在することもある。

Iacovides ら [21] は曲率が水力直径の 3.375 倍の U 字形正方形流路内の乱流を計算と実験によって調べた。代数的な二次モーメント乱流モデルを用いて三次元有限体積法によって計算した結果は、実験データとよく一致し、 135° の位置で強い二次流れが薄い境界層を崩す不規則な流れになる。そして、その二次流れは下流において典型的な単一の渦構造から複数の渦の系に変化する。

1. 2. 2 系の回転によるコリオリ力の作用する流れ

本節では回転場における乱流境界層および回転流路内の乱流に関する研究の概説をする。まず、回転流路の特定の壁面に関して用いられている用語について説明をしておく。高圧側と低圧側という名称はコリオリ力によって生じる圧力勾配からつけられたものである。また、これらの壁面上の境界層に及ぼすコリオリ力の安定、不安定作用に関して不安定側と安定側という用語を用いる。本論文で用いる流路では流路の高圧側を不安定側、低圧側を安定側と呼び、また、回転軸に垂直な壁面を側壁と呼ぶ。

コリオリ力の効果は曲がりの効果と同様に流れに顕著な影響を与えられ、主に曲がりとの類似性についての研究が報告されている。

発達する乱流境界層の研究として Hill & Moon [22] は、長方形流路を流れに垂直な軸回りに回転させその壁面上に発達する乱流境界層の予備的な測定を行い、高圧側では低圧側と比較して境界層はかなり薄くなり、また、はく離に関しては流路曲がりによるものと同様に議論できるとした。彼らの実験はアスペクト比(高さ/幅) 1 の流路で行われ、得られた結果は回転の効果を受け境界層の乱れの局所的構造がかなり変化しているが、それと同じくらいに二次流れによる影響を強く受けている。Hill & Moon は、もしコリオリ力と遠心力によって自由流中の圧力勾配が相殺されるならば、両方の現象の効果は著しく減少するはずであると予測している。

Hill & Moon の研究は Moon [23] によって継承され、そのアスペクト比は 2 に増加された。彼らの結果は、低圧側では運動量厚さ、排除厚さおよび境界層厚さが増加し、速度分布は指数法則の形をとるが、一方、高圧側ではそれらの厚さはほぼ一定のままであり、平均速度分布は対数法則によく合い、プレストン管により測定された摩擦係数は壁法則から外挿された壁面での乱流せん断の値とよく一致する。また、流路の不安定側では乱れ強さ、レイノルズせん断応力および壁面摩擦の著しい増加が観察された。しかし、これらの結果は大きいスケールの二次流れによっても影響を受けており、不安定側で観察される高いせん断応力は乱流の運動量交換の増加と境界層を横切る二次流れの両方の影響によるものである。同様に安定側でのせん断応力の減少は運動量交換の減少と二次流れによる壁面近傍での低エネルギー流体の定着によるものである。Moon は二次流れの効果は実際の応用に関しては重要なことであるが、乱流境界層に及ぼす回転の効果についての最も基礎的なコリオリ力の不安定性を調べるには、これら 2 つの効果を区別できないことは明らかに望ましくないと結んでいる。

Hill & Moon および Moon が得た結果にはコリオリ力の他に二次流れの影響も含まれており、また、乱流は発達状態にあるものであった。コリオリ不安定性の効果を分離して研究する 1 つの方法としては流路のアスペクト比を増加させることによって二次流れの影響を流路の中心線から遠ざけることである。Moore [24] は種々のアスペクト比をもつ回転する矩形流路を用いて十分発達した乱流で実験を行うことによってコリオリ力による不安定性と大きなスケールの二次流れの生成および流れに垂直な速度変動成分と運動量輸送の変化との間の重要な関係を調べ、流れに及ぼす回転の効果はレイノルズ数、回転率およびアスペクト比に依存することを明らかにした。流路中心線上の平均速

度分布に関する回転の効果は 0.5 と 1 のアスペクト比の流路においてはかなり大きい
が、4 と 7.3 のアスペクト比の流路に関してはかなり小さくなり、アスペクト比が小さい
場合の流れに及ぼす効果はコリオリ不安定性よりも二次流れのほうが支配的であるこ
とがわかる。また、中心線上の積分された速度分布の運動量の損失は二次流れによって
断面を横切る方向へ移動した運動量によく合う。二次流れの軸速度は低い回転率では回
転率の増加とともに線形的に増加するが、高い回転率ではその増加は小さい。回転によ
る摩擦係数の変化は全ての流路の中で正方形流路が最も大きく、その正方形流路の摩擦
係数の結果は回転する曲がり円管内の値とよく一致する。Moore はアスペクト比 4 の
流路の中心線上で得られる平均速度分布は 7.3 のアスペクト比の流路の中心線上の結果
と実験の測定誤差範囲内において全く同じであることを示した。

コリオリ力による安定・不安定効果を表す指標としてのリチャードソン数に関する研
究も成されている。Johnston, Halleen & Lezius [25] は染料注入法と水素気泡法を用
いた可視化と平均速度分布の測定からアスペクト比 7 の流路内の十分発達した乱流に及
ぼす回転の効果について調べ、二次元平均流れの領域においてはコリオリ力は局所的安
定性と全体の安定性の両方に影響を与えることを示した。局所的には壁面層におけるレ
イノルズ応力、渦粘性および乱れエネルギー生成の減少により安定な壁面層における縞の
バーストの割合は減少し、反対に不安定な壁面層においてバーストは増加する。その不
安定層においてはロールセルが十分発達する回転率がバーストの増加の限界回転率であ
る。また、安定層においては層流から乱流に遷移するときに見られるようなスポット状
のじょう乱が観察された。安定層においては乱れは抑制され、壁面層の近傍において乱
流エネルギー生成の負になる領域が観察され、この領域では乱れエネルギーの減少によっ
て平均流エネルギーは生成されることがわかる。また、Johnston, Halleen & Lezius は局
所的安定性のパラメータとして Bradshaw [14] の提案したリチャードソン数の回転場
における妥当性を調べ、回転による局所的な安定性効果は、局所リチャードソン数によっ
て関係付けられ、それは曲がり流路内の流れおよび密度成層を伴うせん断層の場合と類
似していることを示した。

さらに Johnston [26] は系の回転によって生じるコリオリ力が、乱流境界層に及ぼす
安定化作用についての研究を行い、回転する長い直線流路中の十分発達した二次元流れ
の実験結果に対して、主要な安定化効果を実証するために再検討し、コリオリ力による

安定側での乱流せん断層を維持するための渦レイノルズ数の基準値を与えた。それによるとリチャードソン数が正である流路の安定側ではコリオリ力はレイノルズ応力と混合距離を減少させ、静止状態の遷移レイノルズ数より大きいレイノルズ数であっても、高い回転率では乱流を維持できないことがわかった。

Johnston & Eide [27] は三次元性のある遠心形羽根車流路流れの予測を目的として回転する曲面上の乱流境界層のせん断応力を混合距離モデルを用いて thin-shear-layer 近似が適用できる領域の計算を行い、壁面摩擦と境界層形状係数に及ぼす回転の効果を見積るための簡単な式を導いた。彼らにより曲率によるはく離効果と回転による安定・不安定効果は壁面に垂直な遠心力とコリオリ力によることが示された。また、リチャードソン数による安定・不安定効果の判別は thin-shear-layer 近似が適用できる場合に限り、リチャードソン数が正であれば乱れエネルギーおよびせん断応力は減少し、零では乱れは平衡状態にあり、負であるときには乱れは増幅され、その特別な場合として、強い安定効果では乱れは全くなくなり、適度な不安定効果では Taylor-Goertler 形の渦ができることを示した。

Koyama ら [28] はアスペクト比 7 の一定断面積の直線流路の壁面上に形成される乱流境界層に及ぼすコリオリ力の効果の研究を行い、境界層の発達には流路の不安定側においては促進され、そこでの壁面摩擦は流路静止時に比べてかなり大きくなり、一方、安定側では反対の傾向が見られることを示した。また、壁座標において平均速度を片対数速度にとると粘性サブレイヤとバッファレイヤ領域は流路の回転の影響をほとんど受けないが、対数法則領域は静止時の対数法則とは異なる直線上にあることがわかった。Koyama らはそれらの結果を表すため修正した対数法則を用い、これらがロスビー数の逆数の関数であると提案した。また、Koyama らは回転の効果を含む Monin-Oboukhov 係数は回転率の関数であることを提案し、その有用性を数値的に示した。

Benton & Boyer [29] は数値計算を用いて、種々の断面形状をもつ回転流路内の流れについて、回転により偏向する内部流れの領域と境界層領域の解をつなぐことにより全体の速度場を得、粘性の効果は流路壁面上の薄い層においてのみに重要であり、慣性力はどこでも無視されることを示した。しかし、この結果は回転する管路についてのみ実験結果とよく一致した。

Kinney [30] は普遍速度分布の相似が平板上の回転乱流に対して成り立つという条件のもとに、Karman の相似仮説を回転座標系において拡張し、混合距離が半径方向座標に比例することを示した。また、乱流渦粘性が一定であるということから層流と十分発達した回転場の乱流とは相似であるとし、このことから回転系での流れにおいては層流から乱流運動への遷移は、単に平均渦度の分布を修正することなしに流体の粘性を増加する効果をもち、遷移後の平均の渦度は、十分発達した乱流分布と同じ量にまで引き伸ばされるとした。

Hart [31] は回転するアスペクト比7の流路内の水の挙動を観察した。それによると、わずかな回転では流路内には幅方向の速度に依存する2渦形の二次流れが生じ、中間の回転率ではスパン方向の速度に依存する縦渦が生じるが、それは高い回転では消滅する。また、彼は回転場での流れが層を成していると考えて、主流方向以外の摂動成分に対しては温度層を形成する流体中のロールセル形による不安定性と厳密に類似していることを示した。

また、数値的に安定性を解析した研究もあり、Potter & Chawla [32] は回転場のBlasius境界層の中で変動する三次元微小波の安定性の固有値問題を数値的に解き、種々の回転率とスパン方向への波数に対する中立安定曲線を得、安定あるいは不安定効果は回転ベクトルの方向に依存することを示した。この回転の効果はスパン方向の波数によって影響を受け、スパン方向の波数が消えるとともにその効果は消滅する。回転の効果は主に中立安定曲線の臨界点に現れ、最小の臨界レイノルズ数で臨界の波数が存在することを予想した。また、彼は正の回転における波数の増加は境界層を安定化させ、負の回転における波数の増加は境界層を不安定化させると結論付けている。

Lezius & Johnston [33] は一定速度で回転する流路内の乱流に及ぼすコリオリ力による安定性を微小じょう乱法から線形化された運動方程式を導くことによって研究した。彼は乱流平均流れの準線形的な表現として、層流における線形じょう乱方程式を解き、その層流の速度勾配を、乱流の平均速度勾配に置き換えた。その結果は高いレイノルズ数での不安定性の始まる回転率は回転系の乱流で実験的に観察されたロールセル不安定性と極めてよく一致することを示した。

Watmuff, Witt & Joubert [34] は圧力勾配がない流路壁面に発達する低いレイノルズ数の乱流境界層に対する測定を詳細に行い、平均速度分布を普遍的なサブレアと修正

された対数法則および後流法則を用いて表した。彼らは壁面での対数法則からの回転の効果による偏差は壁面からの距離に線形的に変化することから対数法則における修正した定数を求めた。彼らの得た結果を簡単に述べると以下のようなになる。回転していない層と比較すると、不安定層の中心線上では対数法則領域の傾きは壁面から遠くなるにしたがって小さくなり、一方、安定層では傾きは大きくなる。安定層、不安定層の両方で乱れは回転には無関係で内層と外層のスケールと相似であり、それによって境界層の発達を増加あるいは減少させる。下流では一定せん断応力領域が見られ、それは平均流の対数領域に対応している。流れ方向へのエネルギースペクトルは低い波数スペクトル成分のみが回転の影響を受ける。安定層の流路中心部分においてはスパン方向への壁面摩擦の分布は均一であり、その外側では側壁方向に低下し、側壁近傍にのみ存在する大きなスケールの二次流れを表している。流路の中心線近傍では二次流れが無視できるので、その変動が小さく、極めて良い運動量平衡が成り立つ。しかし、中心付近においても平均速度に微小変動が見られ、それは大きな渦の揺らぎによるものであり、その中心付近の弱い渦構造でさえ、不安定層でのレイノルズ応力の分布に大きな影響を与えることから、簡単な流れ場でさえ、スパン方向の壁面摩擦の微小変動を取り除くことは不可能である。

上で述べた研究は回転場における乱流境界層に関する研究である。しかし、実際にはターボ機械羽根車の流路の断面アスペクト比は小さく、そのため二次流れの影響が大きい。二次流れは主流流れに次いで二次的に重要な効果を流れに与え、それは側壁に形成される Ekman 層中の速度の遅い流体粒子に作用するコリオリ力と圧力との間の不釣り合いによって生じ、流路の低圧側に粒子を偏らせる効果をもつ。しかし、回転場におけるそのような流路内流れに関する研究は、その複雑さからほとんどなされておらず、層流に関する数値解析が主にされている。例えば、正方形流路の層流に関しては Kheshgi & Scriven [35] が行い、また、長方形流路に対しては Speziale [36]、Speziale & Thangam [37] および Speziale [38] が研究している。それらは緩やかな回転率では流路内には流路幅のオーダーの大きさの 2 渦形二次流れが見られるが、回転率の増加とともに 4 渦あるいはそれ以上の複数渦の二次流れに変化することを示している。

回転場における流路内の乱流は層流よりもさらに複雑さが増し、それに関する研究はほとんどなく、実験に関してはすでに述べた Hill & Moon [22] 以外には見られない。ここではいくつかの数値計算の研究を紹介する。

Speziale [38] はアスペクト比 8 の流路内の層流に及ぼす地球の回転の影響を、回転座標系における完全な非線形の Navier-Stokes 方程式を用いて数値的に解いた。Speziale は層流においてはある適当な幅 (2 inch) 以下の流路に対しては地球の回転によって生じるロールセルが流路中心線上の放物形速度分布を歪めることを示し、流路内の層流の計算を行うときに地球の回転の効果を無視した仮定は重大な誤差を生じることを示した。また、彼は乱流の場合には流路幅が近似的にもう 1 オーダー大きい場合には回転によって生じるロールセルが同様な影響を及ぼすが、そのような巨大な流路流れは研究装置にはないので乱流に関しては地球回転の効果は無視できると提議した。

Iacovides & Launder [39] はアスペクト比 1 と 2 の 2 種類の長方形直線流路内の十分発達した乱流を研究した。その場合、粘性底層での乱れには低レイノルズ数の 1 方程式モデルを用い、それ以外の領域には $k-\epsilon$ モデルを用いた。低い回転数では断面内に 1 対の対称な渦が見られ、高い回転数ではそれは 4 渦へ遷移する。高圧側での 4 渦形構造への遷移は、回転率の増加にともなって早まり、その遷移点はレイノルズ数に依存し、また、長方形流路よりも正方形流路の方が早く 4 渦に遷移することを示した。さらにある回転率の範囲内では 2 渦か 4 渦の解になるかは初期的な条件に依存する可能性があり、それは実際のターボ機械において重要な要因となるとしている。摩擦係数とヌセルト数の値は高圧側と低圧側とで大きく異なり、静止状態と比較すると二次流れによる熱輸送は、高圧側ではロスビー数の増加とともに高い回転数まで増加し、それはレイノルズ数にも依存するが、低圧側での熱輸送の減少はレイノルズ数には無関係でロスビー数にのみ依存し、さらに極めて高い回転数ではそのどちらにも依存しなくなる。

Tafti & Vnaka [40] は回転流路内の乱流をフィルター化された Navier-Stokes 方程式を用いることによって数値シミュレーションした。彼らは低いレイノルズ数の流れは低い回転率においてもかなり層流化し、壁面層の縞が消滅するが、これらの効果は LES あるいは直接シミュレーションでは見られるが、レイノルズ方程式の計算結果からは得られないものであると述べた。また、低い回転率では 2 渦形のロールセルが存在するが、高い回転率では 4 渦形ロールセルが観察された。その高い回転率では断面を横切る

方向の流れ成分の r.m.s. 値は、流路中心線上での主流方向への r.m.s. 値よりも大きくなり、そこでは乱流せん断応力は負の生成であることが確認された。ロールセルの主な効果は不安定側から安定側への乱れの輸送であり、ロールセルが高い乱れを不安定側から安定側へ輸送し、低い乱れを安定側から不安定側へ輸送する。大きなスパン方向の渦は大きな時間スケールおよび大きな長さスケールの乱流の掃引とバーストと同様な渦度場を与える。ロールセルが平均流に与える全体的な寄与は小さいが、全乱れ量には大きく影響し、また、乱流の輸送の助けともなると提議した。

以上、まず曲面上の乱流境界層および曲がり流路内の乱流に関して流線の曲がりによる遠心力が作用する流れに関する研究の概説を述べ、次に回転系における乱流境界層および回転流路内の乱流に関して系の回転によるコリオリ力が流れに作用する場合の研究の概説を述べた。これらの研究は遠心力とコリオリ力を別個に取り扱ったものであるが、これらの外力が作用する流れ場はきわめて複雑であるために、それに関する研究は数少なく、未解決の問題が多い。また、これらの効果を流体機械の性能向上に応用するためには、コリオリ力と遠心力との相互作用を考慮することが重要な課題となる。

本研究では以上のことを考慮し、遠心形ターボ機械の羽根車流路内の流れを解明し、性能を向上させるための基礎研究として、流線の曲がりによる遠心力と回転によるコリオリ力が同時に作用する乱流境界層および流路内の乱流の挙動を明らかにすることを目的とする。このためにまず、最も基礎的な問題として遠心力とコリオリ力の効果は、ターボ機械の翼面上に発達する境界層に顕著に現れると推測されることから、第2章においてアスペクト比4の流路を用いて曲面上に発達する二次元乱流境界層に及ぼすコリオリ力の安定・不安定効果について検討した。続いて、実際のターボ機械羽根車内の流路は断面のアスペクト比が小さく、断面内流れに対する境界層の占める領域が大きいいため、その内部の流れは二次流れによって大きく影響を受け、アスペクト比の大きい二次元流路で得られた乱流境界層の挙動とは異なるものと推察されることから、第3章においてアスペクト比2の曲がり回転流路を用いて遠心力とコリオリ力が同時に作用する場合における三次元的な乱流境界層の挙動およびその二次流れ成分と境界層との相互干渉を明らかにした。さらに第4章では、実際の羽根流路の形状に近づけるため、アスペクト比1と2の2種類の曲がり回転流路を用いて、断面全体にわたる速度と乱れの分布から、アスペクト比の減少による二次流れと流動状態との関係を明らかにした。最後に、以上の結果を第5章で総括し、結論とする。

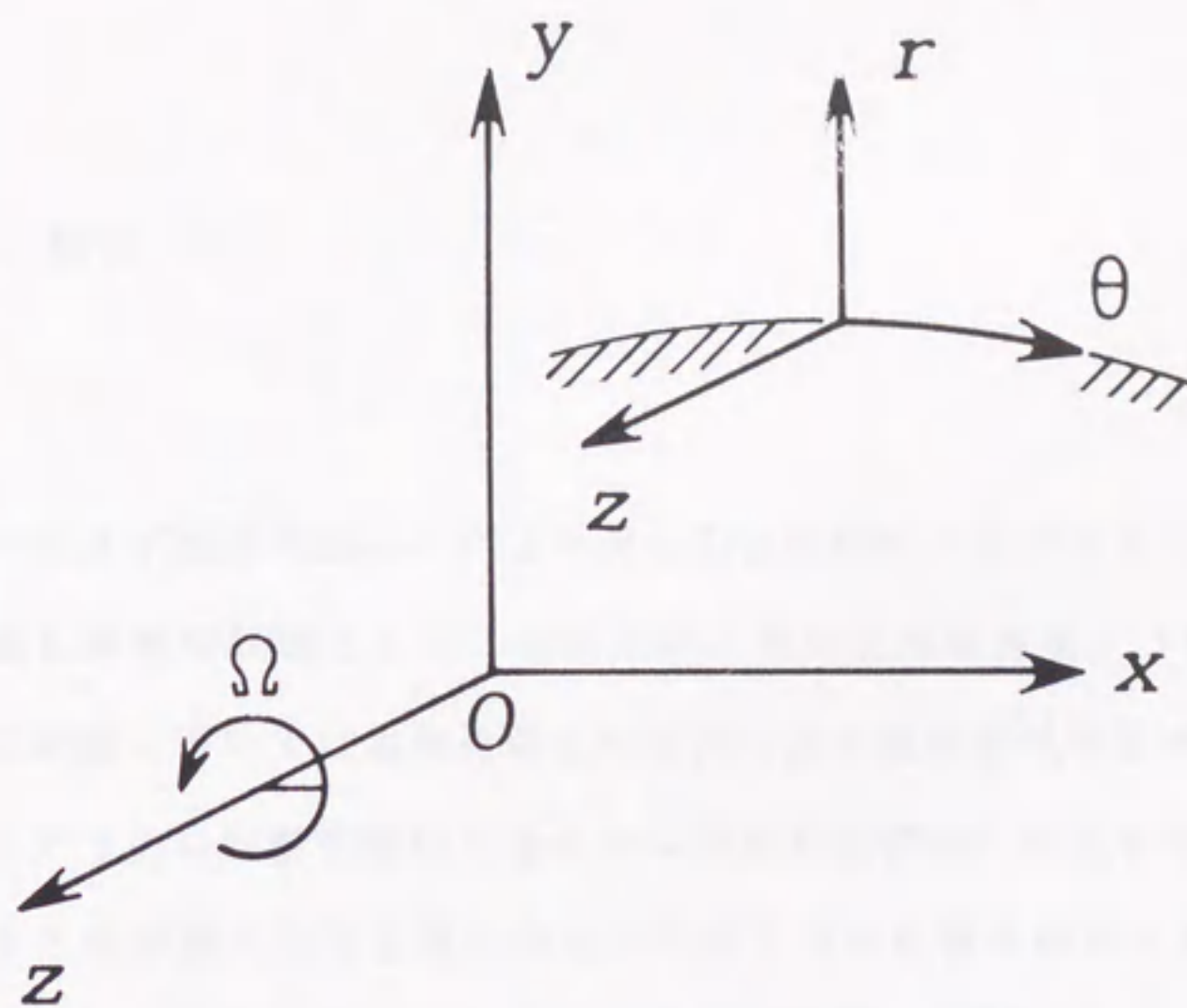


図 1 1 回転系における円柱座標

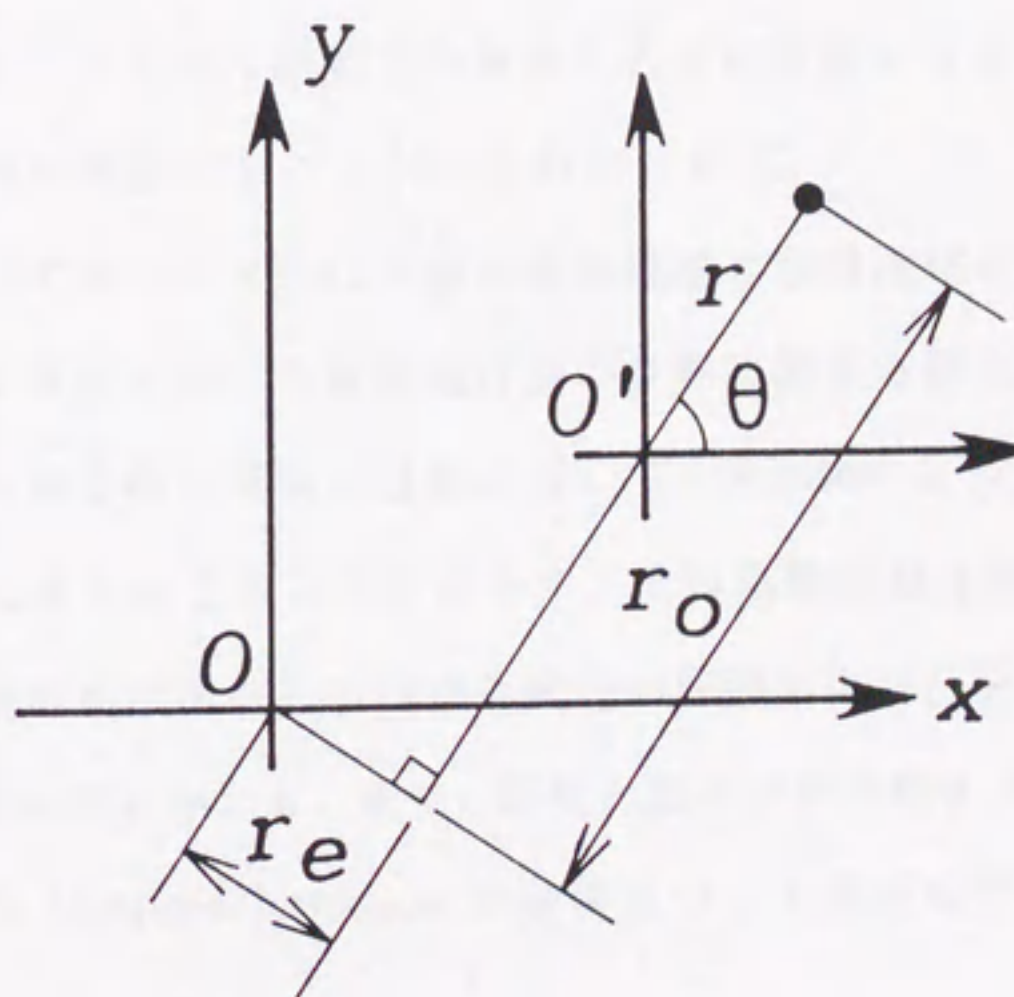


図 1 - 2 回転中心 O と曲率中心 O' の距離

2. 1 緒言

本章ではまず流線の曲がりによる遠心力と回転によるコリオリ力が同時に作用する流れ場の最も単純な問題として、曲面上の二次元乱流境界層について調べることにする。この種の問題については本研究の主な目的である流体機械羽根車内の流れに及ぼす遠心力とコリオリ力の影響を解明するために有用な基礎的な知見を与え、とりわけ羽根面上に発達する境界層に与える遠心力とコリオリ力の影響を解明する上で重要である。

過去において流路の曲がりによる遠心力や流路の回転によるコリオリ力が乱流境界層に及ぼす影響を調べた研究はいくらかなされてきた。そして乱流境界層に及ぼすコリオリ力の影響については、高圧側ではレイノルズせん断応力が増加し、低圧側では減少することが明らかとなった [26,28]。また、曲がり流路内では流線の曲がりによる遠心力がコリオリ力と同様な効果を及ぼし、小さな曲率をもつ曲がり流路内の乱流境界層においては凹面側でレイノルズせん断応力の増加とともに乱流エネルギーが増加し、凸面においては乱流エネルギーが減少することが知られている [7]。

しかし前章において述べたように実際の流体機械の羽根流路のように、流路の曲がりと回転による影響を同時に受ける乱流境界層の挙動に関する研究は、回転場および曲がり場について過去になされた個別の結果に対して Johnston ら [27] が境界層の計算法を提案している他にはほとんどなされておらず、その流動状態は明らかにされていない。

そこで本章では回転場に置かれた曲がり流路の凹面および凸面上に発達する乱流境界層内の流れを実験的に明らかにし、また、回転と曲がり作用する流れにおける Prandtl の混合距離に対する Monin-Oboukhov の関係について検討を行う。

第2章で用いた主な記号

A, B	: 対数法則の定数 [式 (2.8)]
C_p	: 圧力係数 $= (p - p_0)/(\rho U_m^2/2)$
D	: 流路幅 (= 30 mm)
H	: 流路高さ (= 120 mm)
H_{12}	: 形状係数 $= \delta_1/\delta_2$
k_c	: 曲率のパラメータ
l	: 混合距離 [凸面では $l = \sqrt{-\overline{uv}}/(\partial U/\partial y_1)$, 凹面では $l = \sqrt{-\overline{uv}}/(\partial U/\partial y_2)$]
l_0	: 静止平板上における混合距離
N	: 回転率 $= \Omega D/U_m$ [高圧側を $N < 0$, 低圧側を $N > 0$ とする.]
N_{δ_2}	: 運動量厚さと主流速度を基にした局所回転率 $= \Omega \delta_2/U_e$
p	: 壁面静圧
p_0	: 基準圧力 [断面 S - 1 における壁面静圧]
R_1, R_2	: 凸面および凹面の曲率半径 (= 185mm および 215mm)
Re	: 平均速度を用いた軸レイノルズ数 $= U_m D/\nu$ (= 1.0×10^4)
Ri	: 勾配リチャードソン数 [式 (2.3), (2.4)]
u, v, w	: x, y, z 方向の変動速度成分
U, V, W	: x, y, z 方向の時間平均速度成分
U_e	: 境界層外縁の主流速度
U_m	: 断面内の時間平均速度
U_τ	: 摩擦速度
x, y, z	: 回転系内の流路中心線に沿う座標系
y_1, y_2	: 凸面および凹面を基準とした y 方向距離
β	: Monin-Oboukhov の係数 [式 (2.5), (2.6)]
δ	: 境界層厚さ
δ_1	: 排除厚さ
δ_2	: 運動量厚さ

Ω : 流路の回転角速度

添字

c : 流路曲がりに関するパラメータ

r : 流路回転に関するパラメータ

1 : 凸面に関するパラメータ

2 : 凹面に関するパラメータ

2. 2 実験装置と方法

図 2-1(a) および (b) に実験装置の概要と供試流路および測定装置を搭載した回転円板の概要を示す。直径 1100mm の回転円板の外周上に取り付けられた 280mm × 120mm の吸込口から取り込まれた空気は、整流されたのち面積比 1/9.33 に絞られ、断面の縦横比 4 の二次元曲がり流路に流入する。その後中空の回転軸を通して静止管に送った空気を、ベンチュリ管で流量を測定したのち送風機により外部へ流出させた。

図 2-2(a) および (b) に流路の模式図および測定位置を示す。上流のノズルで絞られた流れは長さ $1.4D$ の直線部分を経て、曲率半径 $R_2/D = 7.17$ の凹面および $R_1/D = 6.17$ の凸面からなる流路に入る。境界層内の流れを乱流にするため、曲がり開始面上流 42mm ($x/D = -1.4$) の位置に直径 1.5mm のトリッピングワイヤを装着してある。速度測定断面は、曲がり開始断面を基準 ($x/D = 0.0$) としてそこから下流に向かって順に断面 S-1 ($x/D = 1.9$)、S-2 ($x/D = 3.6$)、S-3 ($x/D = 5.3$) をとった。測定は各断面について流路中央高さ ($z/H = 0.0$) において熱線プローブを y 方向に移動することにより、また、凹面上の $y_2/D = 0.17$ と凸面上の $y_1/D = 0.17$ においても熱線プローブを z 方向に移動させることにより行った。

図 2-3 に回転系から取り込んだ速度信号の系統図を示す。熱線流速計は図 2-1(b) の回転円板上に固定し、熱線プローブの移動と回転はステップモータにより行った。これらの操作は静止系からの制御信号により行ったが、その際の移動の最大誤差は ± 0.01 mm、回転の最大誤差は $\pm 0.2^\circ$ である。熱線プローブからの出力は回転系内で処理したのちスリップリングを介して静止系に取り出し線形化した。回転系への電源の供給は、信号系と別系統のスリップリングによって行い、電氣的干渉が生じないようにしてある。

実験は主流の軸レイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^4$ 、回転率 $N = 0, \pm 0.075$ および ± 0.15 で行った。ここで $N < 0$ は流路の回転によってコリオリ力が測定壁面方向に作用する場合に対応し、このとき壁面は高圧側となる。また、 $N > 0$ はコリオリ力が壁面から流路内部に作用する場合でこのときは測定壁面は低圧側となる。

2. 3 実験結果を整理する式

2. 3. 1 ポテンシャルコアの速度勾配

ポテンシャル流れを考えると回転系内の渦度は 2Ω であるから主流の分布は

$$U_p = C_1/r - \Omega r \quad (2.1)$$

で表される。ここで凸面においては $r = R_1 + y_1$ および $k_c = 1/R_1$ ，凹面については $r = R_2 - y_2$ および $k_c = 1/R_2$ とおくと

$$\begin{aligned} U_p &= C/(1 + k_c y_1) - \Omega(1 + k_c y_1)/k_c \quad (\text{凸面}) \\ U_p &= C/(1 - k_c y_2) - \Omega(1 - k_c y_2)/k_c \quad (\text{凹面}) \end{aligned} \quad (2.2)$$

となる。本実験の曲がり流路の境界層厚さの計算において用いる非粘性流の速度分布には式 (2.2) の U_p を用いたが、流路曲がりの影響は未飽和であるため式中の k_c の値は速度分布の測定値より得られた値 ($k_c D = 0.16 \sim 0.34$) を使用した。

なお乱流特性量を無次元化する際には測定した速度分布から得られた境界層外縁の主流方向速度 U_e を用いた。

2. 3. 2 リチャードソン数

流れに遠心力やコリオリ力などの垂直力が作用すると境界層内の乱流運動は促進または抑制される。これを表すパラメータとして次式で定義される勾配リチャードソン数を用いる。遠心力に対しては次式のようになる。

$$Ric = \pm \frac{2U}{r^2} \frac{\partial U}{\partial y_i} r \bigg/ \left(\frac{\partial U}{\partial y_i} \right)^2 \quad (2.3)$$

ここで複合は凸面上では + , 凹面上では - であり, 添字 i は凸面上では 1 であり, 凹面上では 2 である. 一方, コリオリ力に対しては

$$Rir = 2\Omega \left(\frac{\partial U}{\partial y_i} - 2\Omega \right) / \left(\frac{\partial U}{\partial y_i} \right)^2 \quad (2.4)$$

となる. これらのリチャードソン数が負である場合には上述の力が乱流エネルギーを増加させるように作用する. 曲がり流路においては Ric は凹面上では負, 凸面上では正の値を取り, 回転流路では Rir は高圧側で負, 低圧側では正である. 図 2-4 には凹面および凸面に対して, 回転方向を変えた際の Ric と Rir の符号を示す. 壁面近傍では $\partial U / \partial y_i$ の値が非常に大きいために, リチャードソン数は速度勾配の値によって支配される. 図において流動条件 (I) ($Ric > 0$, $Rir > 0$) では乱れは強く抑制され, (III) の場合 ($Ric < 0$, $Rir < 0$) には乱れは促進される.

Bradshaw [14] は浮力に対するコリオリ力の類似性を考慮して, 浮力の作用する乱流場における混合距離の変化を表した Monin-Oboukhov の関係を拡張し, 流れ中の混合距離 l が経験的な次式の関係で与えられることを示した.

$$\begin{aligned} l/l_0 &= 1 - \beta Ri & (Ri < 0) \\ l/l_0 &= 1/(1 + \beta Ri) & (Ri > 0) \end{aligned} \quad (2.5)$$

ここで l_0 は静止流路内の l の値, Ri はリチャードソン数である. β は Bradshaw [14] によると凹面で $\beta = 2 \sim 5$, 凸面で $\beta = 7 \sim 10$, 回転場における直線流路では Johnston [26] によって $\beta = 6 \pm 2$ が提唱されている. いま, 遠心力とコリオリ力が混合距離に与える効果が線形的に生じると仮定し, Monin-Oboukhov の関係を修正して次式で表す.

$$l/l_0 = 1 - \beta_c Ric - \beta_r Rir \quad (2.6)$$

ここで Ric , Rir はそれぞれ流路曲がりおよび回転によるリチャードソン数であり, l_0 は静止平板上の混合距離である.

2. 4 実験結果と考察

2. 4. 1 凹面上の静圧分布

図 2-5 は凹面上の断面 S - 1 における静圧を基準とした壁面圧力係数 C_p の変化を示す。横軸は曲がり開始断面から距離 x/D をとってある。 $N = 0$ の場合には静圧はほぼ一定の勾配で低下する。流路を回転すると C_p は $N > 0$ (低圧側) においては $N = 0$ の場合とほぼ同じ変化を示したので図から省いてある。 $N < 0$ (高圧側) になると $N = 0$ の場合より圧力の低下が大きくなるのがわかる。図 2-5 には比較のため平板上での $N = 0$ の静圧変化を一点鎖線で示してある。平板と比べて凹面上では壁面上での乱れが増し、壁近くの数値勾配も増加するために圧力の低下割合が大きいことがわかる。

2. 4. 2 凹面上の速度と乱れの分布

図 2-6 は凹面の流路中央付近における流れの二次元性を調べるため断面 S - 3 において壁から $y_2 = 5\text{mm}$ ($y_2/\delta \approx 0.4$) において壁面に平行にプローブを移動させて求めた主流の速度および乱れ成分の分布を示す。図 2-6 において流路の回転に対しても U/U_e および $\sqrt{u^2}/U_e$ の分布は測定した壁面中央付近ではほぼ均一であり、この測定結果からは曲がりおよび回転が作用する際に発生する縦渦は確認できなかった。

図 2-7 は凹面上の速度分布の下流への変化を種々の回転率に対して示す。いずれの場合にも下流の断面へ行くにつれて壁近くでの U/U_e の値は増加し、壁での速度勾配が増加している。この傾向は $N < 0$ の場合には大きい。これは流線の曲がりによる遠心力と回転によるコリオリ力がともに壁面方向に働くことにより弱い二次流れが発生し、高速の流体が壁近くに押しやられるためであると考えられる。また $N = 0$ の場合には遠心力のみが作用するが、 $N = -0.15$ とほぼ同じ傾向を示している。一方、 $N = 0.15$ の場合には壁近くの速度分布の下流への変化は少ない。この回転率のときには境界層内の主流方向の速度を U とすると、流体に働く遠心力とコリオリ力の比は

$$\frac{2\Omega U}{U^2/R} = \frac{2N(R/D)}{U/U_m} = 2.15 \frac{U_m}{U} \quad (2.7)$$

となり $U_m/U \geq 1$ であるからこの比は 1 より大きく、遠心力よりもコリオリ力のほうが大きく、曲がりの効果を回転の効果が打ち消してしまっていることがわかる。

図 2-8(a) および (b) は断面 S-1 および断面 S-3 において種々の回転率に対する乱れの分布を示す。いずれの回転率においても下流方向への乱れ分布の変化は小さい。 $\sqrt{u^2}$ はどの回転においてもほぼ同じような分布を示すが $N > 0$ になると壁に近い領域で $\sqrt{u^2}$ の減少がみられ、回転による乱れの抑制が現れている。 $\sqrt{v^2}$ 、 $\sqrt{w^2}$ も同様に $N > 0$ で減少している。このような低圧側 ($N > 0$) における乱れの減少は、図 2-9 で示される壁近くにおけるレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の分布に影響し、 $-\overline{uv}$ の値は $N \leq 0$ の場合にはいずれの回転率でもほぼ同じ分布形状を示すが、 $N > 0$ になると回転とともに減少し、壁近傍のせん断応力が低下するのがわかる。

2. 4. 3 凸面上の静圧分布

図 2-10 に凸面上の断面 S-1 における静圧を基準とした壁面圧力係数 C_p の下流への変化を示す。横軸は曲がり開始断面からの距離 x/D をとってある。図中破線は $N = 0$ (流路静止状態) での C_p の勾配を示す。 $N = 0$ (静止) の場合には C_p は壁面での摩擦損失と境界層の排除効果により $0 \leq x/D < 6.0$ の範囲で一定の勾配で減少している。しかし、 $x/D \geq 6.0$ では下流の出口部の影響を受けるため逆に圧力は増加しており、そこでは流れの剥離が生じ易くなっている。流路を回転させると、 $N < 0$ (高圧側) の場合は $N = 0$ の場合よりも下流方向の圧力降下が大きく、 $N > 0$ (低圧側) の場合は $N = 0$ の場合よりも圧力降下が小さい。これは高圧側では流路回転に基づく不安定効果によって壁面上での乱れが増加し、壁近くの速度勾配が大きくなるために乱流の摩擦損失が増加し、圧力降下が大きくなることを示し、また低圧側では、回転が流れに及ぼす安定効果のため圧力降下は小さくなる。

なお図中には凹面上における $N = 0$ の場合の壁面静圧の変化も一点鎖線で示してある。凸面上における圧力降下は凹面上よりも大きい。これは下流になるにしたがって主流の速度が増加するために、凸面上では遠心力によって圧力が低下することによる。

2. 4. 4 凸面上の速度と乱れの分布

図 2-11 には、断面 S-3 において凸面の高さ方向に沿った流れの均一性を調べるため、壁から $y_1 = 5\text{mm}$ ($y_1/\delta \approx 0.48$) の位置で壁面に平行にプローブを移動させて求めた主流方向の平均速度および乱れの分布を示す。 $-0.3 < z/H < 0.3$ の範囲ではいずれの回転率の場合でも平均速度、乱れ強さともにほぼ一様に分布し、速度と乱れは壁面中央高さ ($z/H = 0$) 付近ではほぼ均一であることがわかる。

図 2-12 に凸面上の主流方向速度の時間平均分布の下流方向への変化を種々の回転率について示す。上流の断面 S-1 においては回転による速度分布の変化がほとんど見られないが、下流の断面 S-3 における壁面近傍 ($0 < y_1/\delta < 0.1$) の速度勾配は、いずれの回転率の場合にも流路曲がりの影響で断面 S-1 における壁面の速度勾配よりも小さくなっている。また、回転によるコリオリ力の効果によって、 $N < 0$ (高圧側) の場合には $N = 0$ (静止) の場合と比較して壁面近傍の速度勾配はやや大きくなり、 $N > 0$ (低圧側) の場合には小さくなっている。

図 2-13(a), (b) は凸面上の断面 S-1, S-3 における乱れ $\sqrt{u^2}$, $\sqrt{v^2}$, $\sqrt{w^2}$ の分布を種々の回転率について示したものである。 $N = 0$ (静止) の場合、主流方向の乱れ成分 $\sqrt{u^2}$ は断面 S-3 では断面 S-1 よりも顕著に抑制されるが、これは下流断面では主流の最大値が増加し、また、最大値をとる位置が壁面に近くなるため、流路の曲がりに基づく遠心力の安定効果が増大していることを示している。 $N < 0$ (高圧側) の場合には断面 S-1 における $\sqrt{u^2}$ の値は、回転率の増加によってコリオリ力による不安定効果が強くなるため $N = 0$ の値よりも増加する。しかし、 $N = -0.075$ の場合には下流断面 S-3 における乱れは断面 S-1 のときよりも減少し、曲がりによる乱れの抑制効果が強く現れていることがわかるが、回転率が十分に大きい $N = -0.15$ の場合には、 $\sqrt{u^2}$ の分布は下流断面 S-3 においても断面 S-1 における分布とほとんど変わらない。これは $N = -0.15$ の場合には、コリオリ力の不安定効果が十分大きくなり遠心力の安定効果を打ち消し、下流方向に $\sqrt{u^2}$ は減少しないためである。一方、 $N > 0$ (低圧側) の場合には断面 S-1 において壁面近傍の乱れはコリオリ力による安定効果のために $N = 0$ の場合より小さくなり、その減少傾向は下流断面 S-3 において著しい。 $N > 0$ の場合には乱れの最大値は断面 S-1 では壁面にかなり近い位置に

あるが断面 S-3 においては壁面から離れている。これは遠心力とコリオリ力との合力による二次流れのために乱れの大きな領域が壁から離れたためである。

y 方向の乱れ成分 $\sqrt{v^2}$ と z 方向の乱れ成分 $\sqrt{w^2}$ の分布は断面 S-1 においては $N > 0$ の場合の乱れが $N = 0$ のものよりも大きい。これは上流では曲がりによる影響は小さく、流れに及ぼす安定効果は回転による影響のみとなるため、乱れの y, z 方向成分には安定効果による乱れの減少よりも二次流れによる乱れの増大の方が顕著に現れることによる。比較のため各図中には凹面上で得られた $N = -0.15$ (破線) および 0.15 (一点鎖線) の乱れ分布を示す。凸面上では凹面上に比べて流路の曲がりによる安定効果が現れるために、断面 S-3 においてはいずれも凹面上の値よりも小さく、それは $N > 0$ の場合において著しい。

図 2-14 は下流の断面 S-3 における主流方向のレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の分布を示す。 $-\overline{uv}$ の値は $N = 0$ (静止) の場合において曲がりに基づく安定効果により大きく減少しているため、回転による安定効果が付加されても $N > 0$ (低圧側) の場合には $-\overline{uv}$ の減少はかなり小さい。しかし、 $N < 0$ (高圧側) の場合には回転に基づく不安定効果により $-\overline{uv}$ の値は回転率 N を増すにしたがって増加する。

図中には凹面上で得られた $N = -0.15$ (破線) および 0.15 (一点鎖線) の場合の分布も示してあるが、いずれの回転率の場合にも凸面上の $-\overline{uv}$ の値は凹面上よりも小さく、流路の曲がりによる遠心力の安定効果が現れていることがわかる。

2. 4. 5 境界層厚さ

図 2-15 および図 2-16 は凹面および凸面上の境界層厚さ δ 、排除厚さ δ_1 、運動量厚さ δ_2 および形状係数 $H_{12}(= \delta_1/\delta_2)$ の流れ方向への変化を示す。

凹面上においては境界層厚さはどの回転率でも下流に向かって増加する。また、排除厚さと運動量厚さについては $N > 0$ (低圧側) の場合下流に向かって増加する傾向がみられるが、 $N < 0$ (高圧側) の場合には下流への変化が少ない。形状係数 H_{12} はどの回転率についても下流に向かって減少する傾向が見られ、流れが乱流化していく傾向にあるものと思われる。

凸面上においては境界層厚さ δ はいずれの断面においても $N < 0$ (高圧側) の場合には $N > 0$ (低圧側) の場合よりも小さくなる。これはコリオリ力が壁面内向きに働くと ($N < 0$)、不安定効果のため乱れが増大し、境界層内の速度勾配が増大するが、コリオリ力が外向きに働くと ($N > 0$) 二次流れの発生により壁面近傍での境界層が厚くなるためである。排除厚さ δ_1 と運動量厚さ δ_2 は境界層厚さ δ とほぼ同様の傾向を示すが、 $N \geq 0$ の場合の δ_1 の下流方向への増加割合は不安定効果が十分大きい $N < 0$ の場合の増加割合よりも大きい。形状係数 H_{12} はいずれの断面においても、 $N > 0$ の場合の値は $N = 0$ の場合よりも大きく、断面 S-3 においては $N > 0$ の場合は $H_{12} > 1.8$ となっており、平板上の乱流境界層の剥離発生に対する指標となる $H_{12} = 1.8 \sim 2.4$ の範囲内にある。しかし、層流境界層の剥離発生は $H_{12} \approx 3.5$ であり、流れの層流化によって剥離が妨げられていると考えられる。

2. 4. 6 対数速度分布

図 2-17 および図 2-18 に凹面および凸面における断面 S-1, S-3 における主流の速度分布を対数座標上に示す。無次元化のための摩擦速度 U_τ はプレストン管による測定から Patel [45] によって示された式から求めた。なお、比較のために圧力勾配のない平板上の対数速度分布

$$U/U_\tau = A + B \log(y_i U_\tau / \nu) \quad (2.8)$$

および粘性底層における壁法則

$$U/U_\tau = y_i U_\tau / \nu \quad (2.9)$$

を図中に実線で示した。

凹面では下流へ行くほど回転による分布の違いが明らかになるが、その違いは小さい。一方、凸面では断面 S-1 において流路回転時の速度分布は $N = 0$ (静止) の場合とほとんど差がないことから、上流では流路回転の効果は大きく生じていないことがわかる。しかし、下流の断面 S-3 においては、 $N > 0$ の場合には遠心力による安定効果にコリオリ力による安定効果が加わって $N = 0$ の場合よりも速度勾配は大きくなる

ため、平板上の対数速度分布から大きく外れ、対数法則領域が著しく小さくなり流れの層流化は顕著である。

図 2-19 は凹面および凸面における対数速度分布式 (2.8) に含まれる定数 A , B を $N = 0$ (静止) におけるそれらの値 A_0 , B_0 との比 A/A_0 , B/B_0 で表し、各断面での運動量厚さ δ_2 および主流速度 U_e を基準とした局所回転率 $N_{\delta_2} (= \Omega \delta_2 / U_e)$ に対して示す。凹面では A/A_0 の値は多少の変動もみられるがほぼ一定である。凸面では A/A_0 の変化において $N_{\delta_2} < 0$ (高圧側) の場合は N_{δ_2} の値の増加にともない A/A_0 の値は 1.0 より減少し、この傾向は下流になるほど強く現れる。一方、 $N_{\delta_2} > 0$ (低圧側) の場合は断面 $S-1$, $S-2$ においては $|N_{\delta_2}|$ の値の増加にともない A/A_0 の値は 1.0 より小さくなる。

B/B_0 の分布においてはいずれの面においても N_{δ_2} の値の増加にともない B/B_0 の値が増加する。なお、 $-0.0035 < N_{\delta_2} < 0.0045$ の範囲において次式の関係が成立したのでこれを図中に破線および実線で示した。

$$B/B_0 = 66.1N_{\delta_2} + 1 \quad (\text{凸面})$$

$$B/B_0 = 42.3N_{\delta_2} + 1 \quad (\text{凹面}) \quad (2.10)$$

したがって、 N_{δ_2} に対する B/B_0 の変化は凹面よりも凸面の方が大きく、回転の効果は凹面よりも凸面上で大きく現れることがわかる。

2. 4. 7 混合距離分布

混合距離に対する遠心力とコリオリ力の影響を調べるため、まず式 (2.3) および (2.4) で与えられるリチャードソン数の変化を両者の比として図 2-20 および図 2-21 に示す。ここに凸面上の $N < 0$ (高圧側) の場合は $Ri_r/Ri_c < 0$, $N > 0$ (低圧側) の場合は $Ri_r/Ri_c > 0$ であり、凹面上の $N < 0$ (高圧側) の場合は $Ri_r/Ri_c > 0$, $N > 0$ (低圧側) の場合は $Ri_r/Ri_c < 0$ である。いずれの面においても $|Ri_r/Ri_c|$ は壁近くで大きい値をとり、そこではコリオリ力の影響が大きい。また、 $N < 0$ の場合は壁から離れるにしたがい $|Ri_r/Ri_c|$ の値は減少を続け境界層外縁ではほぼ零になり、回転の効果は

曲がりの効果に比べて小さくなる。一方、 $N > 0$ では回転の効果境界層外縁まで減少せず、次第に一定値に近づく。このことが $N > 0$ の場合、乱れが大きく抑制されることと関連すると考えられる。

前述の速度分布より得られる速度勾配とレイノルズせん断応力から Prandtl の混合距離が求められる。図 2-22 に断面 S-3 における混合距離 l の分布および圧力勾配のない静止平板に対する $l = \kappa y_i$ ($\kappa = 0.41$) の関係を示す。凹面上の l の分布は遠心力とコリオリ力がちょうど相殺し合う $N = 0.075$ においては平板上の分布とほぼ一致する。そして、その回転率を境にして、 $N = 0.15$ では l が減少し、 $N \leq 0$ では l が増大する。一方、凸面上ではいずれの回転率においても l の分布は y_1/δ にほぼ比例し、流路曲がりによる安定効果のため平板上の値より小さい値をとる。流路が回転すると $N < 0$ (高圧側) の場合には l の値は $N = 0$ (静止) の場合よりも大きく、また $N > 0$ (低圧側) の場合には小さくなる。凹面と比べると凸面上では流路曲がりによる安定効果により混合距離が著しく減少していることがわかる。

凹面上の断面 S-3 で得られた全ての回転率に対する混合距離の値より式 (2.6) の β_c , β_r を最小二乗法によって求めると $-0.2 \leq Ri_r \leq 0.2$, $-0.4 < Ri_c < 0$ の範囲においては $\beta_c = 3.0$, $\beta_r = 2.4$ となった。また、同様にして凸面上の断面 S-3 で $N = -0.15$ において得られた混合距離の値より式 (2.6) の係数 β_c , β_r を最小二乗法によって求めると、 $0 \leq Ri_c \leq 0.2$, $-0.2 \leq Ri_r \leq 0$ の範囲において $\beta_c = 6.1$, $\beta_r = 2.8$ となった。これらの値を用いて、式 (2.6) の関係をそれぞれ Ri_c および Ri_r に対して調べるため、式 (2.6) から回転および曲がりの影響を取り除いた次式 $(l/l_0)_c$, $(l/l_0)_r$ を定義する。

$$(l/l_0)_c = l/l_0 + \beta_r Ri_r \quad (\text{凹面: } \beta_r = 2.4, \text{ 凸面: } \beta_r = 2.8) \quad (2.10)$$

$$(l/l_0)_r = l/l_0 + \beta_c Ri_c \quad (\text{凹面: } \beta_c = 3.0, \text{ 凸面: } \beta_c = 6.1) \quad (2.11)$$

これら $(l/l_0)_c$ と $(l/l_0)_r$ をそれぞれ Ri_c と Ri_r の関数として図 2-23 および図 2-24 に示す。なお、比較のため式 (2.6) から回転の影響を取り除いた

$$(l/l_0)_c = 1 - \beta_c Ri_c \quad (2.12)$$

と、曲がりの効果を除いた

$$(l/l_0)_r = 1 - \beta_r Ri_r \quad (2.13)$$

を凹面に関しては実線で、凸面に関しては破線で示してある。凹面においては $(l/l_0)_c$ は曲がりによるリチャードソン数 Ri_c が減少するにつれて増大する。回転による混合距離 $(l/l_0)_r$ の変化は $Ri_r > 0$ ($N > 0$) の安定側ではほぼ線形な関係にあるが、 $Ri_r < 0$ ($N < 0$) の不安定側では明白な関係が見られない。 $Ri_r < 0$ におけるこの傾向は凹面上の境界層内の乱れが回転を増してもよりいっそう不安定にならないことを示すもので、コリオリ力と遠心力の二つによる不安定化が線形的関係で表されないことを意味する。これはまた図 2-9 のレイノルズせん断応力が $N < 0$ において静止時と比べてほとんど増加しないことに対応している。一方、凸面上では $N = -0.15$ の場合を除くと混合距離とリチャードソン数との間には線形関係は見られない。このことは図 2-21 に示すように壁面近傍では $|Ri_r| > |Ri_c|$ であるにも関わらず、流れの安定化に及ぼす効果は遠心力の方が大きいことを示している。本研究で得られた凹面上の $\beta_c = 3.0$, $\beta_r = 2.4$ の値はこれまでに Bradshaw [14] による凹面上での値 $\beta_c = 2.0 \sim 4.5$ の範囲内にあり、回転場における Johnston ら [25] の値 $\beta_r = 4 \sim 8$ と比べて少し小さいが安定側 ($N > 0$) では式 (2.6) で与えられる関係の妥当性を示している。また、凸面の $N = -0.15$ の場合の値に関しては、 $\beta_c = 6.1$ は Bradshaw による凸面上の値 $\beta_c = 7 \sim 10$ に比較的よく合い、 $\beta_r = 2.8$ は Johnston らの値よりもやや小さい。

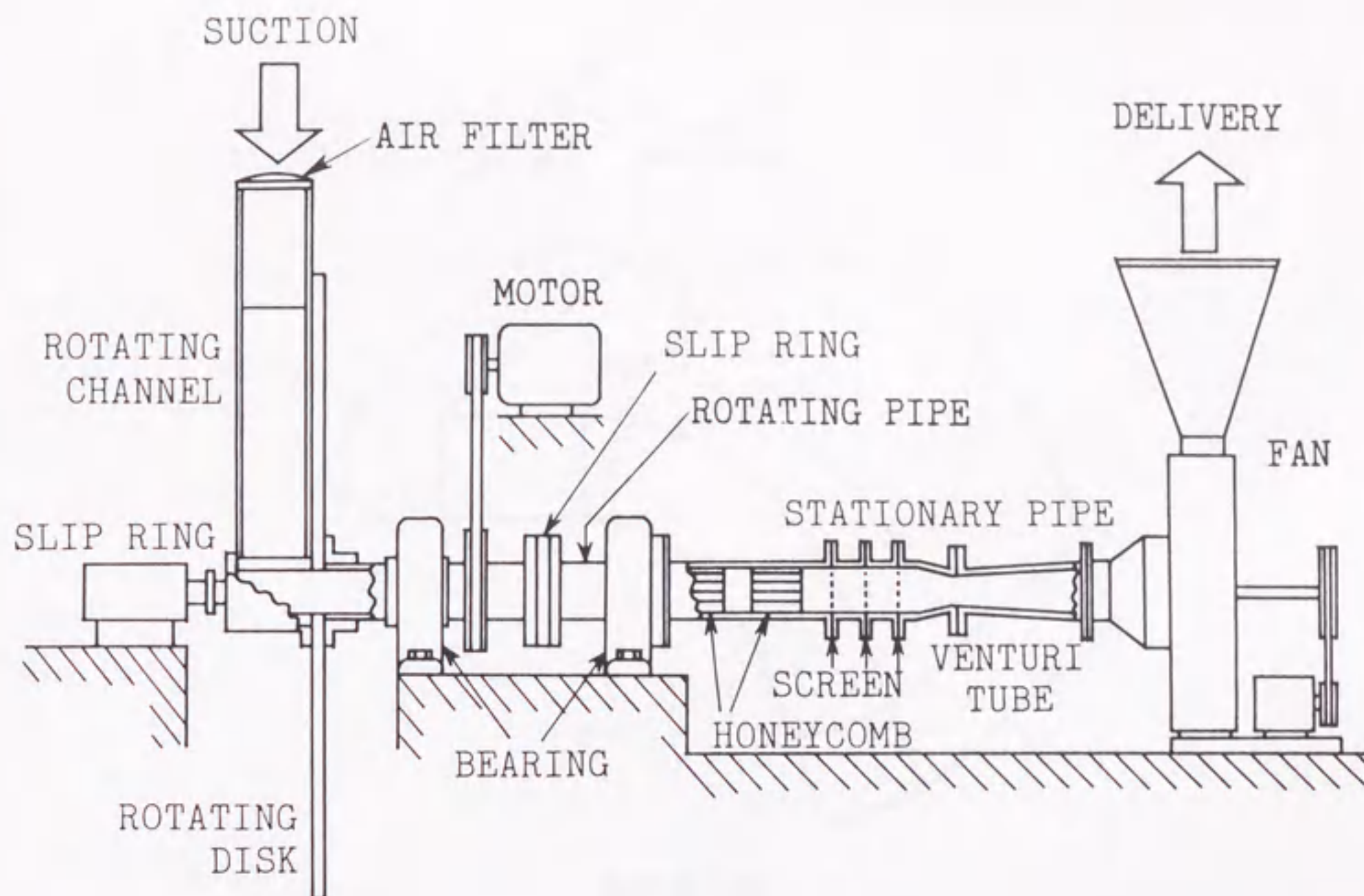
2. 5 結言

流路の曲がりによる遠心力と回転によるコリオリ力がともに作用する乱流境界層内の流れの挙動を明らかにするため、断面のアスペクト比4、凹面、凸面の曲率半径 $R_2 = 7.17D$ および $R_1 = 6.17D$ の二次元曲がり流路をそれと垂直な軸回りに回転させ凹面および凸面上の速度と乱れの分布、および混合距離とリチャードソン数との関係を回転率 $-0.15 \leq N \leq 0.15$ の範囲で実験的に明らかにし、以下の成果を得た。

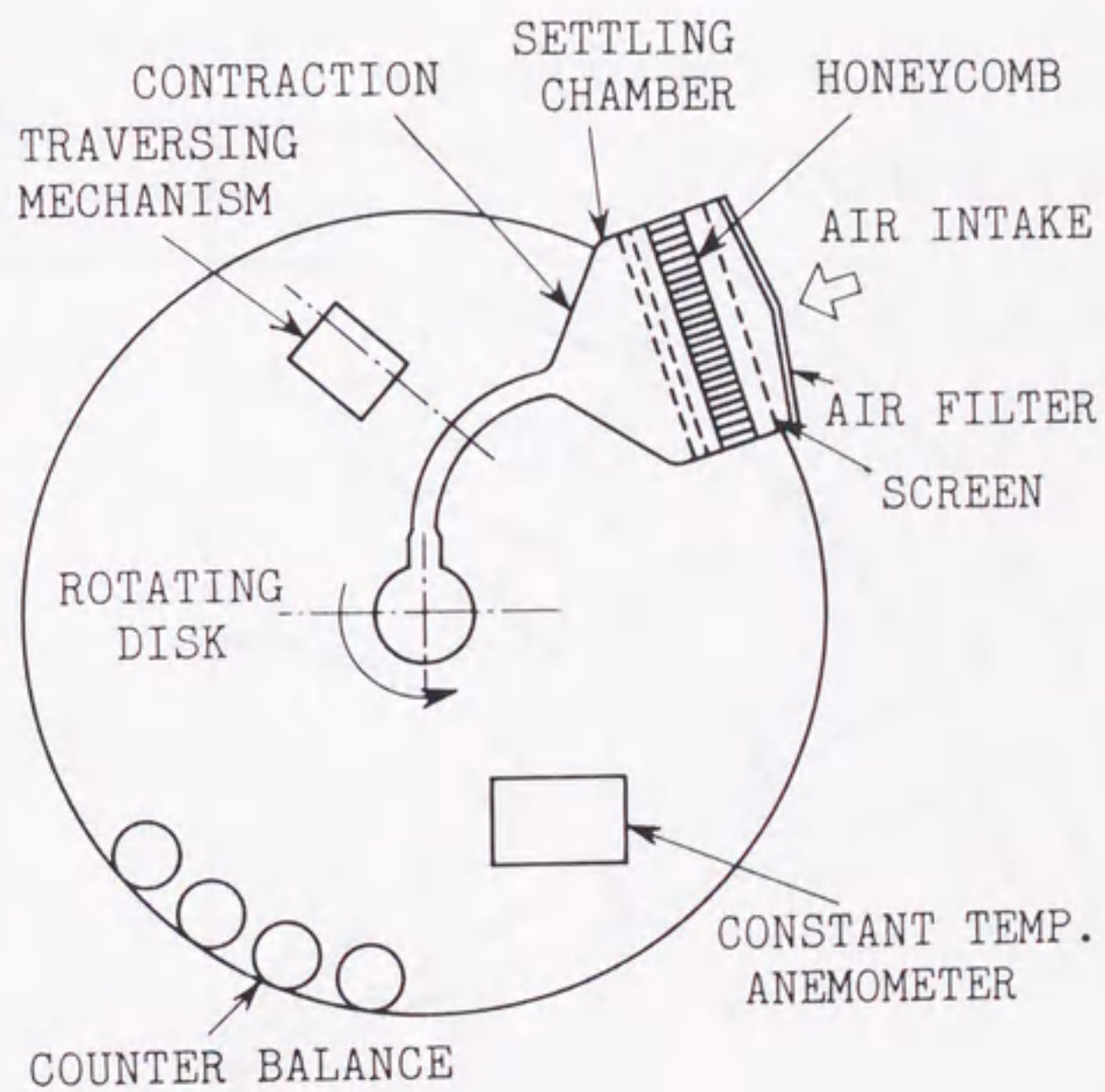
(1) 凹面上の乱流境界層では流路曲がりによる遠心力の不安定効果のために壁面のせん断応力が増加し、壁面近傍の速度勾配が増加する。一方、凸面上では遠心力の安定効果のために壁面のせん断応力が減少し、壁面近傍の速度勾配が減少する。しかし、いずれの面においても流路回転により壁面が高圧側となる場合には速度勾配はコリオリ力の不安定化作用によって静止状態よりも増加し、また低圧側では安定化作用によって静止時よりも速度勾配は減少する。そして、この効果は凹面上よりも凸面上の方が大きく現れる。

(2) 凹面上の静止時および高圧側での乱流境界層内の乱れは下流方向にほとんど変化しないが、低圧側ではやや減少する。凸面上の乱流境界層内の乱れは遠心力によって下流方向に抑制される。この乱れの抑制は低圧側においてさらに顕著になり流れは凸面上ではより層流に近づく。しかし、高圧側においてはコリオリ力による不安定効果と遠心力による安定効果が互いに打ち消すため、乱れの分布はいずれの面でも下流方向にほとんど変化しない。

(3) 曲率半径 $R_2/D = 7.17$ の凹面上においては遠心力とコリオリの力が働くときの乱流境界層内における混合距離についての Monin-Oboukhov の関係は $N > 0$ の低圧側では成立するが、 $N < 0$ の高圧側では成立せず、この場合二つの力の影響は線形的な和で表せない。また、曲率半径 $R_1/D = 6.17$ の凸面上においては、流れに対する遠心力の効果は大きく、遠心力とコリオリ力が作用するときの乱流境界層における混合距離についての Monin-Oboukhov の関係は強い不安定効果の下でのみ成立する。

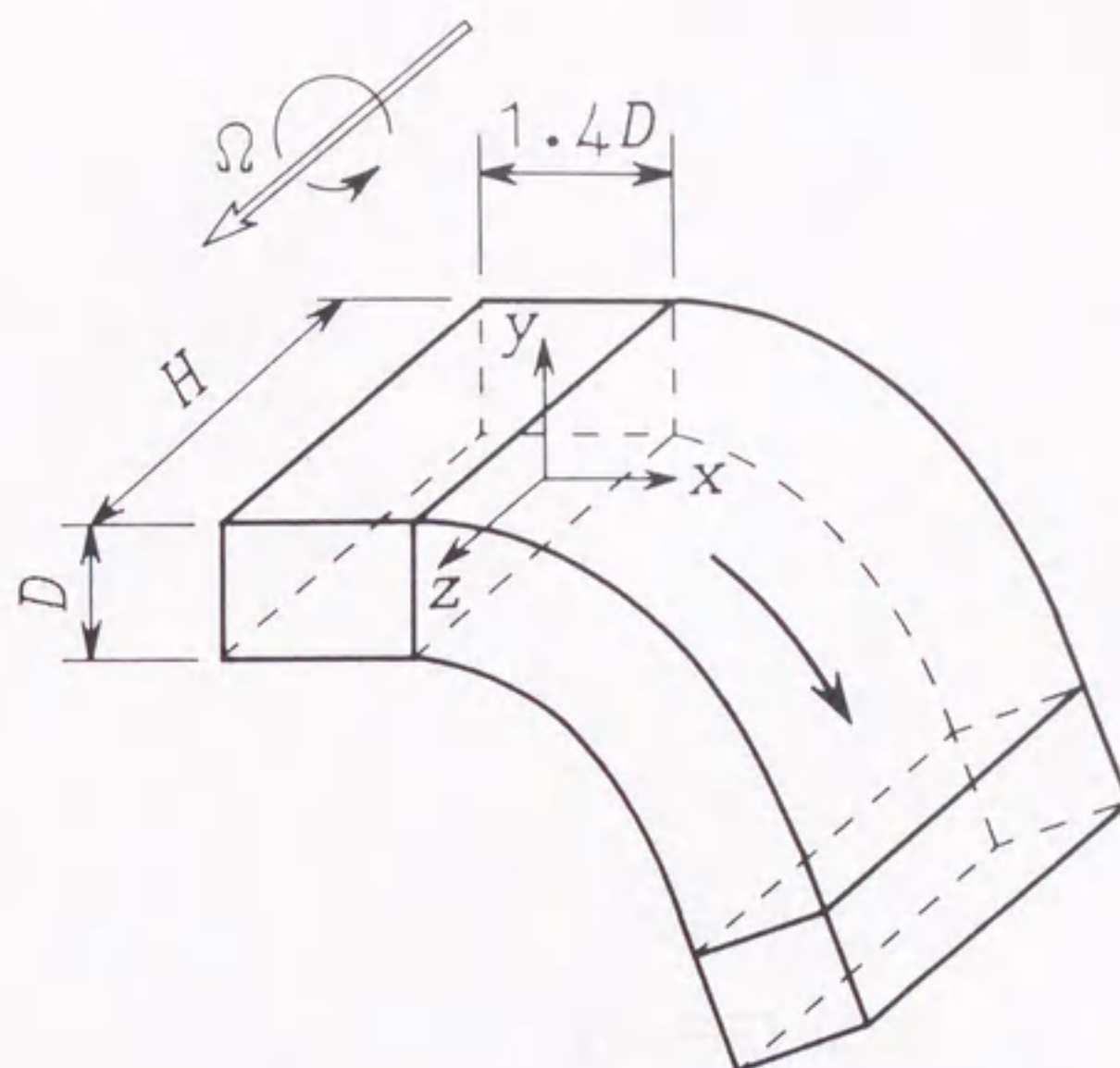


(a) 装置概要

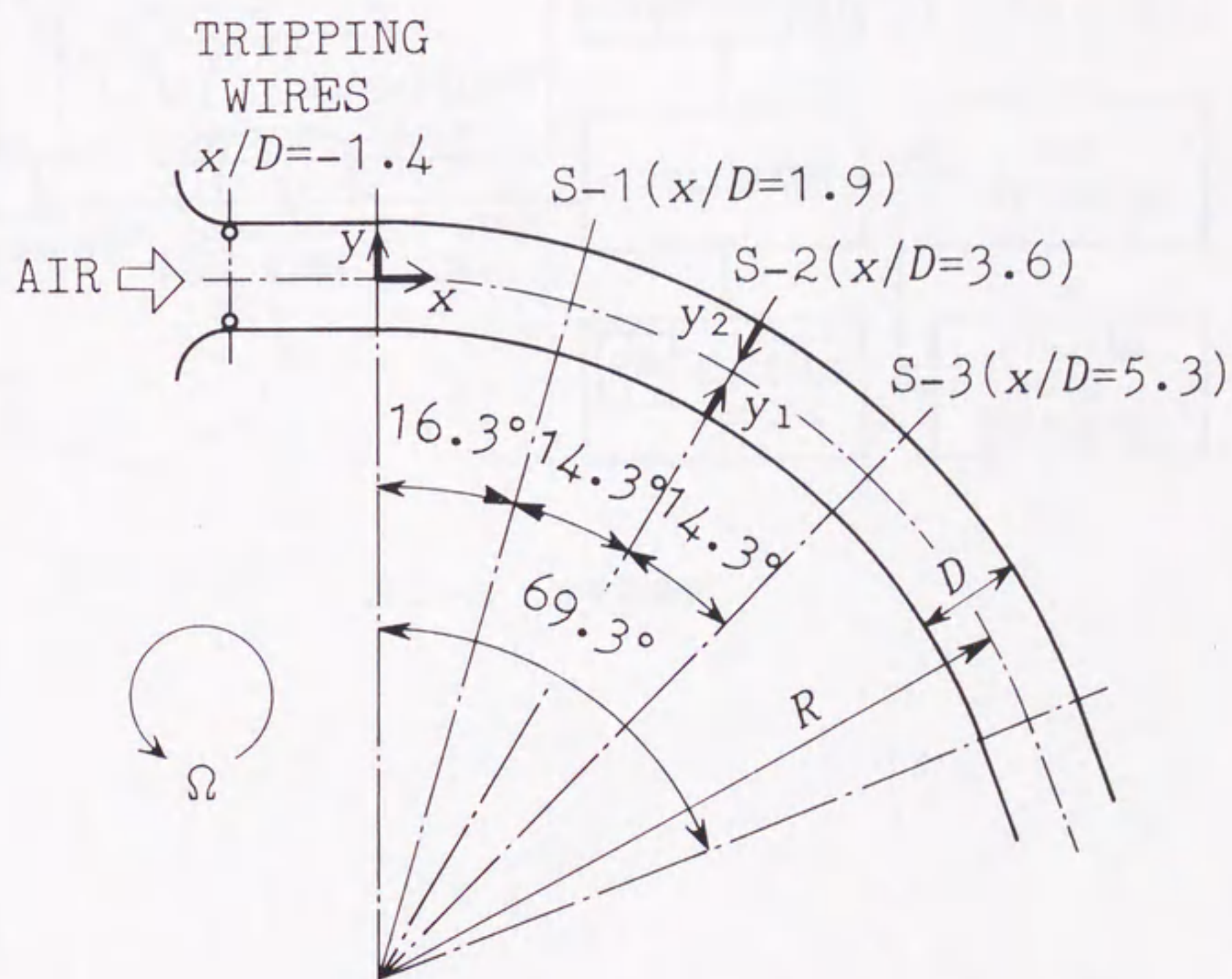


(b) 回転円板

図 2 - 1 実験装置



(a) 流路模式图



(b) 测定位置

图 2-2 测定流路

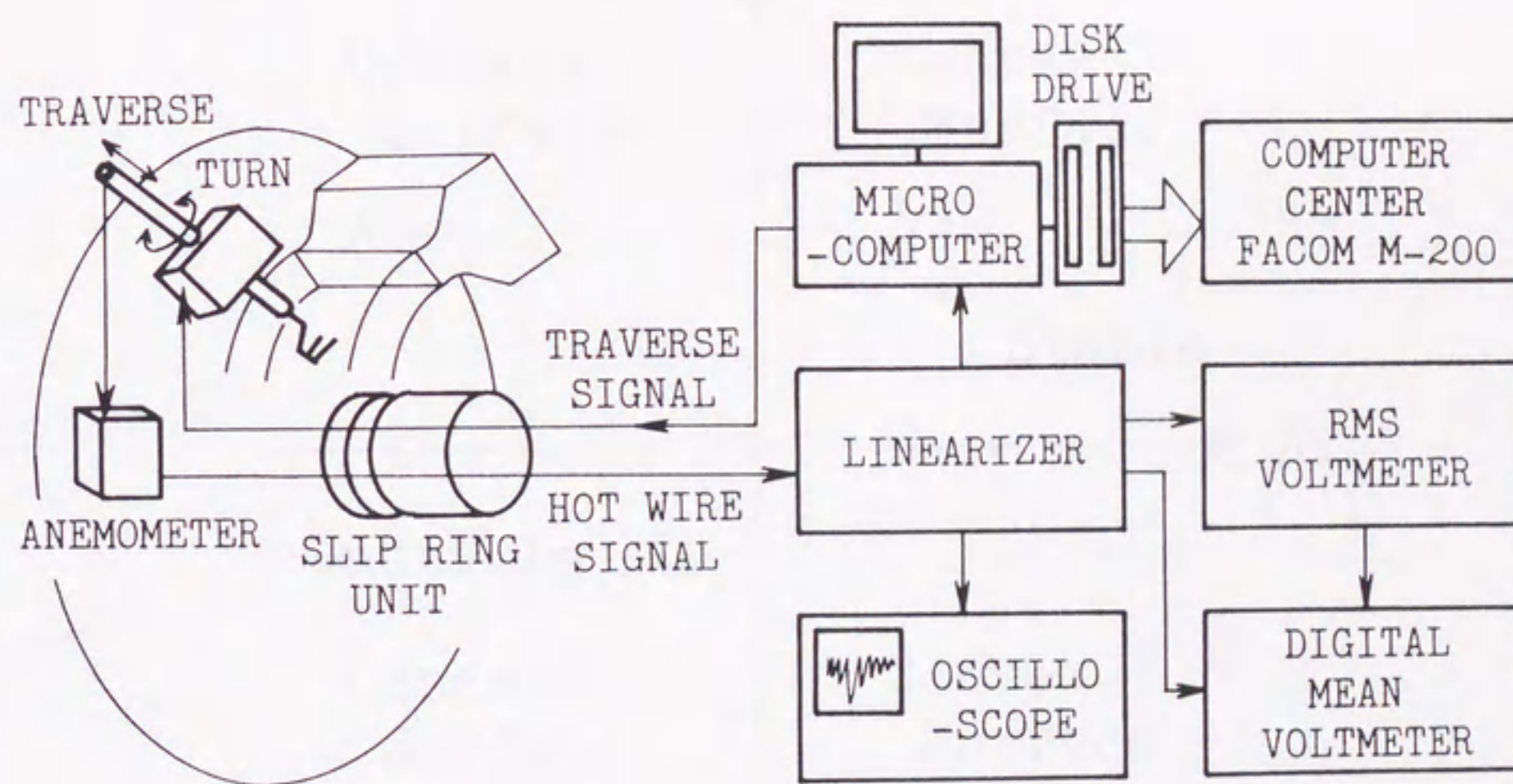


图 2 - 3 信号系统图

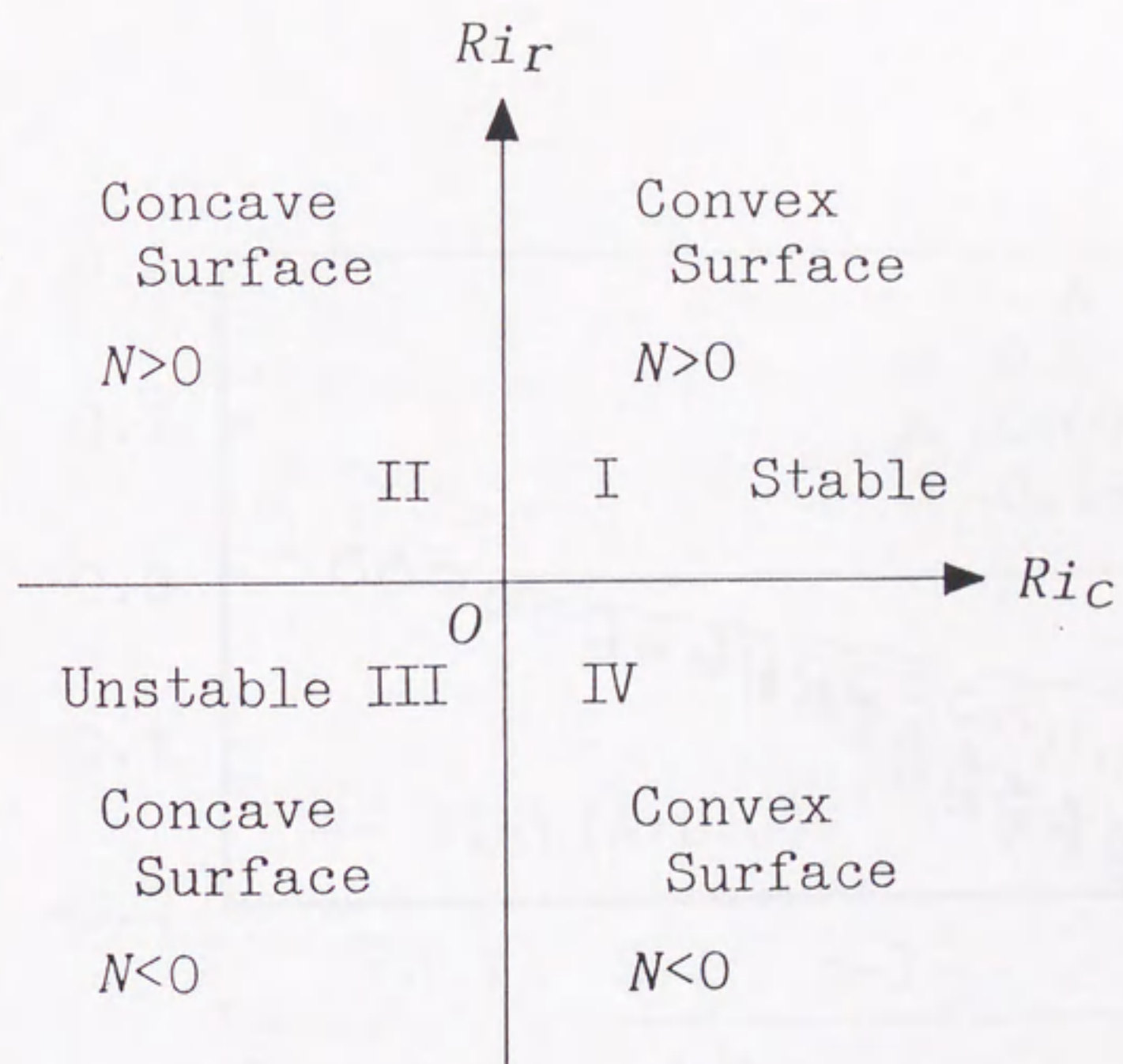


図 2 - 4 安定・不安定領域

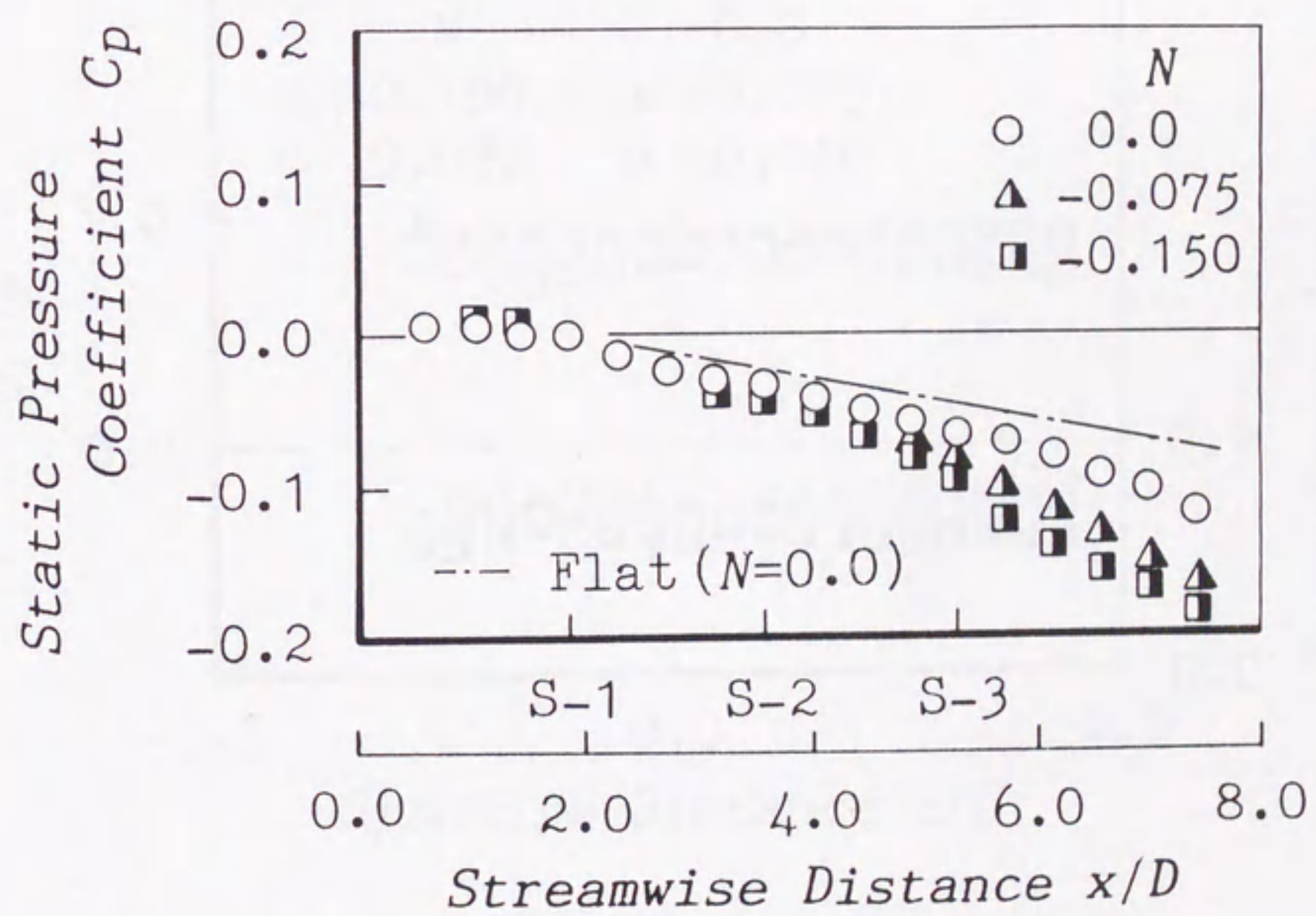


図 2 - 5 凹面上の静圧分布

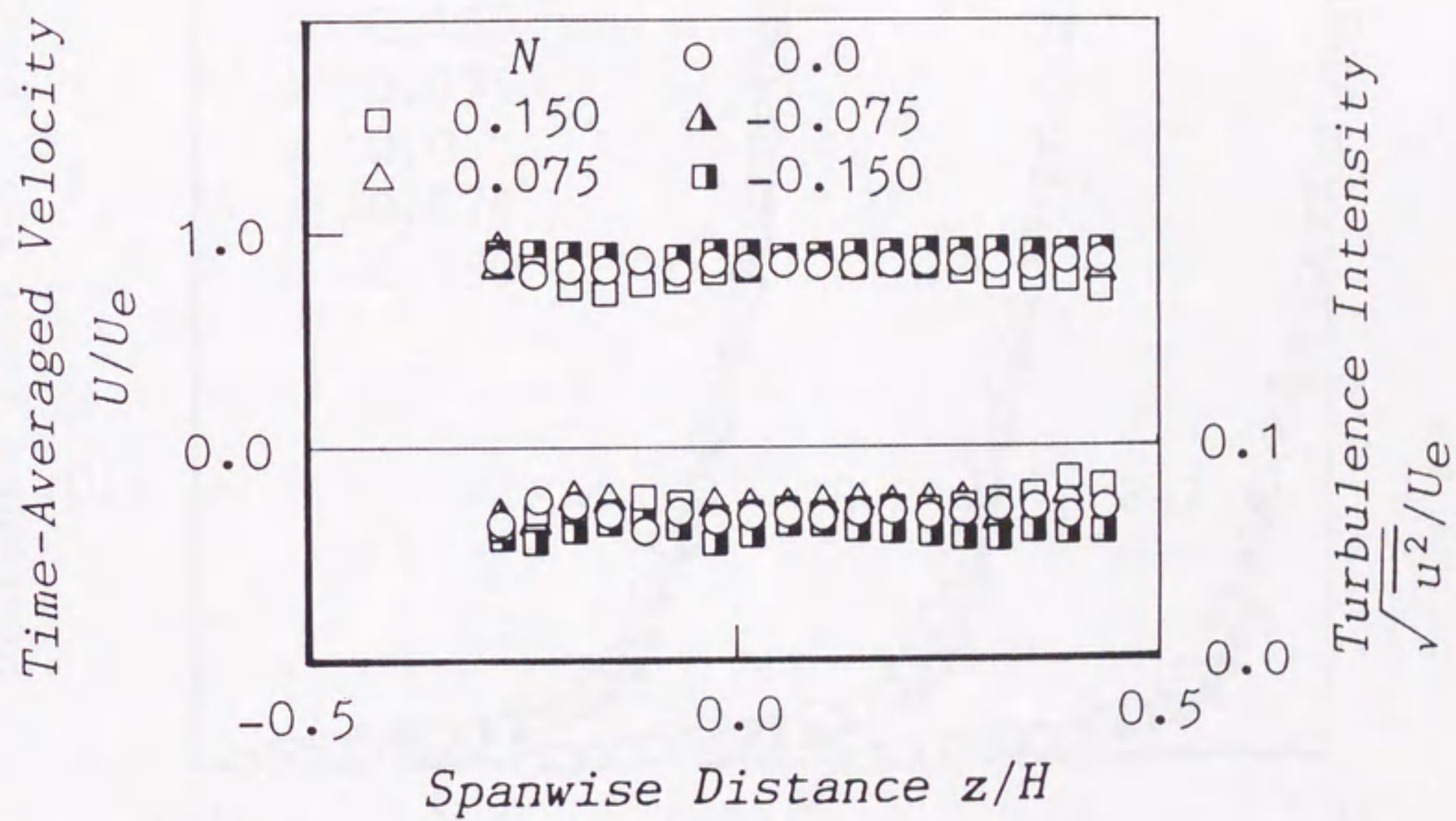


図 2 - 6 凹面から $y_2 = 5\text{mm}$ の位置での平均速度と乱れの分布

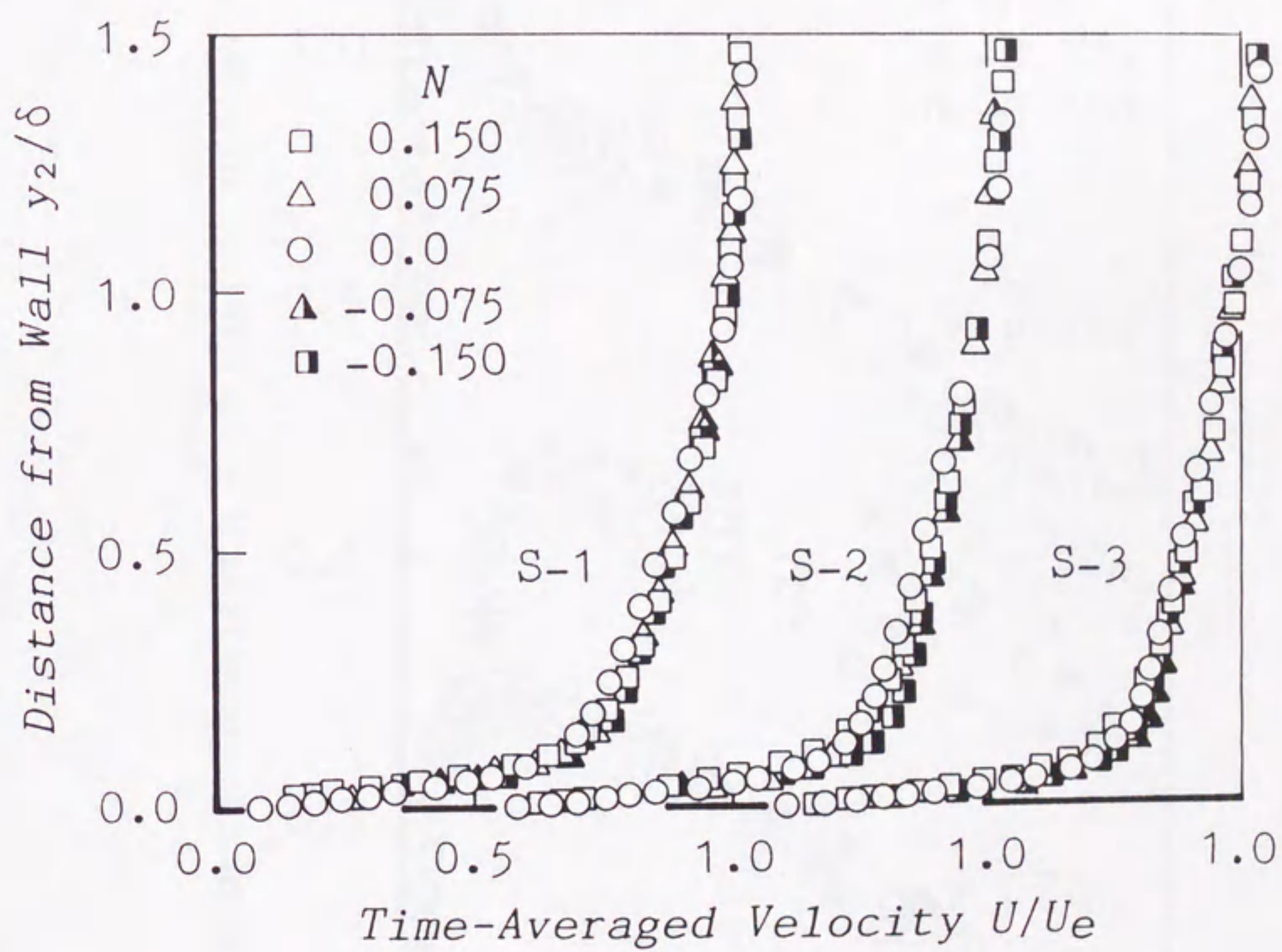


図 2 - 7 凹面上の平均速度分布

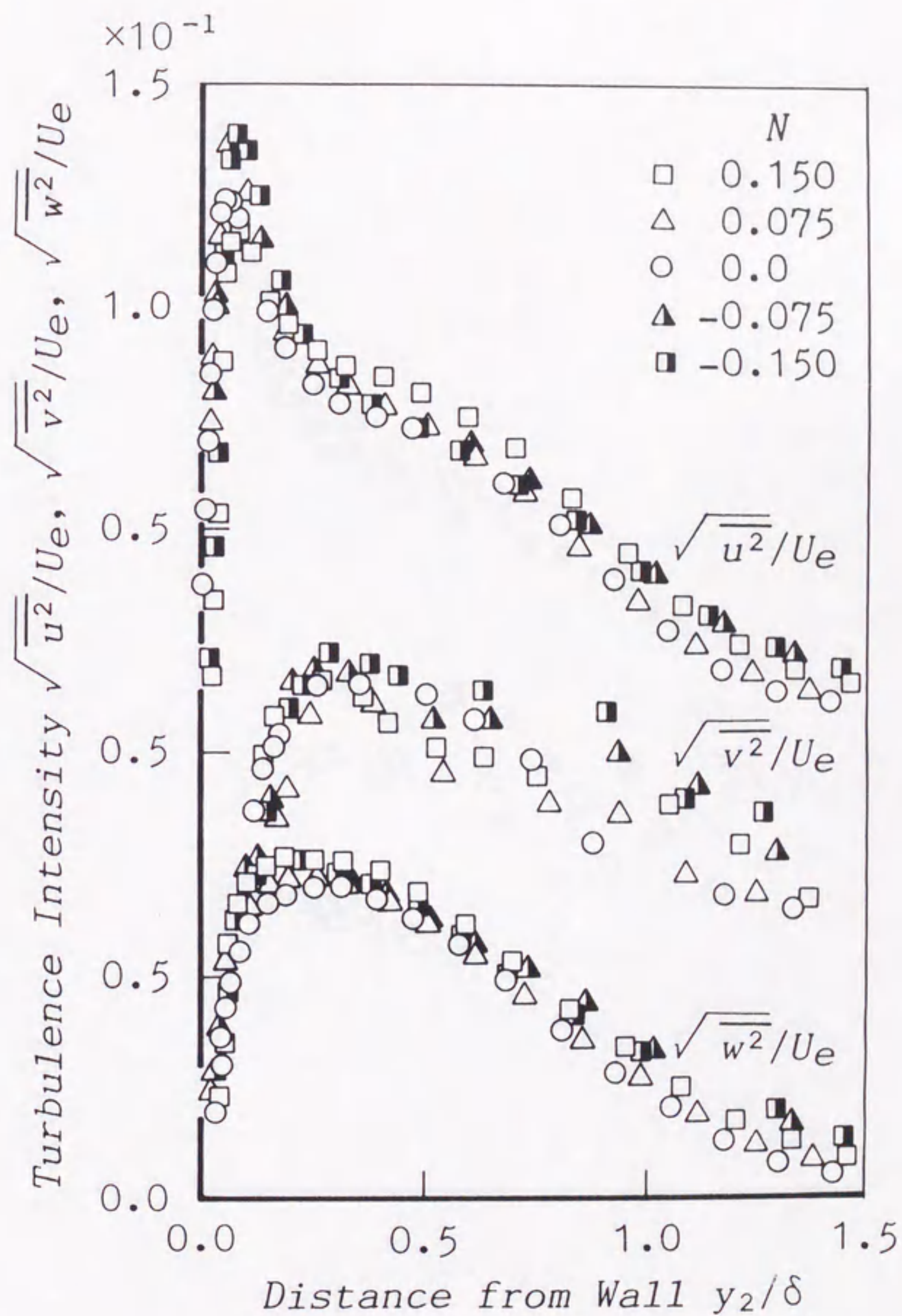


図 2 - 8 凹面上の乱れ分布 (a) 断面 S - 1

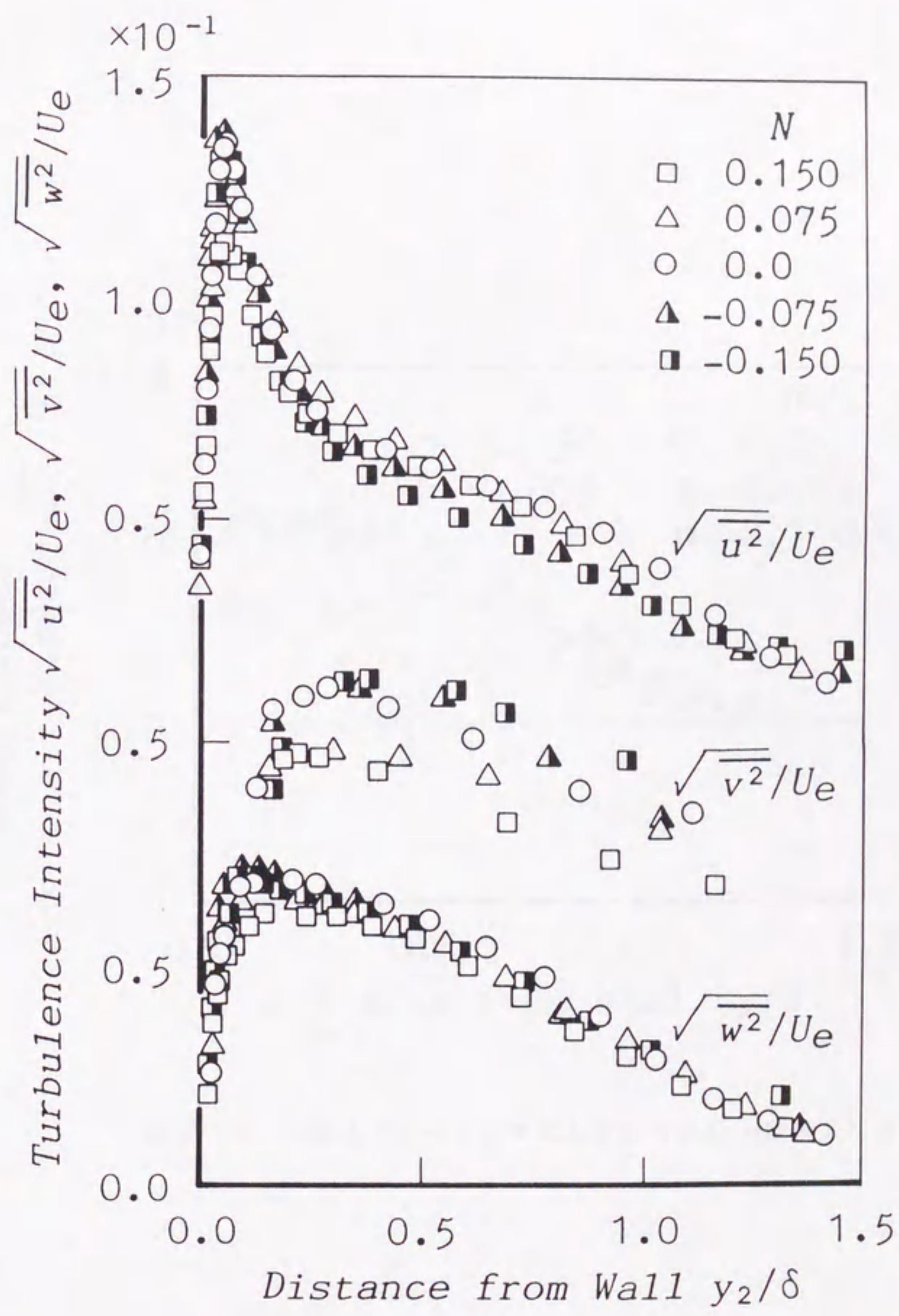


図 2 - 8 凹面上の乱れ分布 (b) 断面 S - 3

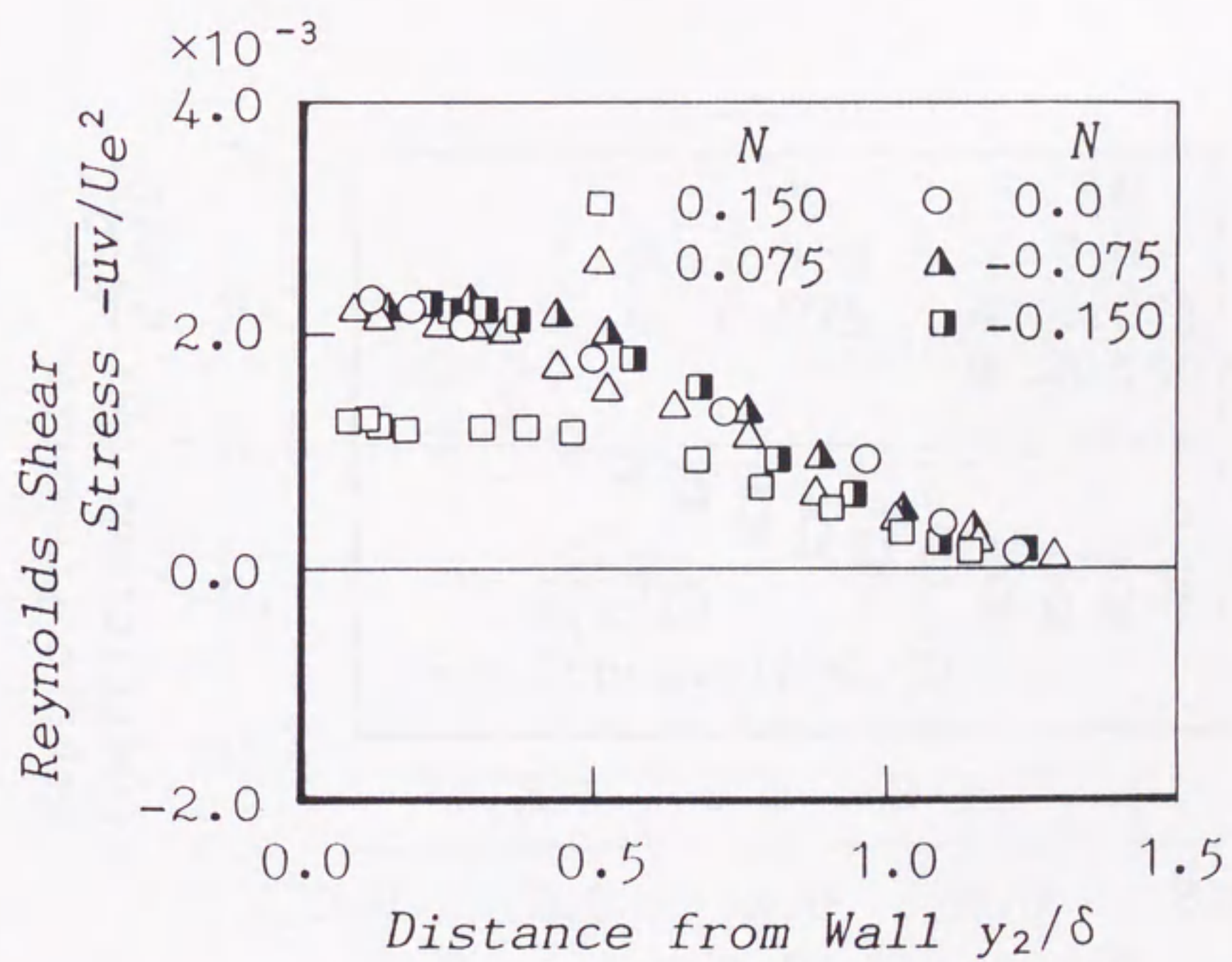


図 2 - 9 凹面上のレイノルズせん断応力分布 (断面 S - 3)

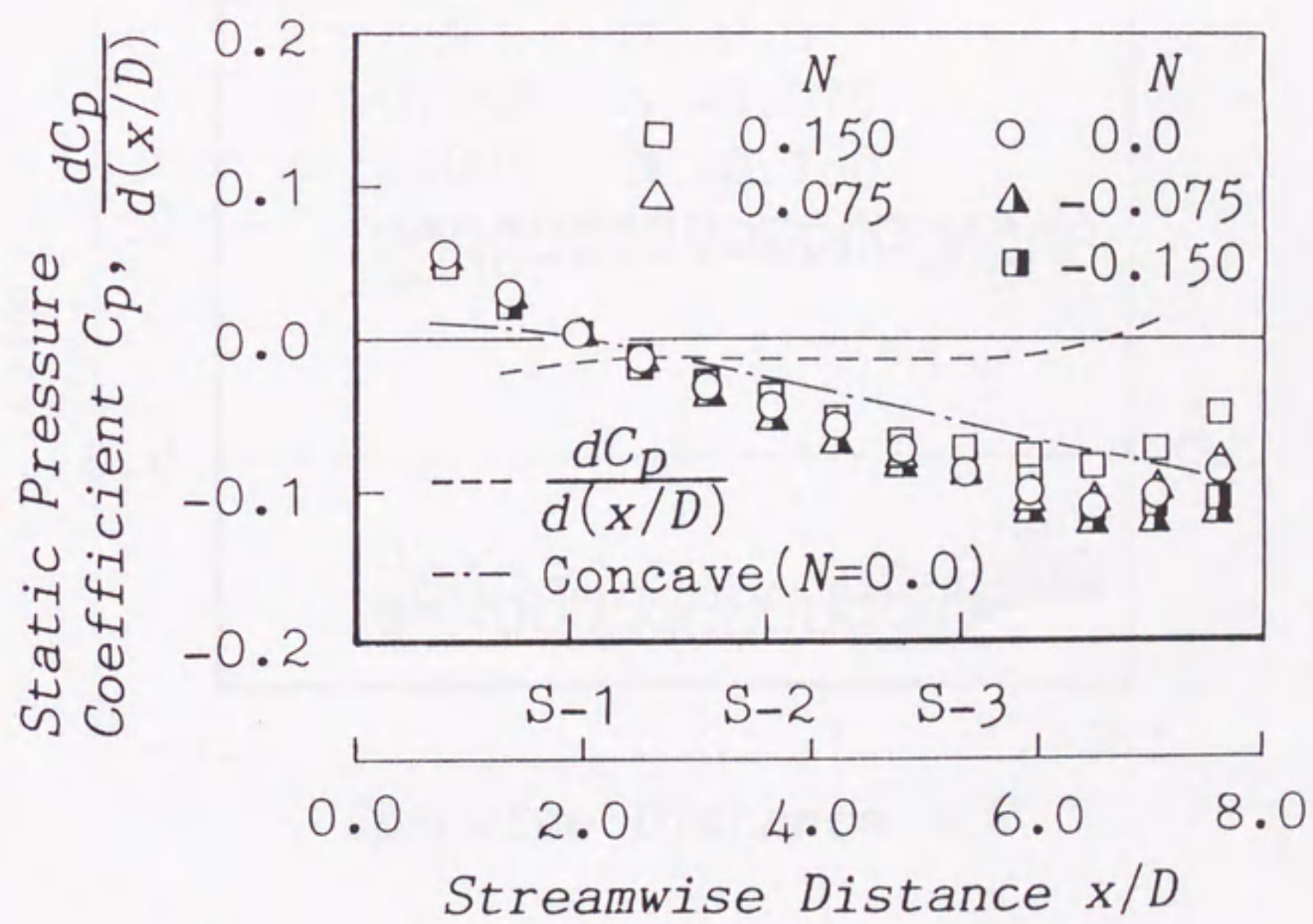


図 2 - 1 0 凸面上の静圧分布

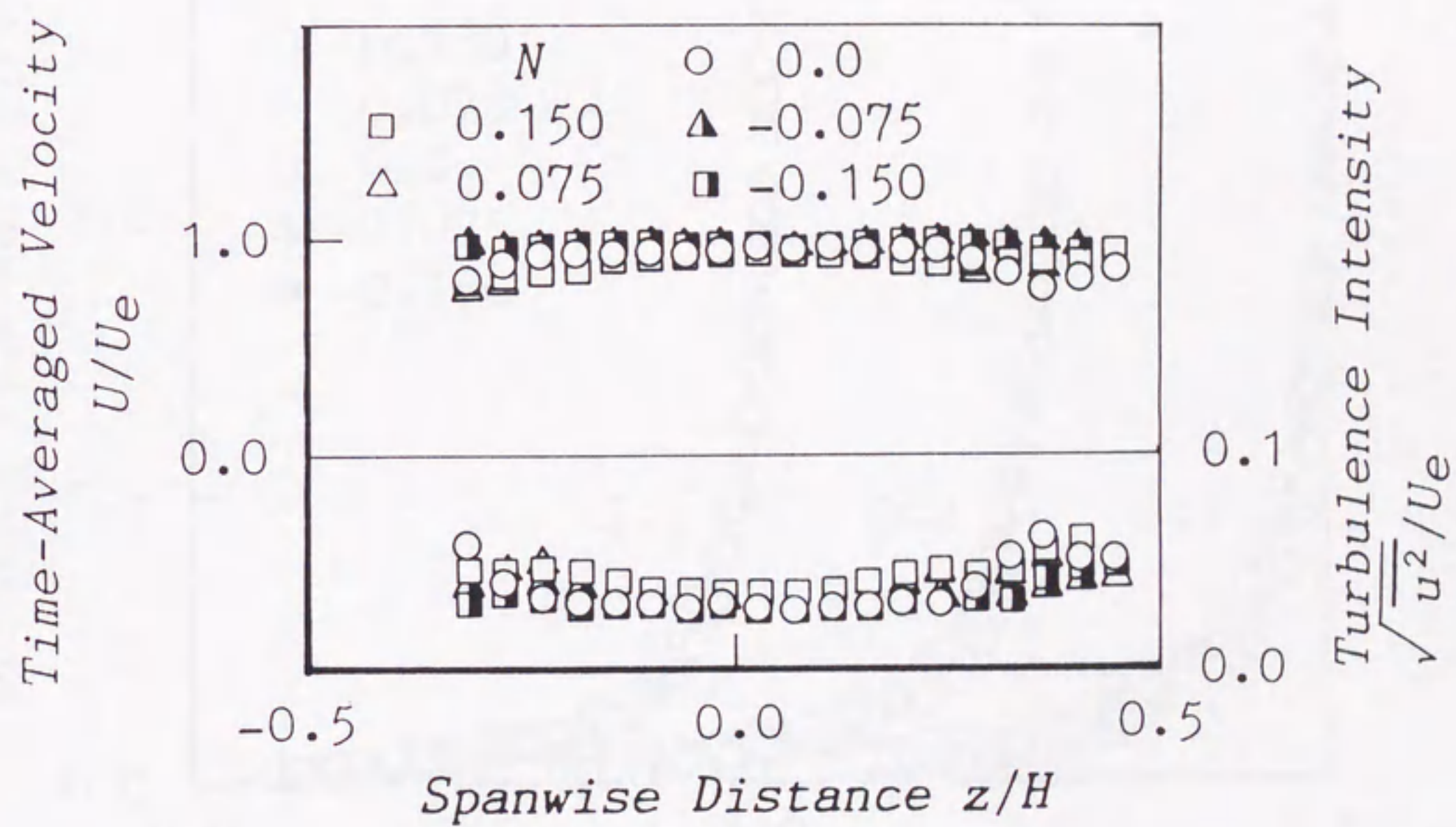


図 2 - 1 1 凸面から $y_1 = 5\text{mm}$ の位置での平均速度と乱れの分布

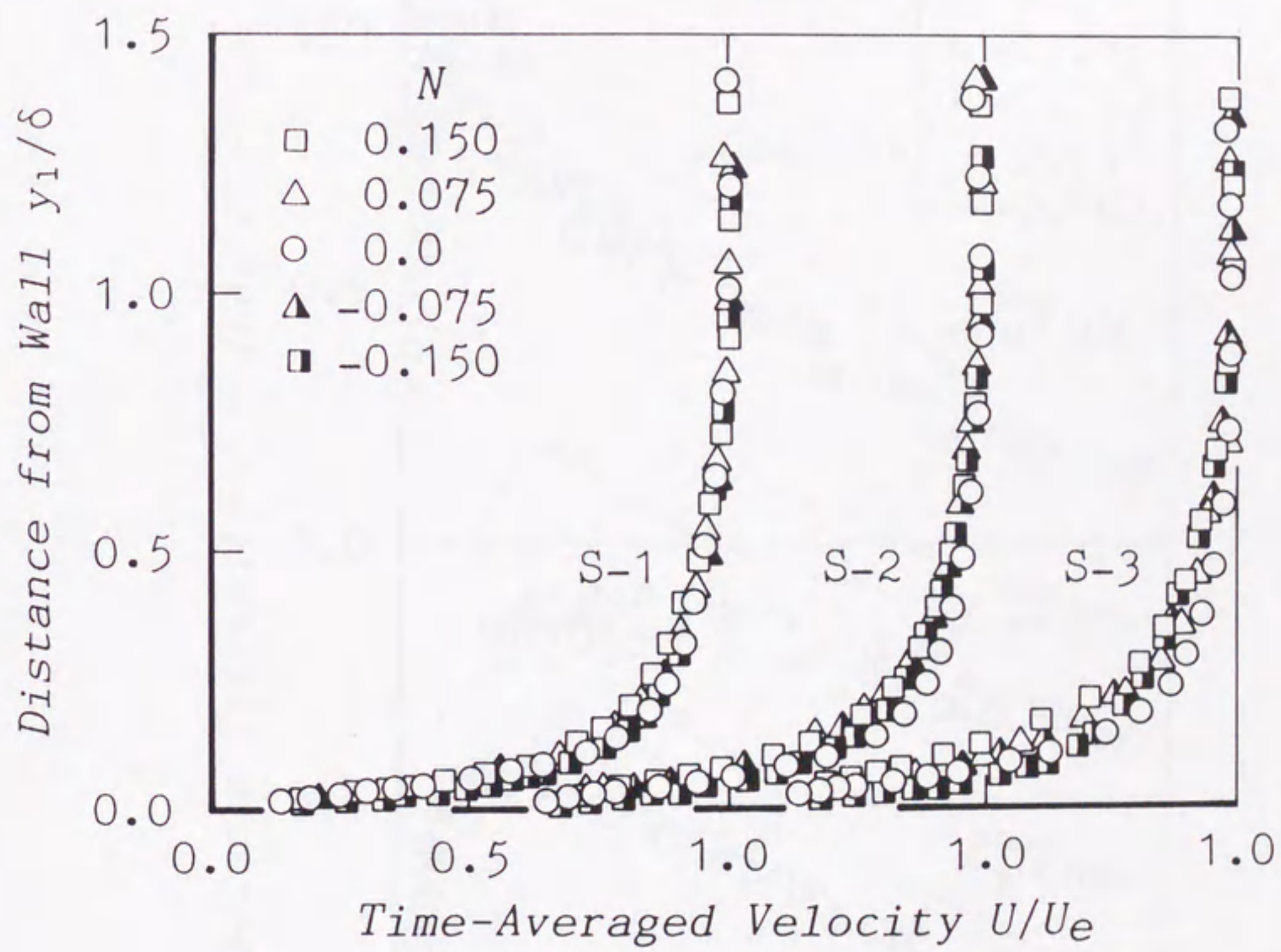


図 2 - 1 2 凸面上の平均速度分布

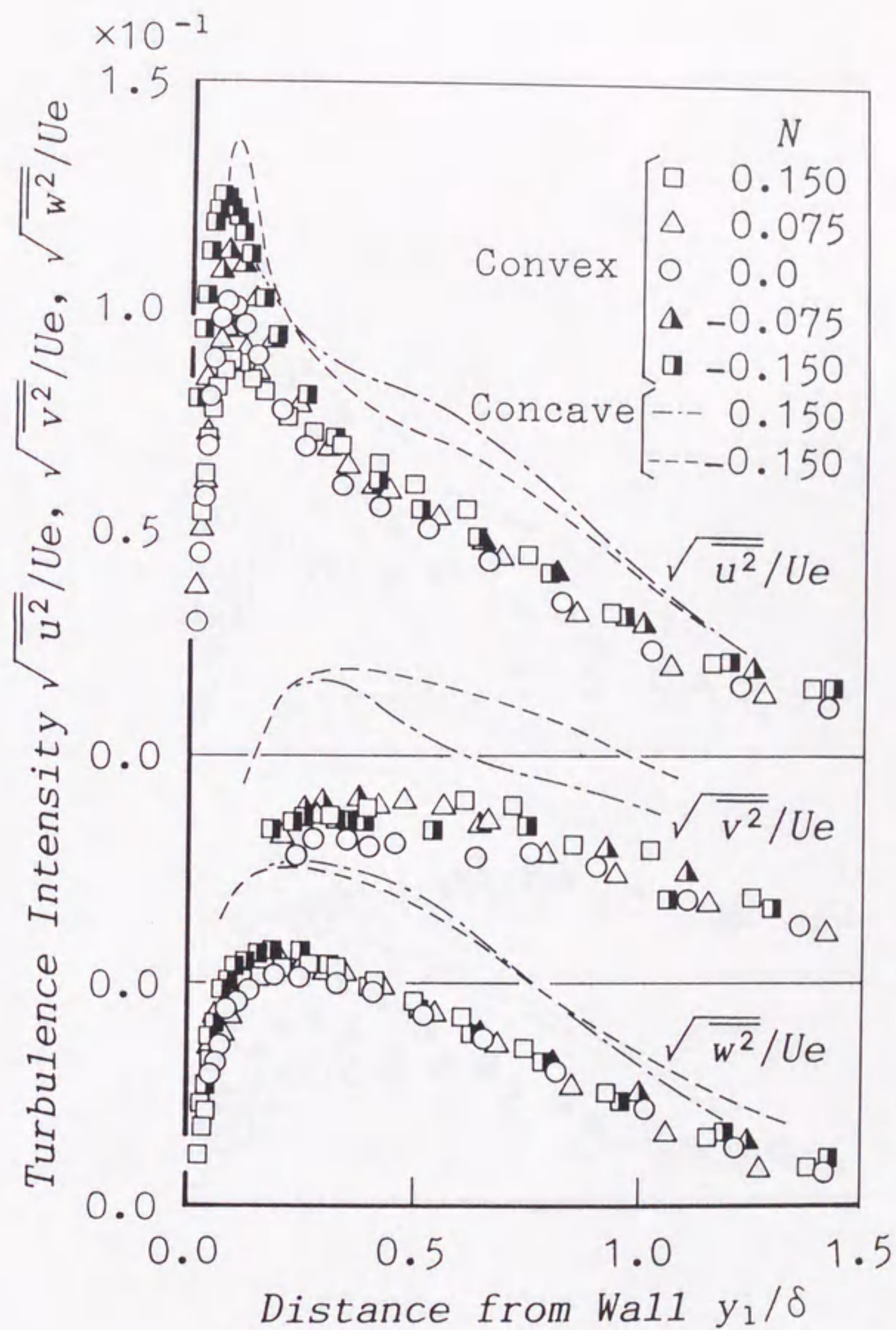


図 2 - 1 3 凸面上の乱れ分布 (a) 断面 S - 1

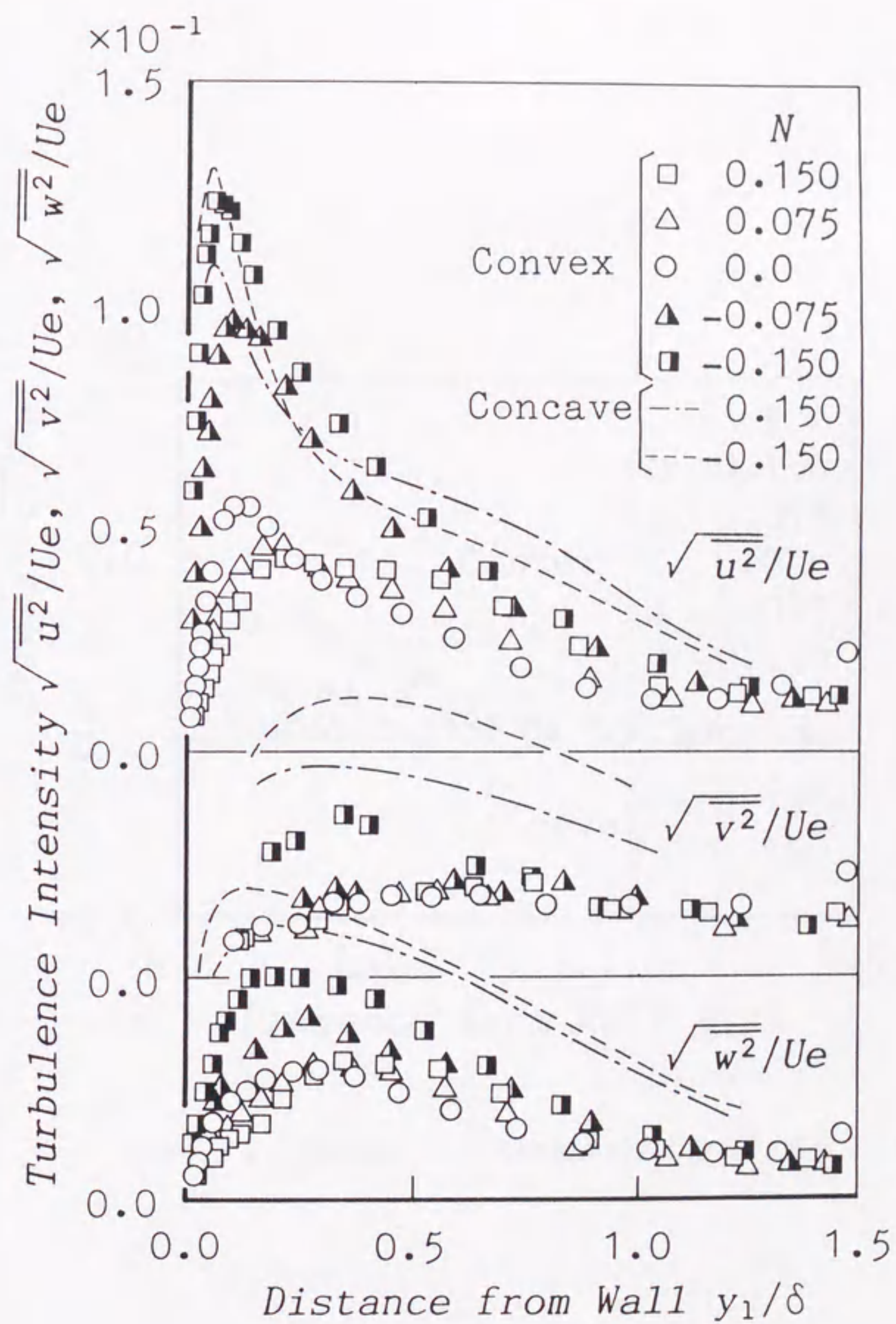


図 2 - 1 3 凸面上の乱れ分布 (b) 断面 S - 3

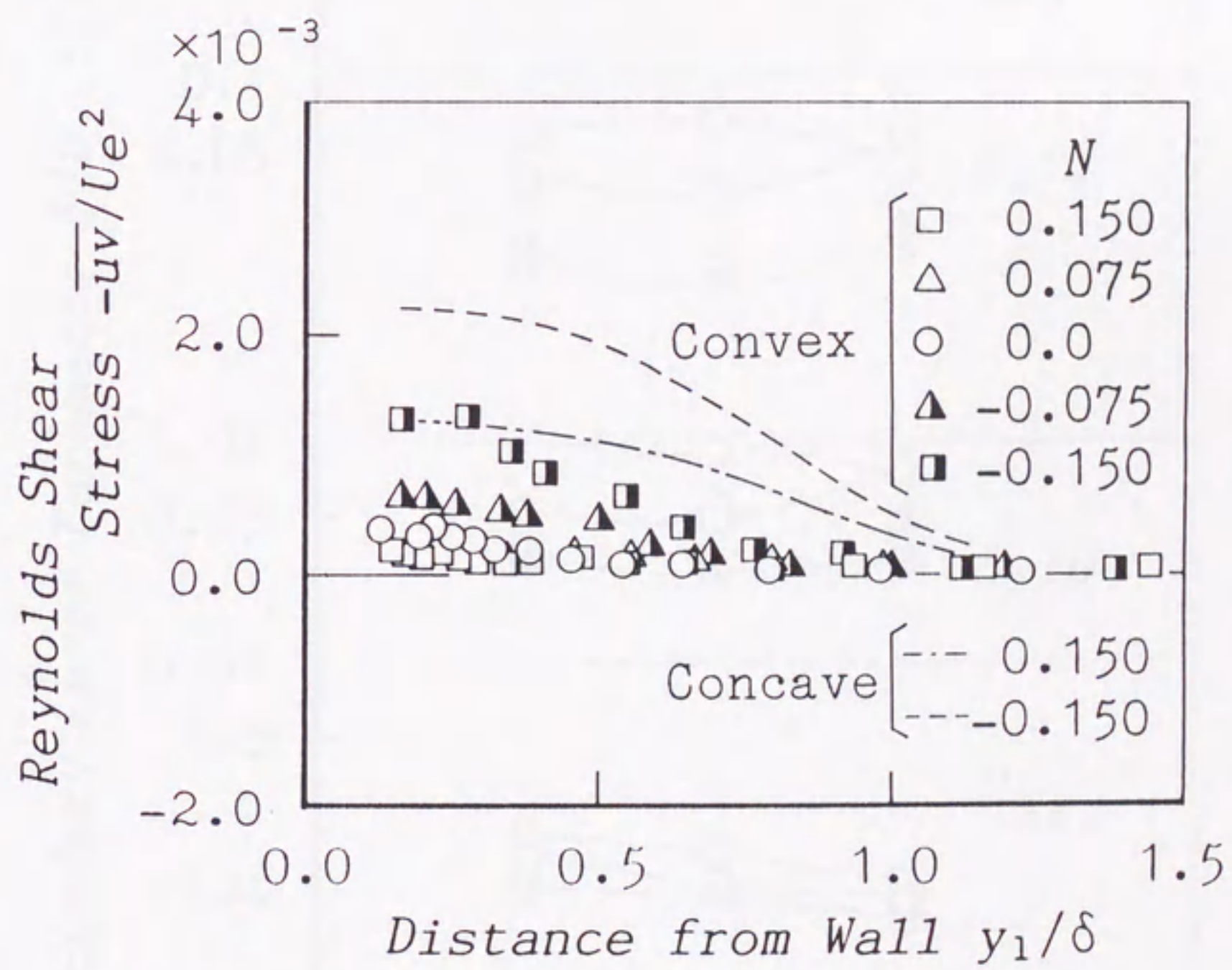


図 2 - 1 4 凸面上のレイノルズせん断応力分布 (断面 S - 3)

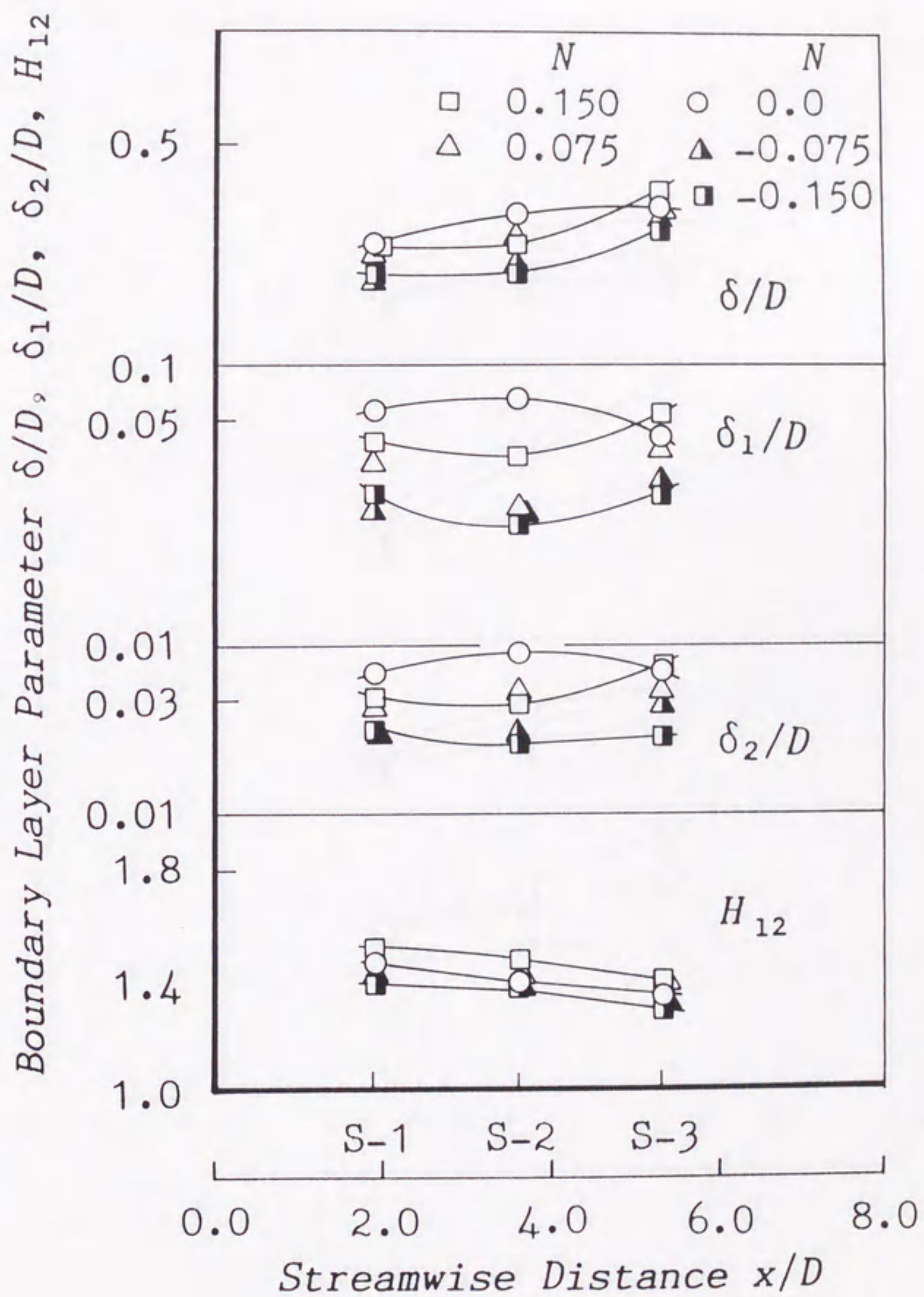


図 2 - 1 5 凹面上の境界層厚さ

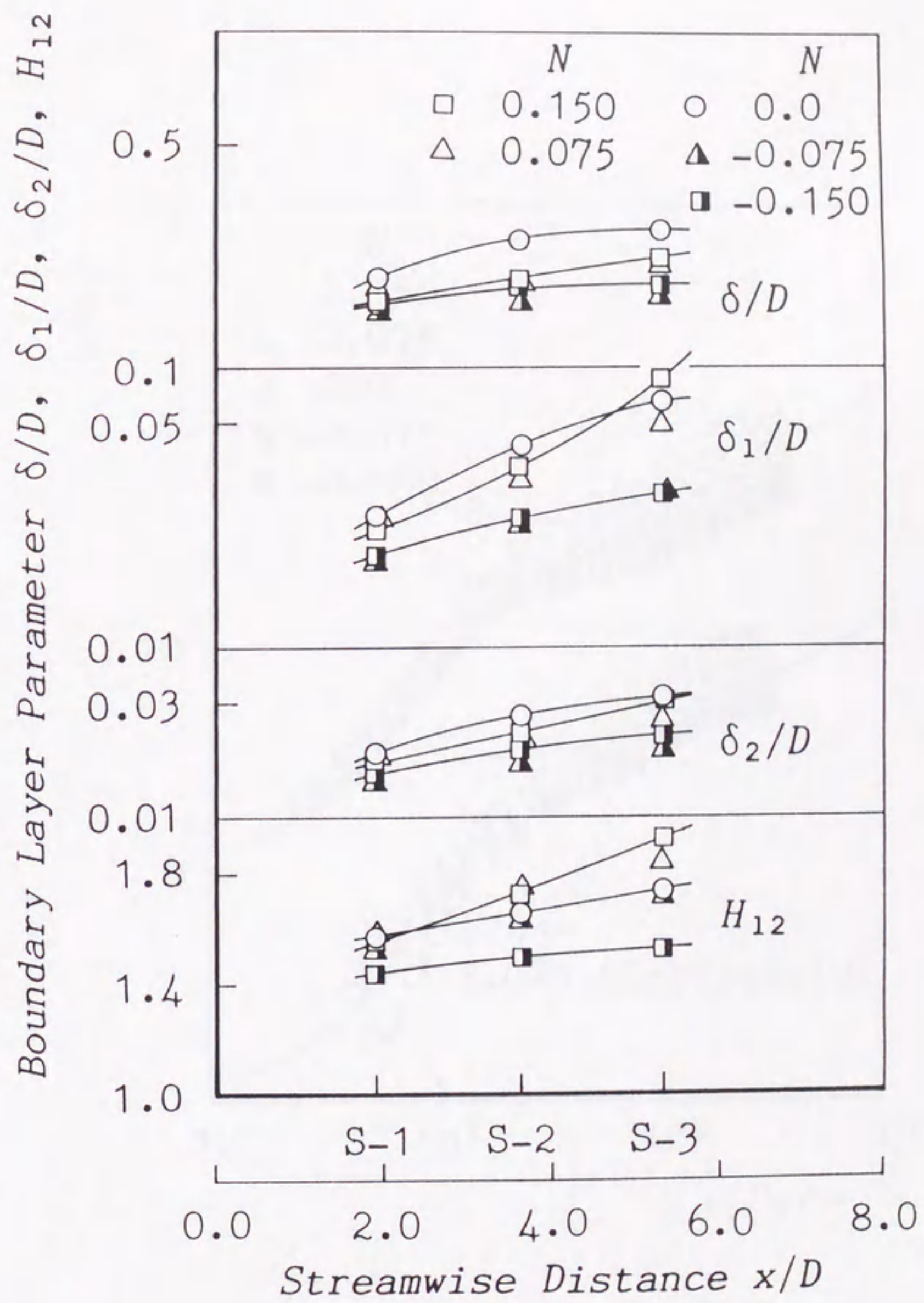


図 2 - 1 6 凸面上の境界層厚さ

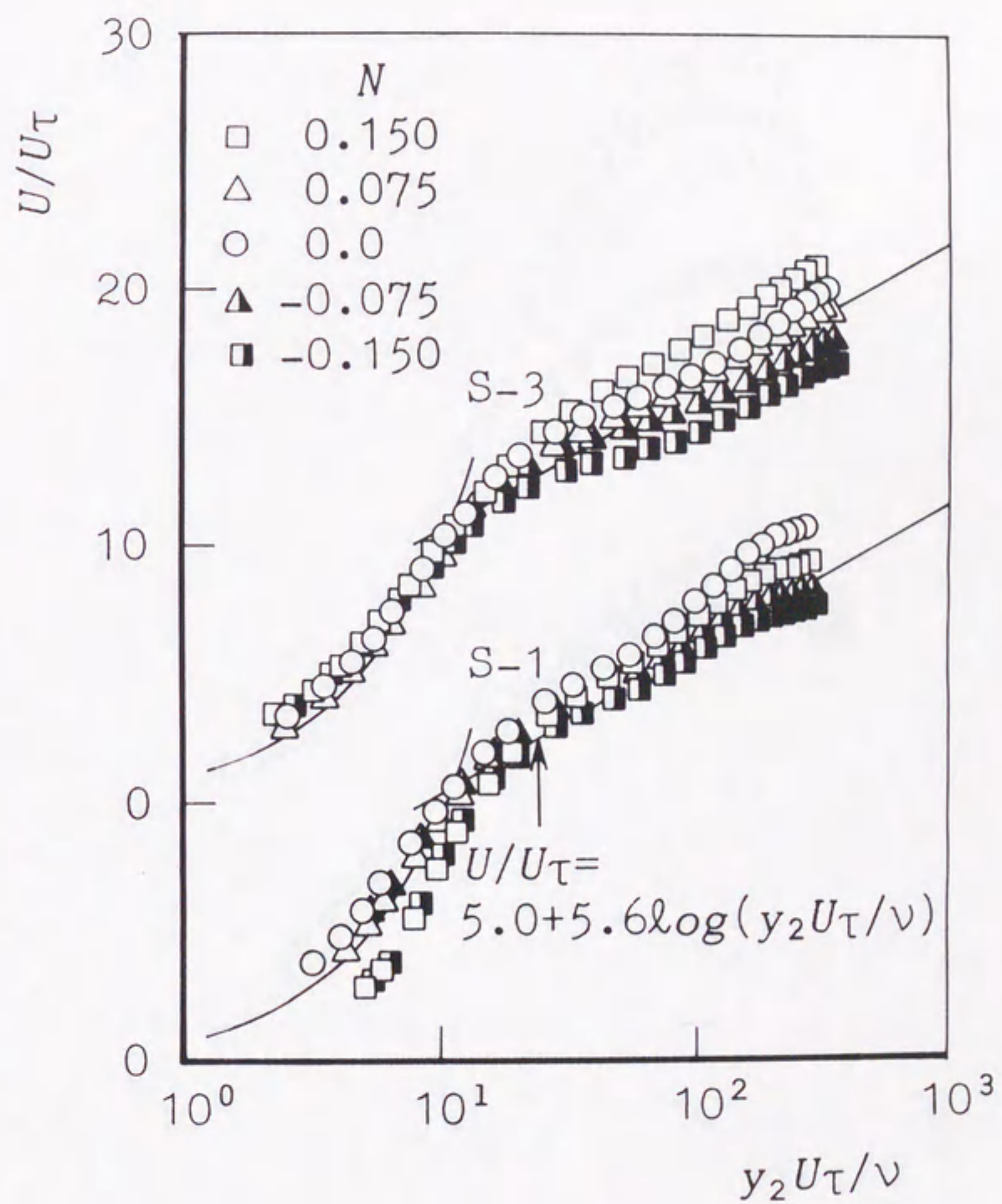


図 2 - 1 7 凹面上の対数速度分布

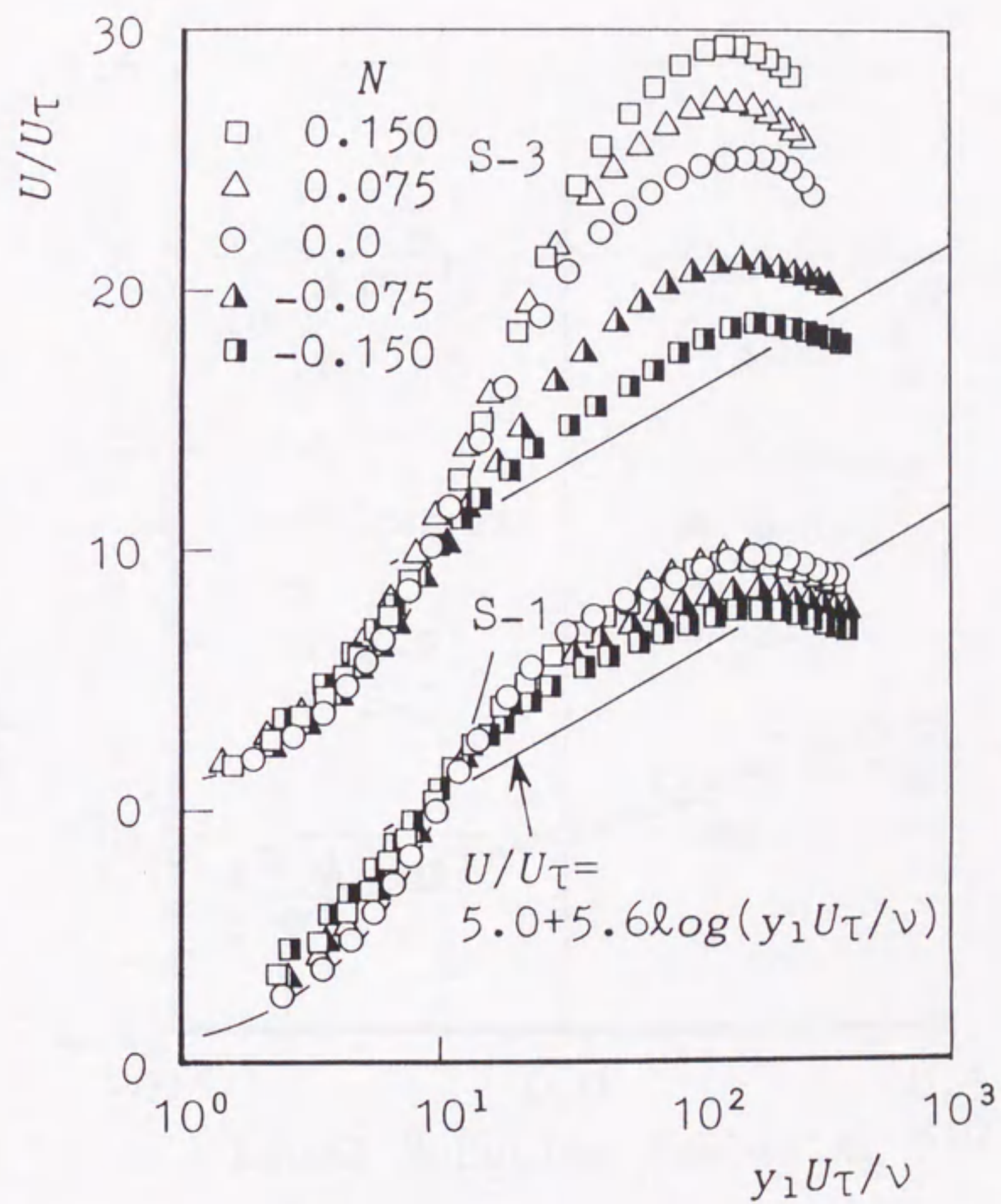


図 2 - 1 8 凸面上の対数速度分布

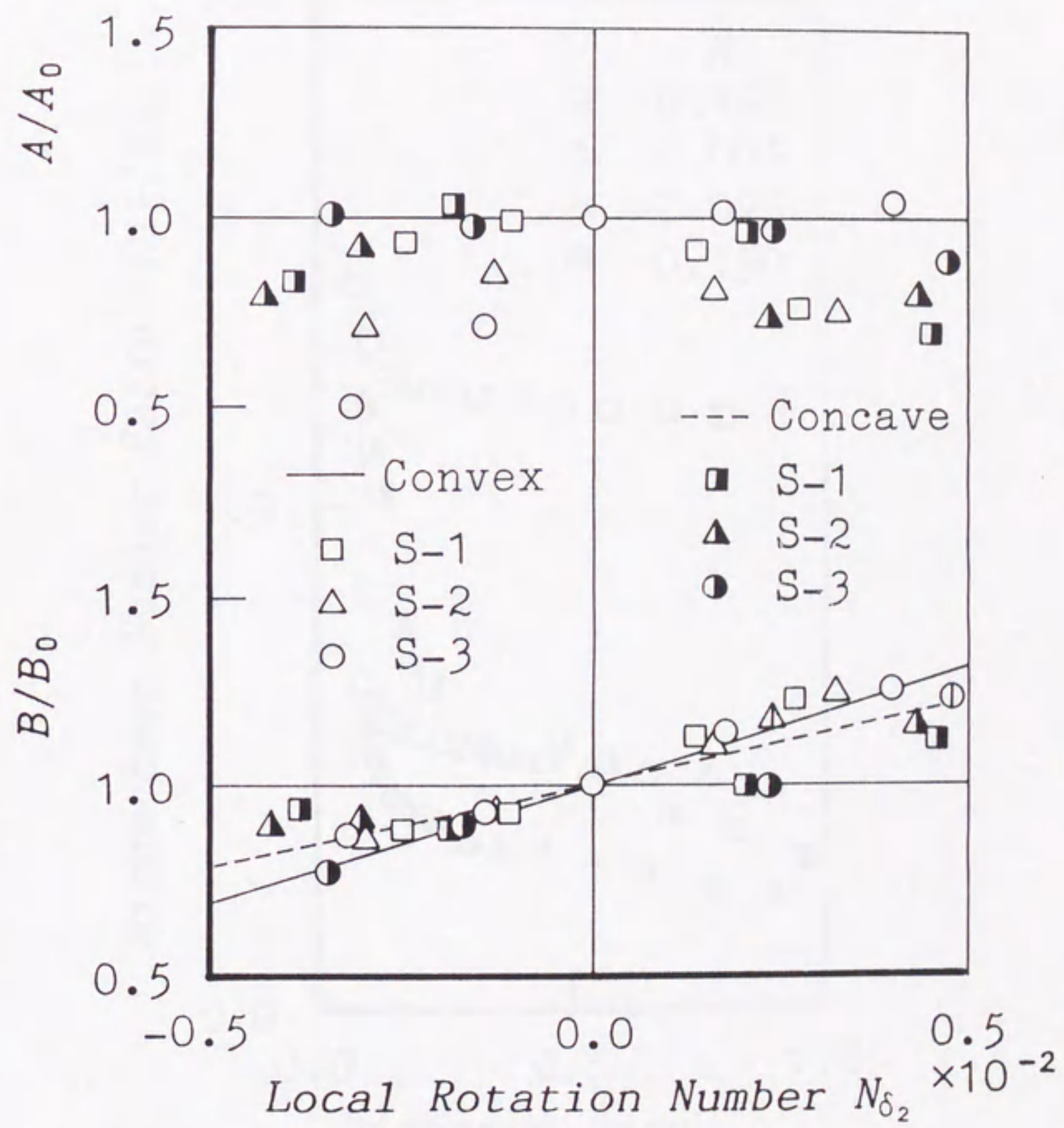


図 2 - 1 9 A/A_0 , B/B_0 の変化

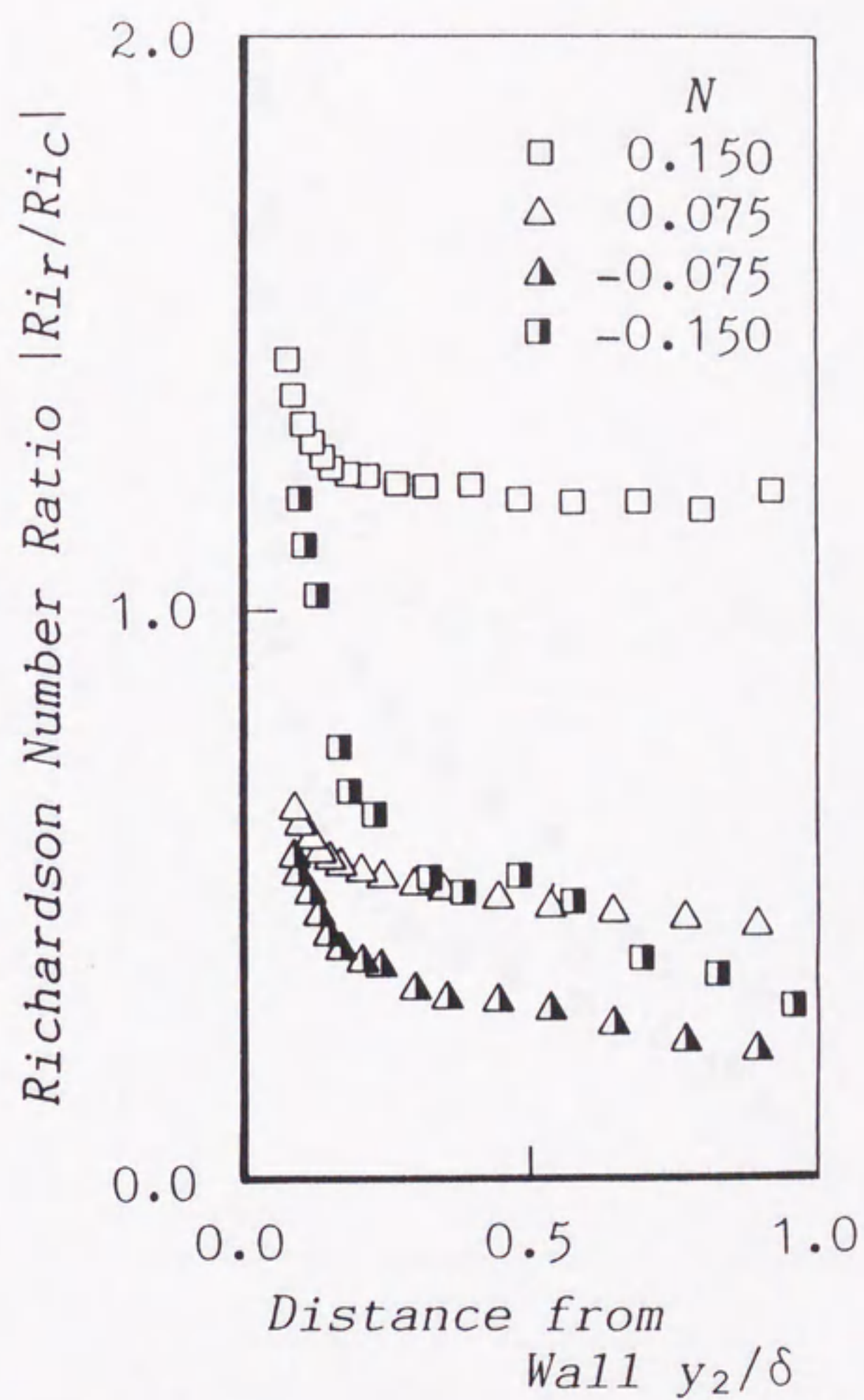


図 2 - 2 0 凹面上の Ri_c と Ri_r の比 (断面 S - 3)

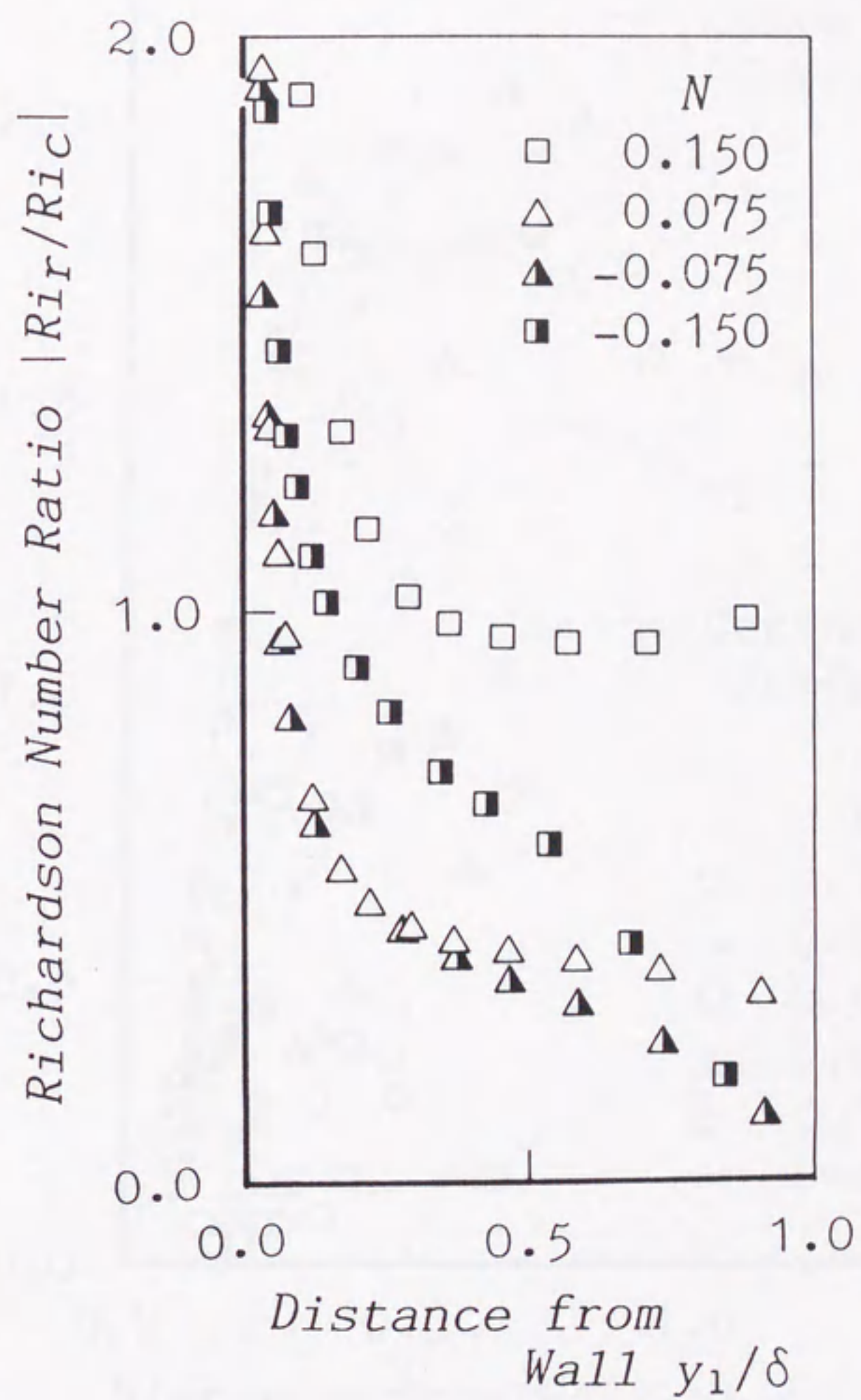


図 2 - 2 1 凸面上の Ri_c と Ri_r の比 (断面 S - 3)

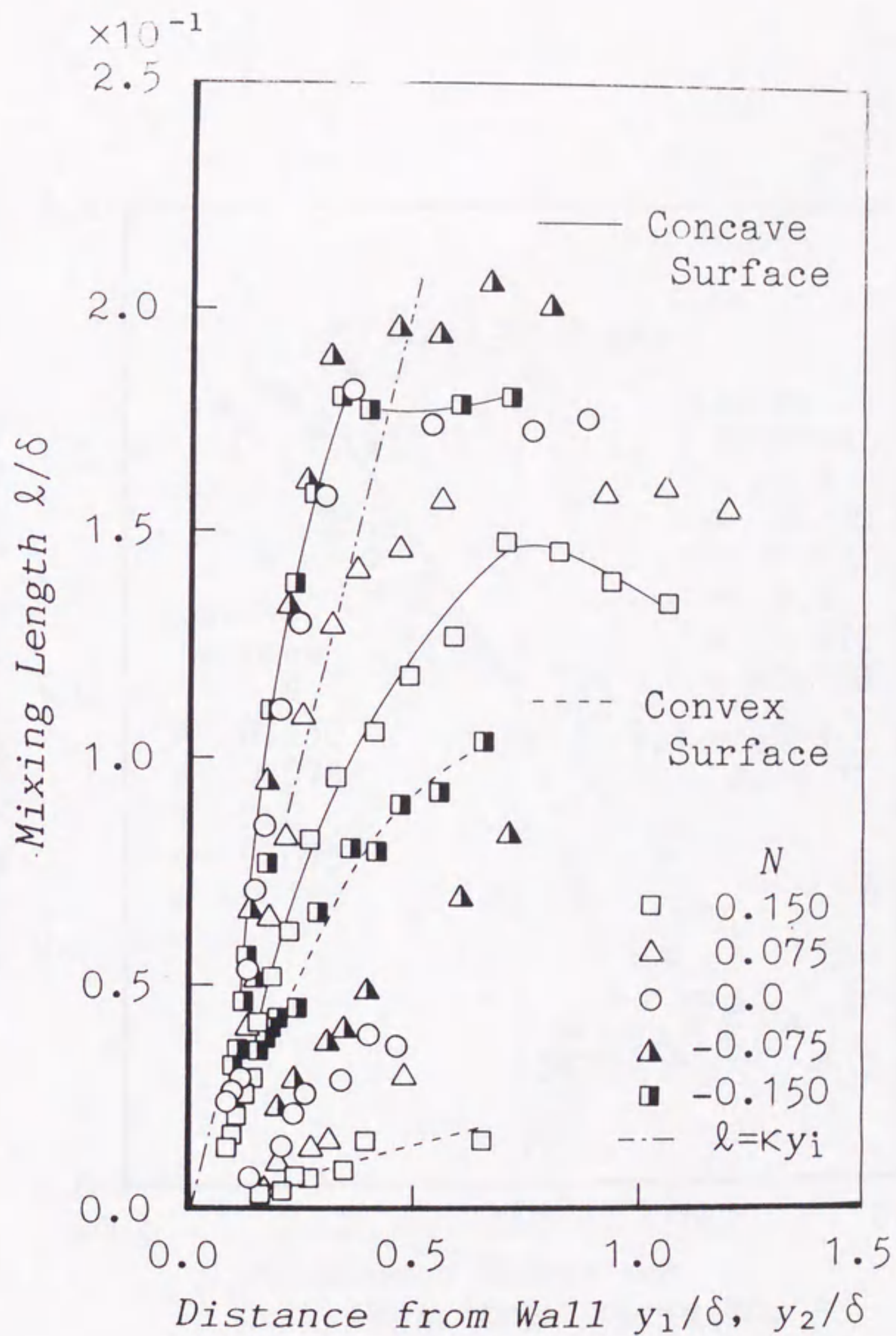


図 2 - 2 2 回転による混合距離の変化 (断面 S - 3)

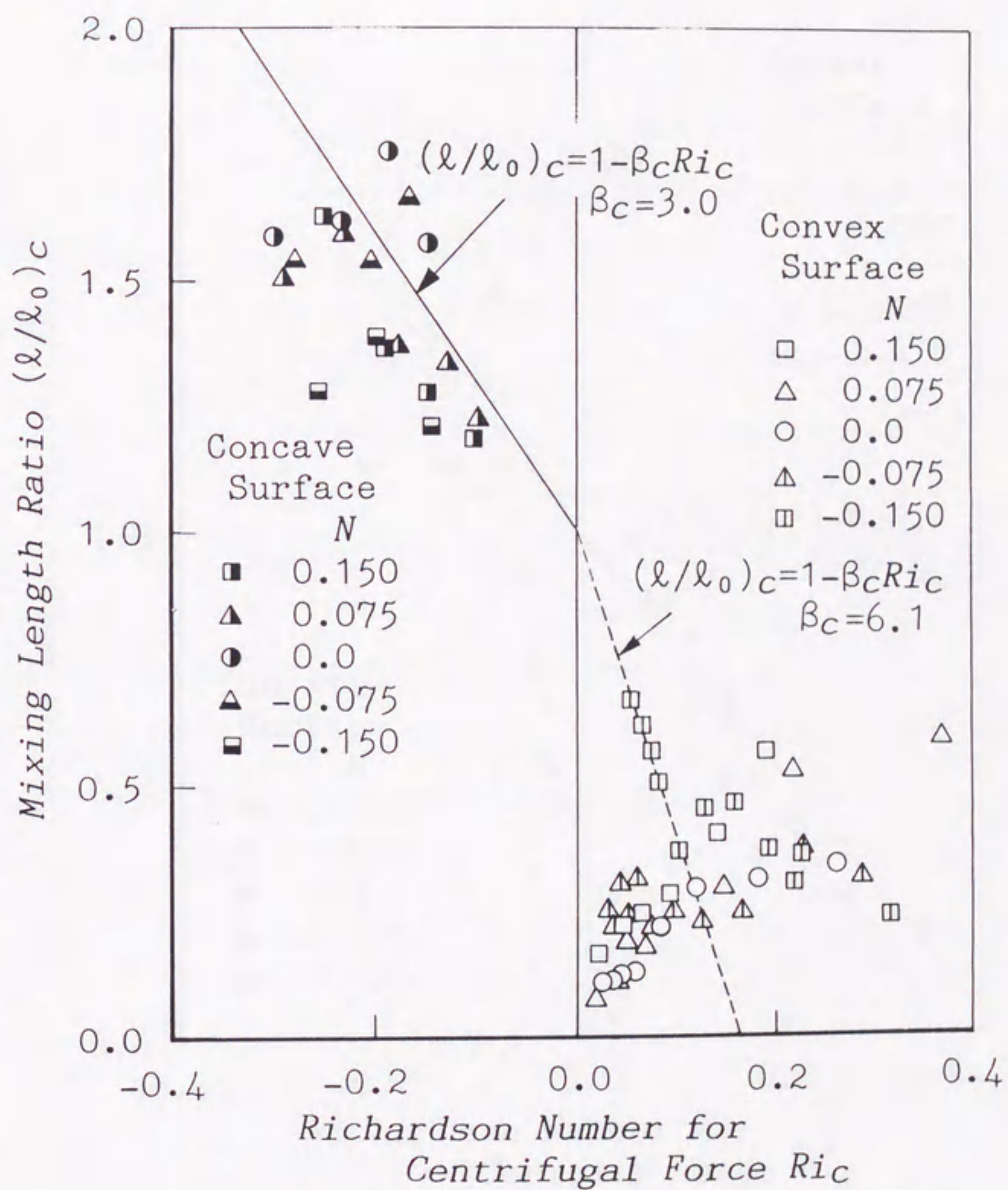


図 2 - 2 3 混合距離 $(l/l_0)_c$ とリチャードソン数 Ri_c の関係

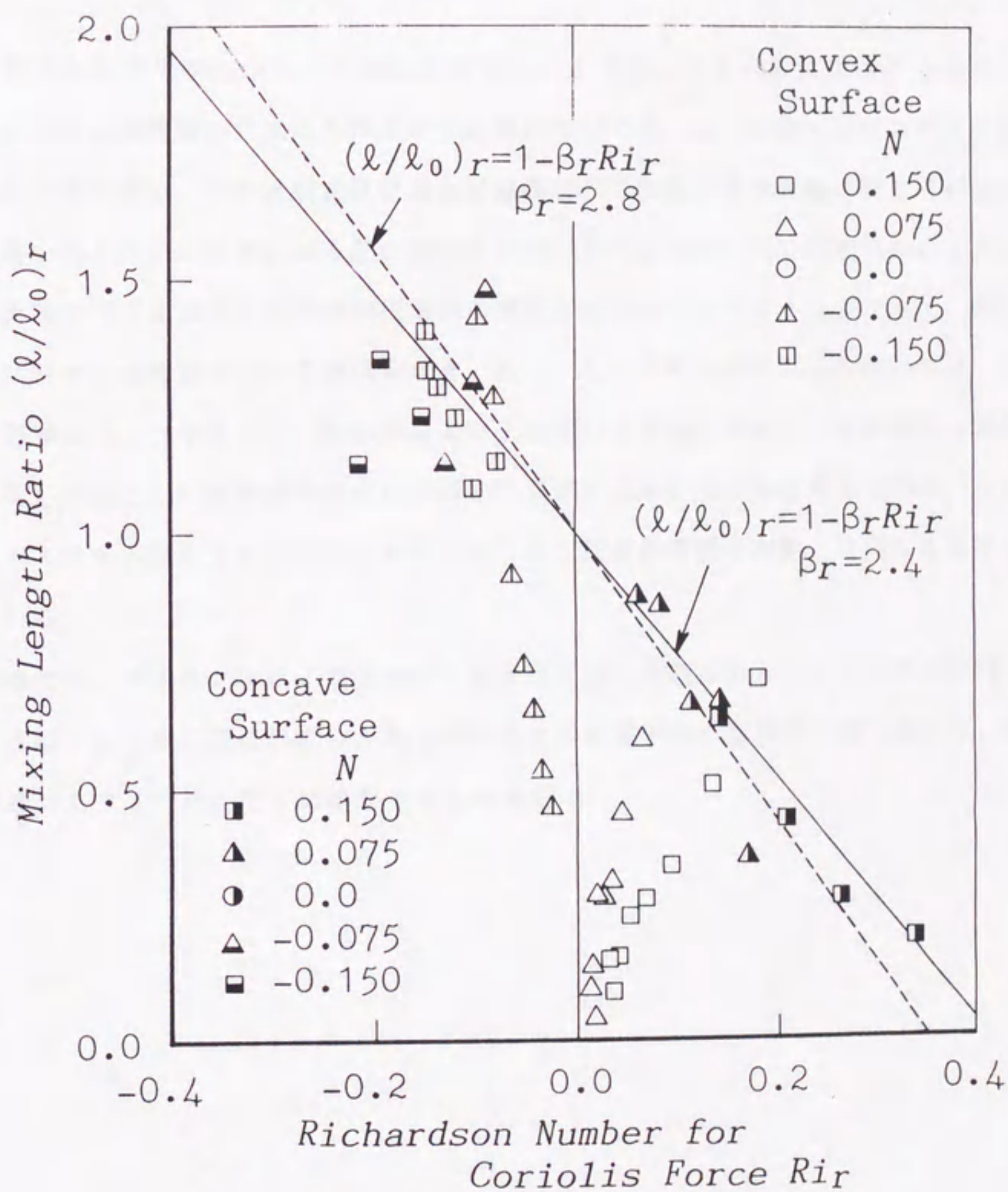


図 2 - 2 4 混合距離 $(l/l_0)_r$ とリチャードソン数 Ri_r の関係

第3章 コリオリ力の作用する曲面上の乱流境界層に及ぼす二次流れの影響 [46,47]

3.1 緒言

本章では前章で明らかにした流路の曲がりによる遠心力と回転によるコリオリ力が作用する乱流境界層に二次流れが及ぼす影響について調べる。前章ではアスペクト比4の回転流路を用い、その回転流路壁面上に発達する二次元乱流境界層に関する研究を行い、遠心力とコリオリ力による乱れ運動の安定、不安定効果について明らかにした。しかし実際の半径流形ターボ機械羽根車内の流路は断面のアスペクト比が小さく、断面内流れに対する境界層の占める領域が大きいため、その内部の流れは二次流れによって大きく影響され、コリオリ力、遠心力および二次流れが密接に関係して乱流構造に重要な変化を与え、とくに境界層内の流れは極めて複雑な現象を生じると考えられる。その結果、アスペクト比の大きい二次元流路で得られた乱流境界層の挙動とは異なるものと推察される。

本章では、アスペクト比2の曲がり回転流路を用いて遠心力とコリオリ力が同時に作用する場における二次流れ成分と乱流境界層との相互干渉を実験的に明らかにし、第2章で述べたアスペクト比4の結果との比較を行う。

第3章で用いた主な記号

C_p	: 圧力係数 $= (p - p_0)/(\rho U_m^2/2)$
D	: 流路幅 ($= 30 \text{ mm}$)
H	: 流路高さ ($= 60 \text{ mm}$)
N	: 回転率 [式 (3.2)]
p	: 壁面静圧
p_0	: 基準圧力 [断面 S - 1 における壁面静圧]
R_1, R_2	: 凸面および凹面の曲率半径 ($= 185 \text{ mm}$ および 215 mm)
Re	: 平均速度を用いた軸レイノルズ数 $= U_m D/\nu$ ($= 1.0 \times 10^4$)
u, v, w	: x, y, z 方向の変動速度成分
U, V, W	: x, y, z 方向の時間平均速度成分
U_e	: 境界層外縁の主流速度
U_m	: 断面内の時間平均速度
x, y, z	: 回転系内の流路中心線に沿う座標系
x_1, x_2	: 凸面および凹面を基準とした x 方向距離
y_1, y_2	: 凸面および凹面を基準とした y 方向距離
δ	: 境界層厚さ
Ω	: 流路の回転角速度

添字

- 1 : 凸面に関するパラメータ
- 2 : 凹面に関するパラメータ

3. 2 実験装置と方法

実験装置の概要は第2章のものと同一である。図3-1に示すように、回転円板上に設置された供試流路は、本章では第2章で示した流路内に厚さ1mmの薄板を回転面に平行に挿入することにより供試曲がり流路断面のアスペクト比を2に設定した。測定部を出た空気は中空の回転軸を通して静止管に送られ、ベンチュリ管で流量を測定したのち送風機により外部へ流出させた。

図3-2(a) および (b) に測定部の詳細を示す。上流のノズルで絞られた流れは長さ $1.4D$ の直線部分を経て、曲率半径 $R_2/D = 7.17$ の凹面および $R_1/D = 6.17$ の凸面からなる流路に入る。境界層内の流れを乱流にするため、曲がり開始面上流42mm ($x_2/D = -1.4$ および $x_1/D = -1.4$) の位置に直径1.5mmのトリッピングワイヤを装着してある。速度測定断面は、曲がり開始断面を基準 ($x_2/D = 0.0$ および $x_1/D = 0.0$) としてそこから下流に向かって順に凹面では断面S-1 ($x_2/D = 2.0$)、S-2 ($x_2/D = 3.8$)、S-3 ($x_2/D = 5.6$) にとり、凸面では断面S-1 ($x_1/D = 1.8$)、S-2 ($x_1/D = 3.3$)、S-3 ($x_1/D = 4.8$) にとった。測定は各断面について流路中央高さ ($z/H = 0.0$) において熱線プローブを y 方向に移動することにより、また、凹面上の $y_2/D = 0.17$ と凸面上の $y_1/D = 0.17$ においても熱線プローブを z 方向に移動させることにより行った。熱線流速計は図3-1の回転円板上に固定し、熱線プローブの移動と回転はステップモータにより行った。これらの操作は静止系からの制御信号により行ったが、その際の移動の最大誤差は $\pm 0.01\text{mm}$ 、回転の最大誤差は $\pm 0.2^\circ$ である。熱線プローブからの出力は回転系内で処理したのち、スリップリングを介して静止系に取り出し、線形化した信号をマイコンによりサンプリングした。

実験は主流の軸レイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^4$ 、回転率 $N = 0, \pm 0.075$ および ± 0.15 で行った。ここで $N < 0$ は流路の回転によってコリオリ力が測定壁面方向に作用する場合に対応し、二次元境界層では不安定側(高圧側)となる。また、 $N > 0$ の場合はコリオリ力は壁面から離れる方向に作用し、二次元境界層では安定側(低圧側)となる。

3. 3 コリオリ力と遠心力の関係

流路の回転角速度を Ω , 流体の速度を U とするとき, コリオリ力 $2\Omega U$ と慣性力 $U(\partial U/\partial y)$ の比は次のようになる.

$$\frac{2\Omega U}{U(\partial U/\partial y)} \sim \frac{\Omega D}{U} \quad (3.1)$$

ここで D は流路の幅である. 式 (3.1) から流路の回転速度を表す無次元パラメータとして回転率 N を以下のように定義する.

$$N = \frac{\Omega D}{U_m} \quad (3.2)$$

ここで U_m は断面内の平均速度である. 平板上の二次元乱流境界層においては $N > 0$ ($\Omega > 0$) の回転方向の場合には測定壁面がコリオリ力によって低圧側となり乱れは減衰され, $N < 0$ ($\Omega < 0$) の場合には高圧側となり乱れは増幅される. 一方, 流線の曲率半径を r とするとき曲がりによる遠心力 U^2/r と慣性力との比は次のようになる.

$$\frac{U^2/r}{U(\partial U/\partial y)} \sim \frac{D}{R} \quad (3.3)$$

ここで R は流路の曲率である. これから遠心力の効果を表すパラメータ N_c は次式のように定義することができる.

$$N_c = \frac{D}{R} \quad (3.4)$$

ここで流線の曲率が外向きに凸であるとき $R > 0$, 凹であるとき $R < 0$ とする. 曲面上の二次元乱流境界層においては, $N_c > 0$ のとき乱れは減衰され, $N_c < 0$ のとき乱れは増幅される. 式 (3.2) と (3.4) を用いて, 速度 U_m の流体に作用する遠心力とコリオリ力の差 α を考えると次式のようになる.

$$\begin{aligned} \alpha &= 2\Omega U_m - U_m^2/R \\ &= U_m^2/D(2N - N_c) \end{aligned} \quad (3.5)$$

本研究では流路幅 $D = 30 \text{ mm}$ ，凸面および凹面から $D/2$ の距離での曲率半径 $R = 200 \text{ mm}$ ，回転率 $-0.15 \leq N \leq 0.15$ であることから， $N = \pm 0.15$ のときにはコリオリ力が遠心力よりも大きくなり，また， $|N| = 0.075$ の回転において遠心力とコリオリ力の作用方向が反対の場合には $\alpha = 0$ となり，2力はほぼ相殺される．二次元乱流境界層においては $\alpha > 0$ の場合には乱れは減衰され， $\alpha < 0$ では乱れは増幅される．しかし，三次元境界層の内部においては上述の二次元流路の壁面上で見られるような乱れの抑制・増幅のほかに二次流れ成分によって側壁に沿って運ばれる流体が存在し，それが曲面上の乱流境界層の速度分布や乱れ分布に大きく影響することが考えられる．

3. 4 実験結果および考察

3. 4. 1 壁面静圧分布

図 3-3 は凹面と凸面上における流路中央 ($z/H = 0$) に沿った壁面静圧の下流方向への変化を示したものである。圧力係数 C_p は測定点と断面 S-1 の壁面静圧の差の無次元値である。流路静止状態 ($N = 0$) においては凹面と凸面上の圧力分布は、どちらもほぼ一定の勾配で下流方向に低下するが、その傾きは凹面よりも凸面上の方が大きい。また、図にはアスペクト比 4 ($H/D = 4.0$) の流路の静止状態 ($N = 0$) の結果も実線で示してある。いずれの面上もアスペクト比 4 の場合よりも下流方向への圧力降下が大きくなっていることから、それは流路アスペクト比の減少にともなう二次流れの増加により、圧力損失が増加するためであると考えられる。流路回転による圧力降下の違いは凹面上で大きく、また、 $N > 0$ で小さく、 $N < 0$ で大きいこれは流路内主流の分布形状の違いによると考えられる。

3. 4. 2 凹面上の境界層

図 3-4 は凹面上の中央 ($z/H = 0$) において凹面に垂直な y_2 方向にプローブを移動させたときの主流方向速度 U/U_e の分布の下流方向への変化を示している。流路が静止しているとき ($N = 0$) には凹面上の境界層は $H/D = 4.0$ の流路の場合と同様に乱流混合が大きく、上流の断面においてすでに流れが十分発達しており、下流方向への変化は小さい。また、図中に点線で示したアスペクト比 4 の静止流路の結果と比較すると凹面上ではアスペクト比の違いによる速度分布の変化は小さい。流路が回転したときの凹面上の速度の下流方向への変化を $N = 0$ の場合と比較すると、 $N = 0.075$ および 0.15 の場合にはコリオリ力が遠心力の効果を打ち消し、凹面上の境界層内の流れに対してはコリオリ力の効果がより大きくなるため、そこでの乱れ運動は抑制され壁面近傍の速度勾配が低下する。そして、この傾向はアスペクト比 4 のものよりも著しい。しかし、 $N = -0.075$ および -0.15 の回転率ではコリオリ力と遠心力との相乗効果によ

り凹面上の流れでは乱れ運動が増大して、壁面近傍の速度勾配は増加している。そしてその速度勾配はアスペクト比4のものと比較してわずかに大きい。

図3-5に凹面上の断面S-3における乱れ速度の3成分、 $\sqrt{u^2}$ 、 $\sqrt{v^2}$ 、 $\sqrt{w^2}$ の分布を各回転率の場合について示す。凹面上の主流方向の乱れ $\sqrt{u^2}$ の分布は流路が静止しているとき($N=0$)には、アスペクト比4の分布と差が見られず、壁面近傍において乱れが大きい。流路が $N<0$ の回転をするときには凹面がコリオリ力により高压側となるため、 $\sqrt{u^2}$ は壁の極近傍($0 < y_2/\delta \leq 0.2$)において $N=0$ よりもさらに増大し、コリオリ力による乱流混合増大の影響が現れるが、この分布はアスペクト比4とほとんど差が見られない。 $N>0$ ではコリオリ力と遠心力は相反する方向に働き、とくに $N=0.15$ では遠心力よりもコリオリ力が大きく、側壁に沿って凹面から凸面に向かう弱い2次流れの発生が予想され、これによって境界層の中央($y_2/\delta = 0.5$)付近で壁面近傍から押し出された強い乱れの領域が存在し、アスペクト比の減少によってコリオリ力による低压側において乱れの増加が見られる。同様な傾向は $\sqrt{w^2}$ の分布においても見られる。また、 $\sqrt{v^2}$ の分布においても $y_2/\delta = 0.5$ 付近では $N=0$ に比べて $N=0.15$ の方が大きい値をとるが、そこではさらに $N=-0.15$ の方が値が大きくなる。これらの乱れの3成分の分布からアスペクト比の減少が凹面上の乱れに及ぼす影響はコリオリ力により強い低压側となるとき($N=0.15$)に境界層の中央部分にのみ顕著に現れることがわかる。すなわち、 $N=0.15$ を除いた回転率では、凹面上の境界層内の乱れ分布には二次流れよりもコリオリ力による作用が著しく影響し、壁面に接する領域で乱れは大きな値をとる。 $N=0.15$ の場合には二次流れの影響が強くなり $z/H=0$ 付近では凹面の壁近傍から境界層外へ向かう二次流れによって境界層厚さのほぼ中央の $y_2/\delta = 0.5$ 付近での乱れが増大する。しかし、この回転率においても主流方向の乱れ成分 $\sqrt{u^2}$ は境界層中央部よりも壁近くの方が大きな値をとる。

図3-6に凹面上の断面S-3におけるレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の分布を各回転率について示す。凹面上では流路が静止している場合($N=0$)と比較して低压側($N>0$)では $-\overline{uv}$ の値は小さく高压側($N<0$)では大きくなるが、流路曲がりによる遠心力の効果が大きいため、 N の値の変化に対する分布形状の違いは少ない。また、図3-5の乱れ強さにおいては、アスペクト比4と2の壁面近傍での乱れ強さに大きな違いはなく、壁近くの乱れに及ぼす二次流れの影響は見られないが、 $-\overline{uv}$ の値はアスペク

ト比4よりもアスペクト比2の場合の方が著しく増加していることがわかる。このことから、凹面上ではアスペクト比の減少はレイノルズせん断応力に大きく影響を与えることがわかる。

図3-7は断面S-3において $y_2/D = 0.17$ の位置で求めた時間平均速度 U/U_e および乱れ成分 $\sqrt{u^2}/U_e$ の分布を示す。比較のためにアスペクト比4の流路における結果も横軸を流路高さで無次元化して示してある。凹面上の速度分布はいずれの回転率の場合にも z 方向にはほぼ均一な分布となっており、また、いずれの回転率のときにもアスペクト比4の結果より大きな値をとる。コリオリ力が壁面から流路内向きに作用する $N = 0.15$ の場合には静止時 ($N = 0$) に比べると U/U_e の値は小さく、壁面方向に作用する $N = -0.15$ の場合では大きくなっている。これは $N = -0.15$ の場合、コリオリ力と遠心力の合力は壁面方向に働き、凹面は流路の高圧側となるので、流路中央では壁面に向かう二次流れが発生して、境界層が薄く、壁面近傍まで速度が大きくなるからであり、 $N = 0.15$ ではコリオリ力と遠心力は互いに反対に作用するがそれらの合力が壁面から境界層外に向かい、凹面が低圧側となるため、断面内に発生する二次流れが $N = -0.15$ の場合と反対になり、境界層内の流れが流路中央に運ばれるためである。また、乱れ強さの分布は低圧側 ($N = 0.15$) で大きく、高圧側 ($N = -0.15$) で小さい。これは $N = 0.15$ では凹面側に低エネルギーの流体が集結して境界層が厚くなるために、流路の上流で壁面近くの乱れの強い領域が二次流れによって流路中央方向に移動するからであり、また、 $N = -0.15$ では主流が境界層内へ流入することにより乱れの強い領域が壁面の極近傍に移動するためである。

図3-8には側壁に近い位置 $z/H = 0.33$ における凹面上の z 方向平均速度の無次元値 W/U_e を示す。ここで $W/U_e > 0$ は流路中心から側壁方向に W 成分が存在することを示し、 $W/U_e < 0$ は側壁から流路中心方向に W 成分があることを示す。流路が回転していないとき ($N = 0$) には上流では W/U_e の値は小さいが、下流になるにつれて境界層全域にわたって中心から側壁に向かう二次流れが見られるようになる。流路回転によってコリオリ力が流路中央から凹面方向に作用するとき ($N < 0$) には下流では $N = 0$ と同様に広範囲にわたる中央から側壁に向かう二次流れが見られる。コリオリ力が凹面から流路中央方向に作用するとき ($N > 0$) には、上流では壁近傍 ($0 < y_2/\delta < 0.5$) において、側壁から流路中央に向かう大きな二次流れが見られるが、それは下流では著

しく小さくなり，側壁から中央に向かう小さい二次流れ ($0 < y_2/\delta < 0.1$) に変化する。

3. 4. 3 凸面上の境界層

図 3-9 には凸面上の中央 ($z/H = 0$) における主流方向速度 U/U_e の分布の下流方向への変化を示す。凸面上の境界層では $N = 0$ の場合，アスペクト比が減少すると境界層内の速度が減少し，それは下流の断面で著しい。流路を回転すると，回転による低圧側 ($N > 0$) ではコリオリ力と遠心力の合力によって壁面から境界層外へ向かう著しく大きな力が作用し，断面内に強い二次流れを生み出す。そのため，側壁 ($z/H = \pm 0.5$) に沿う低速の流体塊が $z/H = 0$ 付近に流入し，主流方向速度は中央 ($z/H = 0$) において大きな速度欠損領域をもつ分布を示す。その傾向は下流において著しい。このアスペクト比 2 の凸面上の速度分布はアスペクト比 4 の場合とは大きく異なる。一方，流路の回転によってコリオリ力が遠心力の効果を打ち消す場合 ($N < 0$) には流れ方向への主流方向速度の変化は小さく，二次流れの発生が抑制されるため，速度分布はアスペクト比 4 のものと比べて大きな差はない。

図 3-10 に凸面上の断面 S-3 における乱れ速度の 3 成分， $\sqrt{u^2}$ ， $\sqrt{v^2}$ ， $\sqrt{w^2}$ の分布を示す。流路が静止している場合 ($N = 0$) には，いずれの乱れ成分も図 3-5 で示した凹面上の乱れに比べて小さく，壁面の曲がり方が乱れの分布に大きい影響をもつことが確かめられる。 $N > 0$ の回転では図 3-9 において述べたように断面内に強い二次流れが生じていると考えられるため，壁面から流路中央方向へ巻き込む二次流れと主流との干渉により乱れの大きな領域が生じ，主流方向の乱れ成分 $\sqrt{u^2}$ の最大値は境界層外縁付近 ($y_1/\delta \approx 0.7$) にある。この乱れの大きな領域は，図 3-9 における速度欠損領域に対応している。 $N < 0$ では，壁面はコリオリ力により高圧側になるため， $N \geq 0$ と比べて乱れ成分 $\sqrt{u^2}$ は大きくなるが，その範囲は壁面近傍に限られる。一方， y 方向および z 方向の乱れ成分 $\sqrt{v^2}$ ， $\sqrt{w^2}$ の分布は $\sqrt{u^2}$ と異なり， $N > 0$ の場合には乱れは $0 < y_1/\delta < 1.0$ の範囲にわたって，他の回転率よりも大きくなる。このことから $N > 0$ の場合には，主流方向以外の流れの乱れ成分が大きくなり，二次流れ成分が大きいことを示している。 $N < 0$ の場合の乱れ成分 $\sqrt{v^2}$ ， $\sqrt{w^2}$ は壁面近傍を除いた領域 ($0.2 < y_1/\delta$) において $N > 0$ よりも小さな値をとる。とくに $\sqrt{v^2}$ の場合

はアスペクト比4の場合よりも小さな値をとり、 $N < 0$ の回転率はコリオリ力による高圧側ではあるが、乱れの増幅効果は見られない。これらのことからアスペクト比2の流路内の凸面上の y 方向と z 方向の乱れにはコリオリ力の効果よりも二次流れによる効果が顕著に現れるが、主流方向の乱れ成分 $\sqrt{u^2}$ にはコリオリ力による効果も大きく現れることがわかる。また、凸面上においてはほとんど全ての乱れ成分もアスペクト比4の流路の場合よりも大きな値を示し、二次流れの影響によって断面全体にわたって乱流混合が増加していることがわかる。

図3-11に断面S-3における凸面上のレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の分布を示す。いずれの回転率も $-\overline{uv}$ は図3-6で示した凹面上の値に比べて著しく小さい。特徴的なことは $N = -0.15$ の場合には壁面近傍で $-\overline{uv}$ は大きな値をとり、壁近くではコリオリ力による乱れの促進作用が著しく大きいことがわかる。また、流路回転により低圧側となる場合($N > 0$)には $-\overline{uv}$ の最大値をとる位置が境界層外縁に近づき、これは図3-10で示される乱れの主流方向成分 $\sqrt{u^2}$ の分布にほぼ対応する。

図3-12は断面S-3において凸面から $y_1/D = 0.17$ の位置で求めた主流方向の時間平均速度 U/U_e および乱れ成分 $\sqrt{u^2}/U_e$ の分布を示す。平均速度および乱れともにアスペクト比4の結果と全く異なった分布を示し、それは $N \geq 0$ の回転率において著しい。流路静止状態($N = 0$)では、 U/U_e は流路中央($z/H = 0$)と側壁近傍($0.4 < z/H < 0.5$)に極大値を持つ速度分布となる。これは断面内で遠心力によって生じる二次流れが側壁に沿って凸面近傍に低速の流体塊を運ぶため、そこでの U/U_e は減少するが、二次流れの影響が流路中央領域まで及ばないため、 $z/H = 0$ 付近では低速流体が流入せず U/U_e の値は大きい。しかし、流路が $N = 0.15$ で回転すると遠心力とコリオリ力が同じ方向に働くため二次流れが強くなり、流路中央までその影響がおよぶため $z/H = 0$ 付近で U/U_e の値が小さくなる。一方、流路回転により凸面が高圧側($N = -0.15$)となる場合、コリオリ力は遠心力を相殺する方向に作用するため、断面内の二次流れは小さく、速度は z 方向に十分に均一化された分布を保つ。また、乱れ強さの分布においても $N = 0$ の場合には二次流れの影響が中央に及ばないため、乱れは $z/H = \pm 0.1$ 付近で極大値、 $z/H = 0$ 付近で極小値をとる。同様な傾向は遠心力とコリオリ力が同一方向に働く $N = 0.15$ の場合にも見られ、これらの場合には境界層が厚くなるために、凸面近傍の固定された位置 $y_1/D = 0.17$ では乱れが小さくなる。

図 3-13 には側壁に近い位置 $z/H = 0.33$ の位置における z 方向平均速度の無次元値 W/U_e を示す。ここで $W/U_e > 0$ は流路中心線から側壁方向に W 成分が存在することを示し、 $W/U_e < 0$ は側壁から流路中心方向に W 成分があることを示す。流路が回転していないとき ($N = 0$) には、上流では W/U_e の値は小さいが、下流になるにつれて壁面近傍 ($0 < y_1/\delta < 0.5$) で側壁から流路中央に向かう大きな二次流れが見られるようになる。流路回転によってコリオリ力が凸面から流路中央方向に作用するとき ($N > 0$) には、上流の凸面近傍にすでに側壁から中央に向かう強い二次流れが存在し、その大きさは下流方向にあまり変化しない。コリオリ力が流路中心から凸面方向に作用するとき ($N < 0$) には、下流において遠心力をほぼ相殺する回転率 $N = -0.075$ で、凸面上に側壁から中央に向かう小さな二次流れが見られるようになるが、遠心力を完全に打ち消してしまう $N = -0.15$ では側壁から中央へ向かう二次流れは見られず、境界層全域にわたって中央から側壁に向かう流れとなる。

3. 5 結言

アスペクト比2の二次元曲がり回転流路内の流れを回転率 $-0.15 \leq N \leq 0.15$ の範囲で測定し、流線の曲がりによる遠心力および系の回転によるコリオリ力が作用する乱流境界層に及ぼす二次流れの影響について調べ、アスペクト比4の結果との比較を行った。

(1) 凹面上においては、アスペクト比の減少による平均速度分布の変化は小さく、回転による高圧側ではアスペクト比4の場合よりも壁面近くの水速はわずかに大きく、また、低圧側においてはアスペクト比4よりもわずかに水速が小さくなる。しかし、凸面上においてはアスペクト比の違いによる影響は大きく現れ、とくに回転によって低圧側となるとときには、遠心力とコリオリ力は相乗効果を示し、断面内に大きな二次流れが生じ、流路中央に大きな水速欠損領域が出来る。

(2) 凹面上においては乱れの3成分はいずれの回転率においても壁近くで最大値を取り、それらの乱れは高圧側で大きく、これはアスペクト比4の場合とほぼ同じ分布となる。しかし、強い低圧側においては静止時と比べて主流方向以外の乱れ成分が大きくなり、アスペクト比4の流れに見られる乱れの抑制作用は現れない。一方、凸面上では二次元流れに見られるような回転による乱れの増幅および抑制効果は壁面近傍に現れるが、壁面から離れたところでは断面アスペクト比の減少による二次流れの影響が大きく現れる。とくに低圧側においては、二次流れによって境界層中央で乱れの3成分が大きくなり、その中でも主流方向以外の乱れ成分が著しく大きくなる。

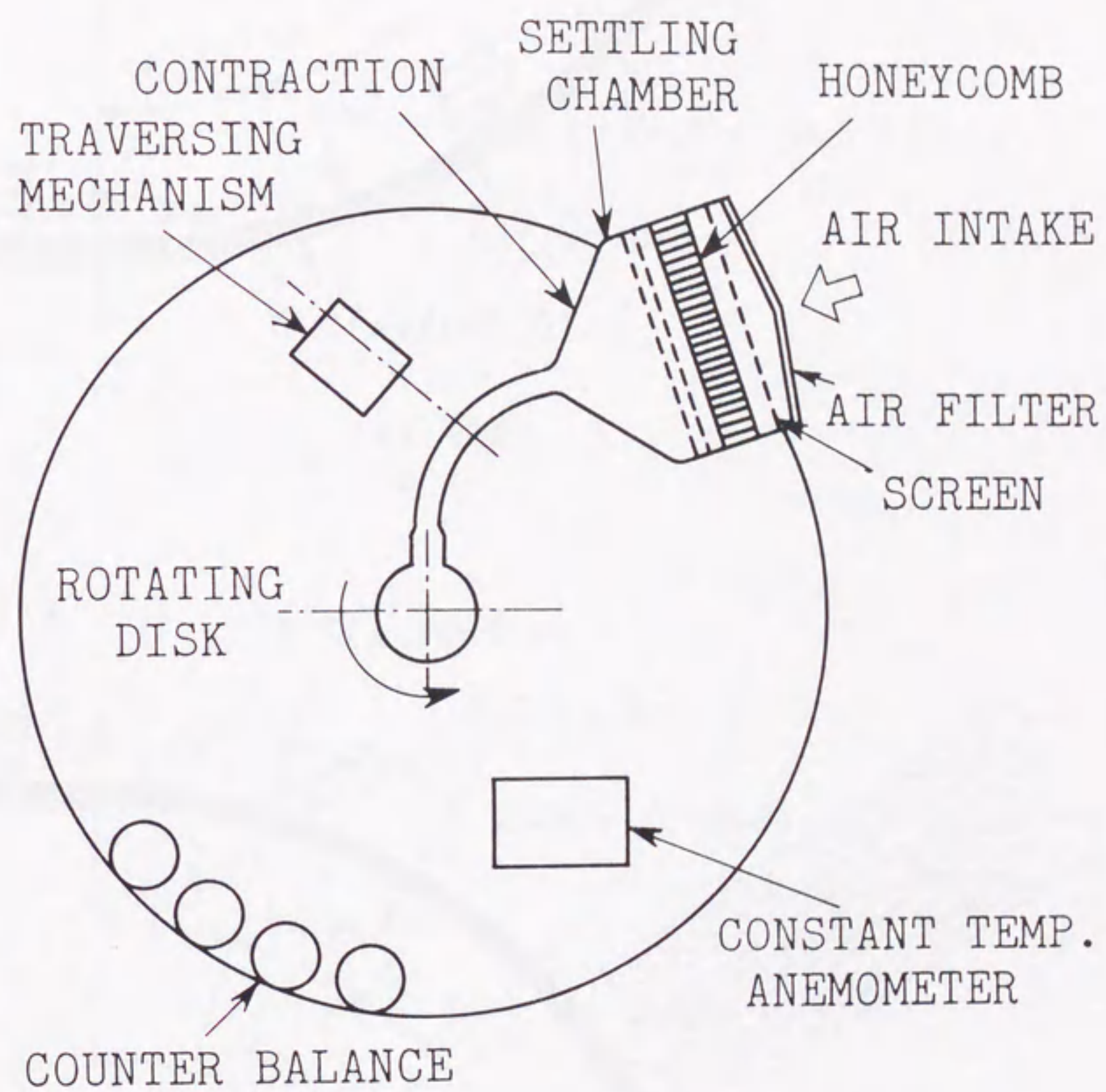
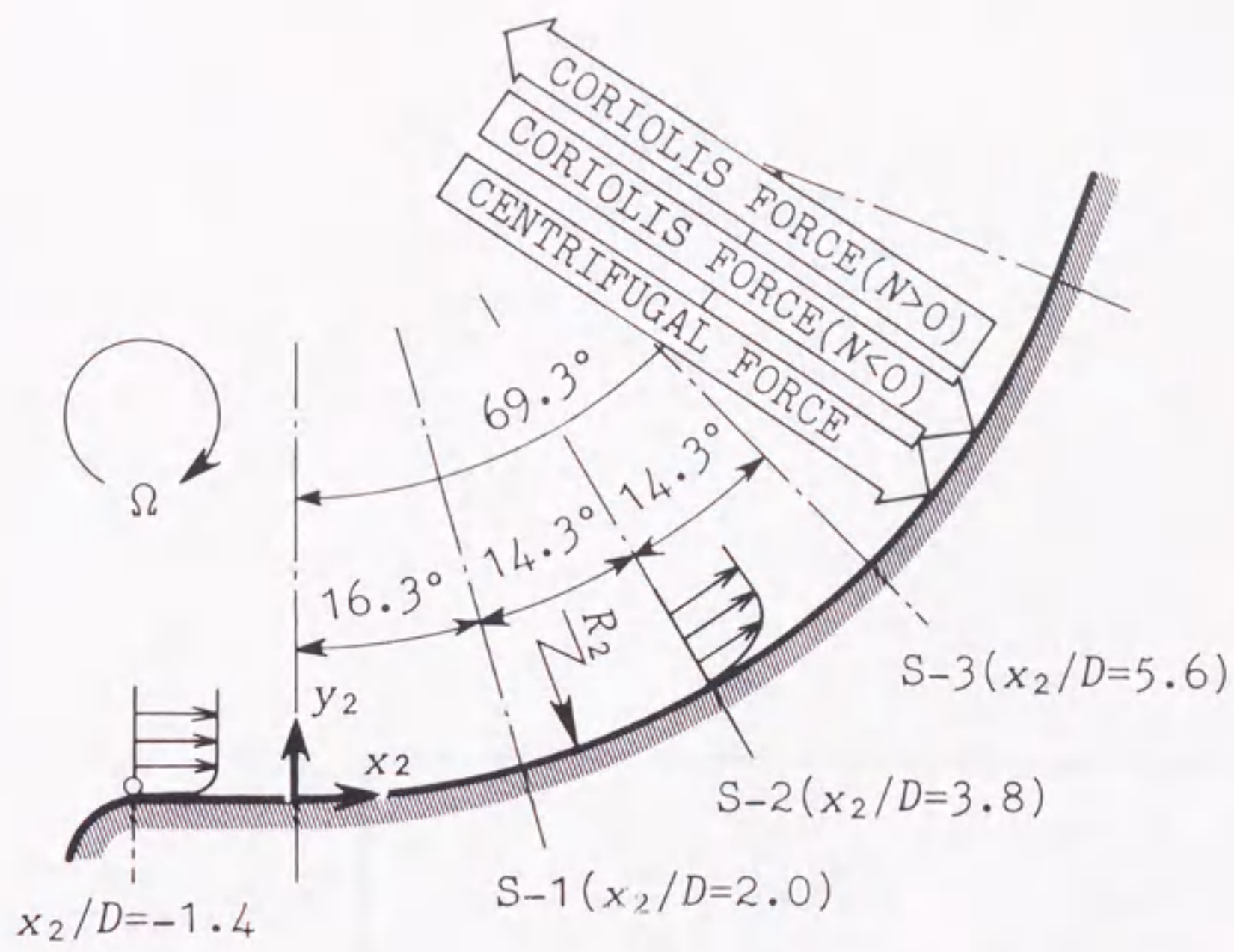
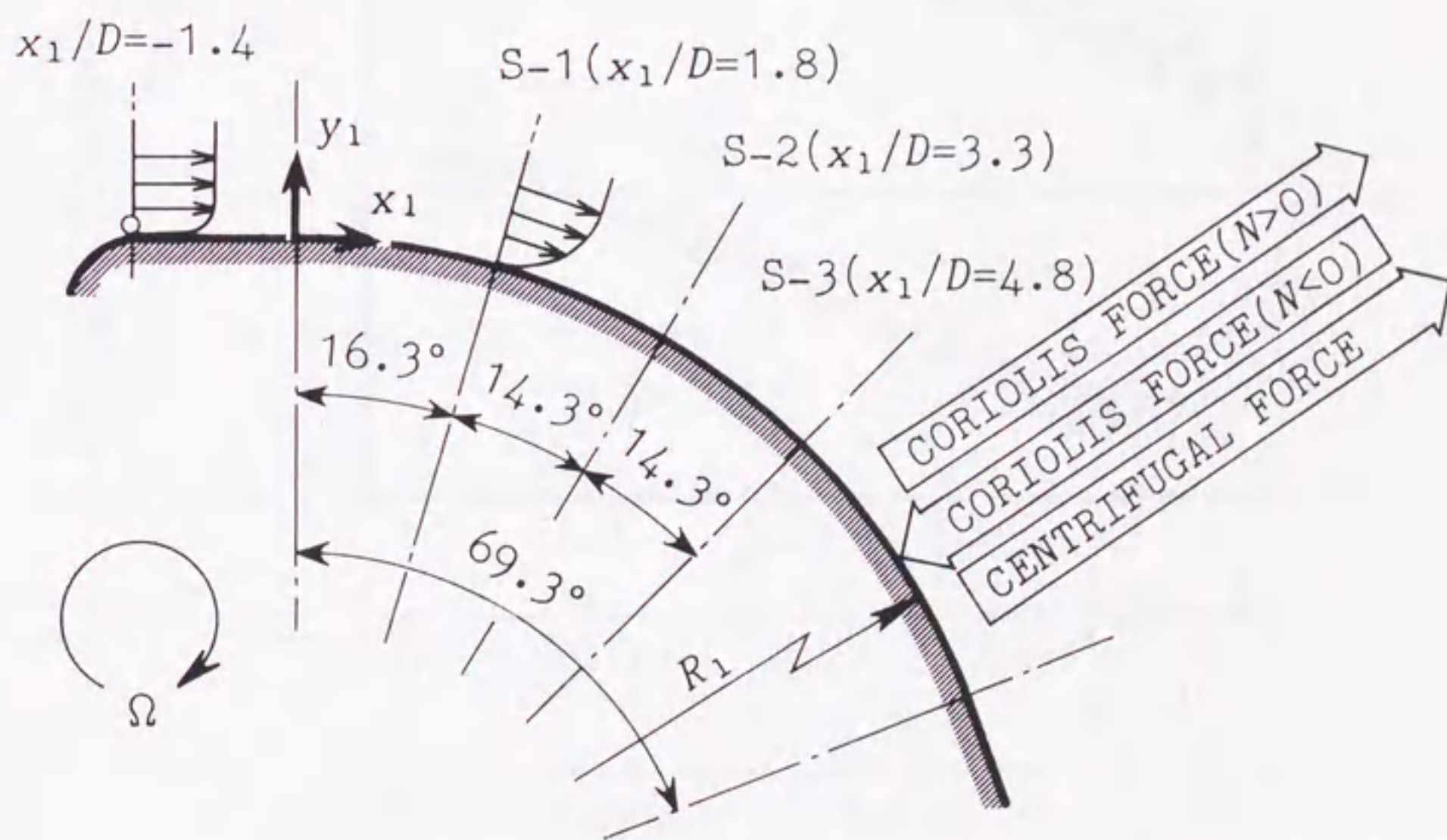


図 3 - 1 実験装置概要



(a) 凹面



(b) 凸面

图 3-2 测定壁面

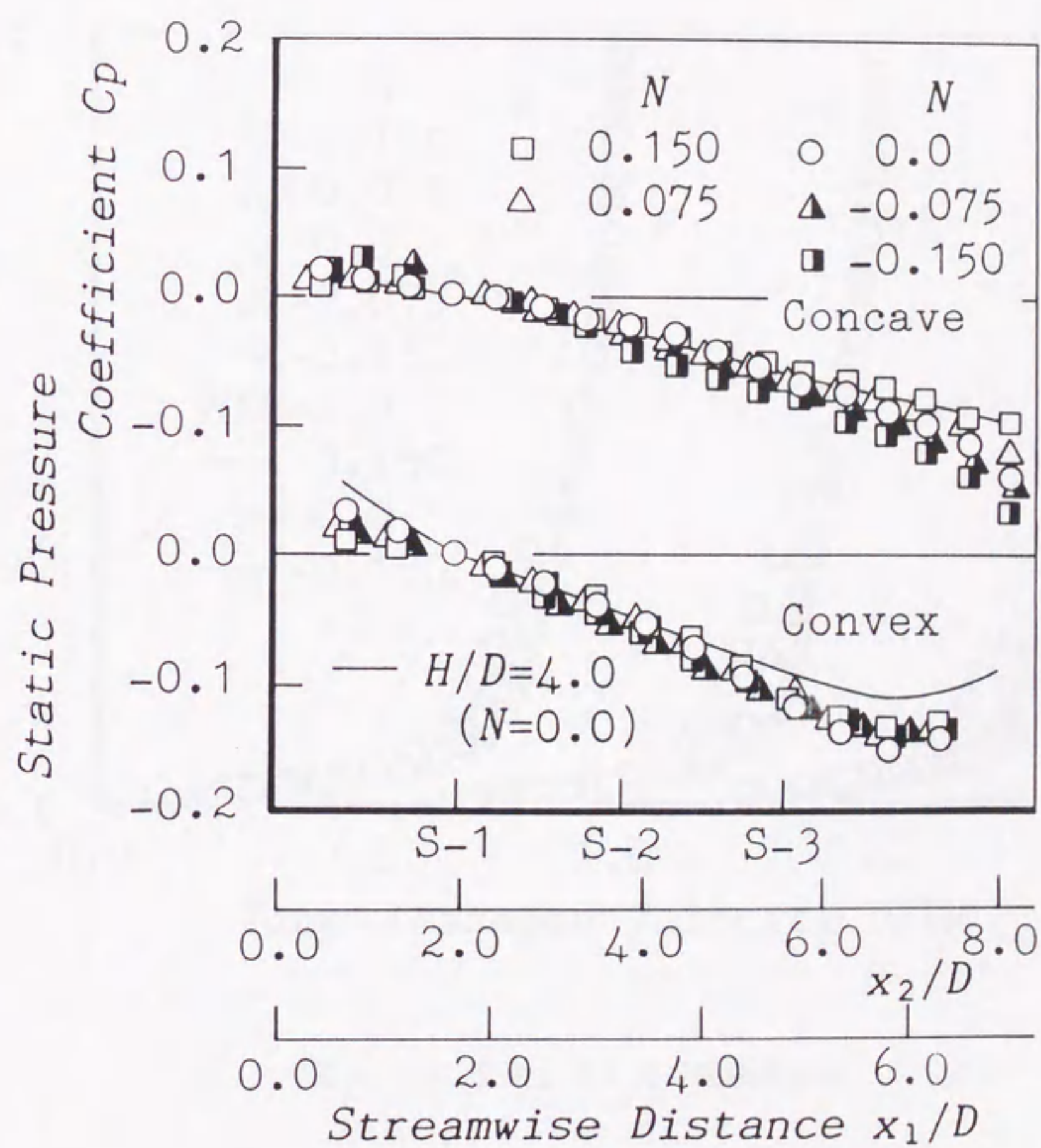


图 3 - 3 壁面静压分布

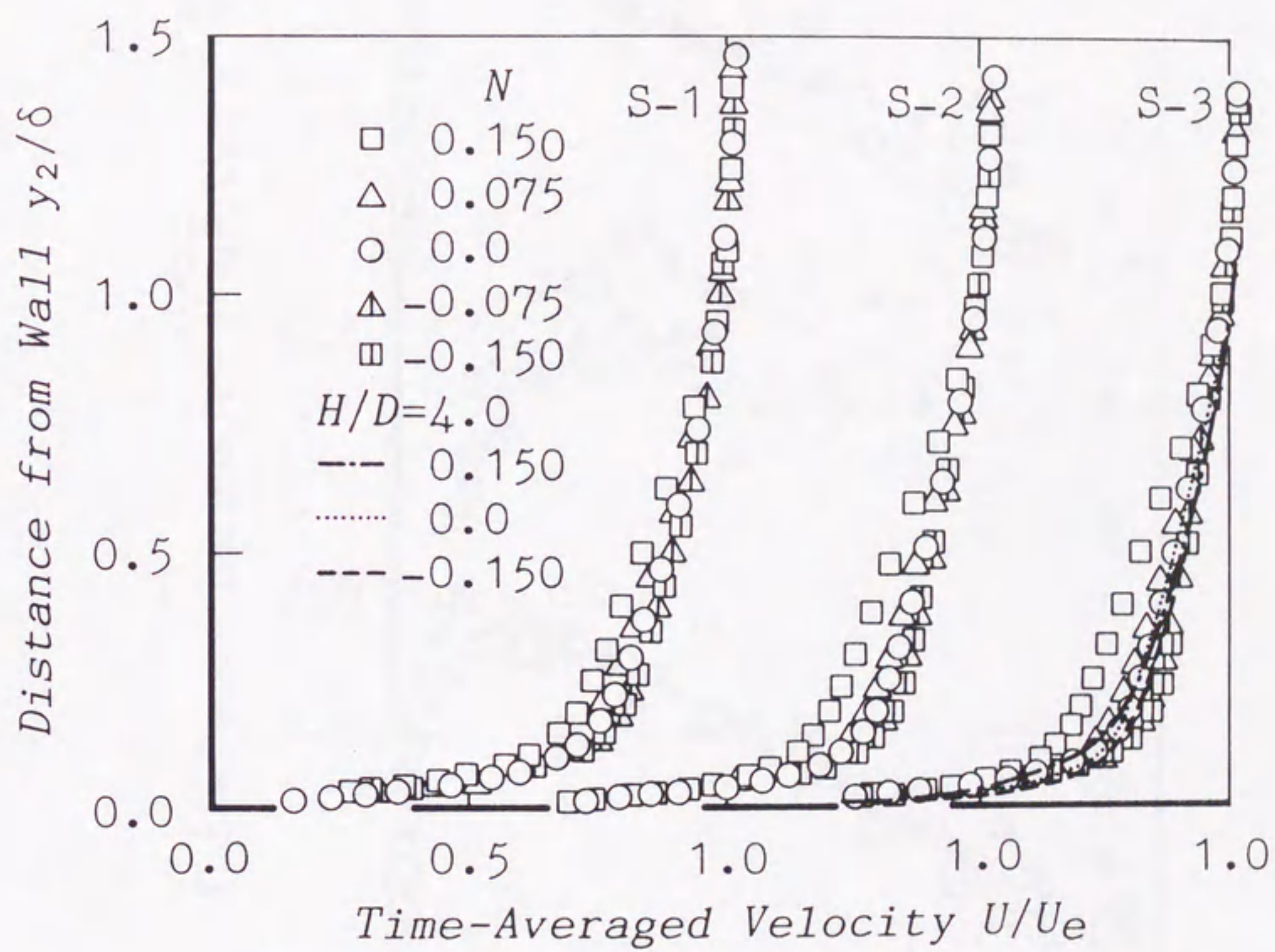


図 3 - 4 凹面上の主流方向速度分布

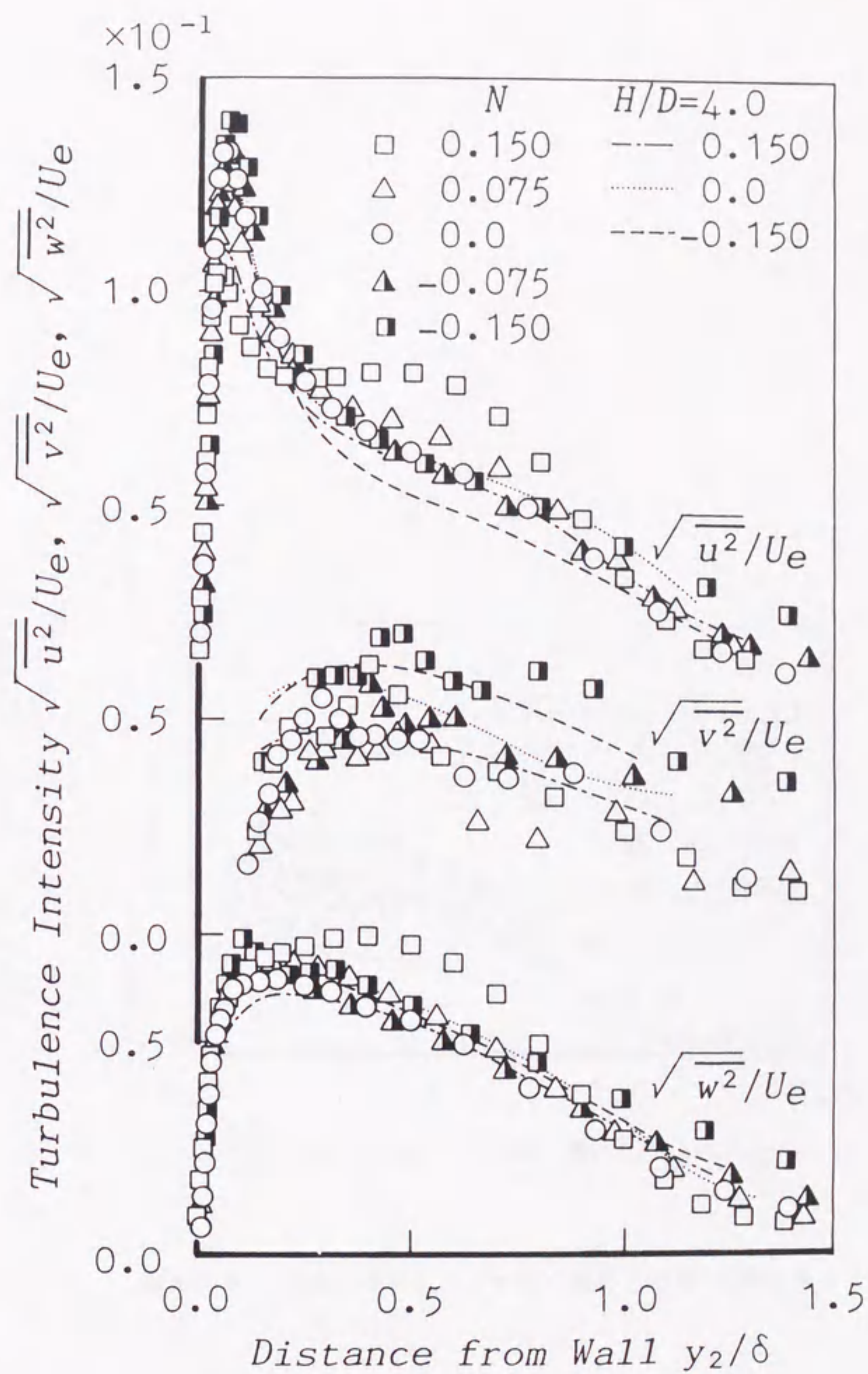


図 3 - 5 凹面上の乱れ分布 (断面 S - 3)

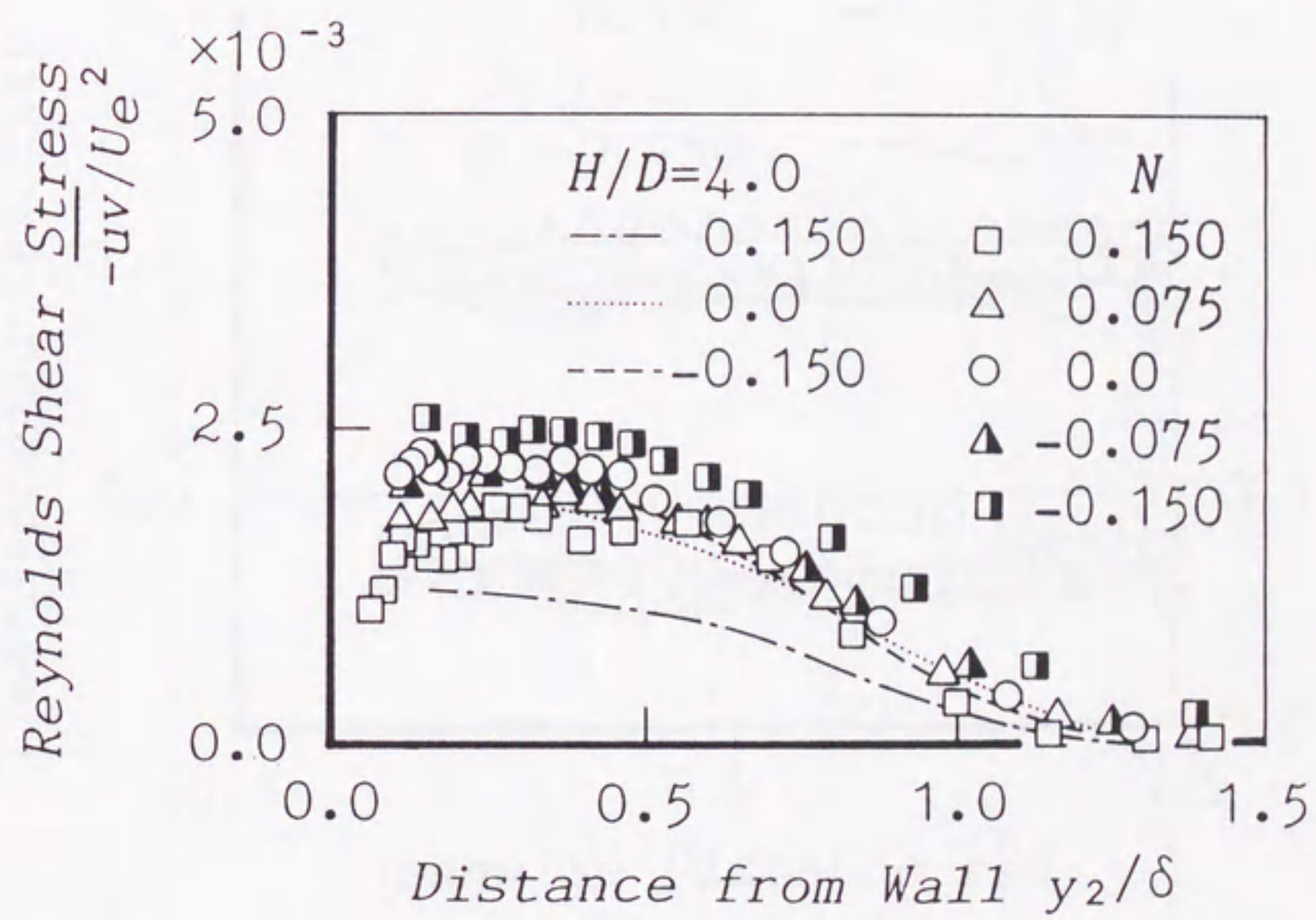


図 3 - 6 凹面上のレイノルズせん断応力分布 (断面 S - 3)

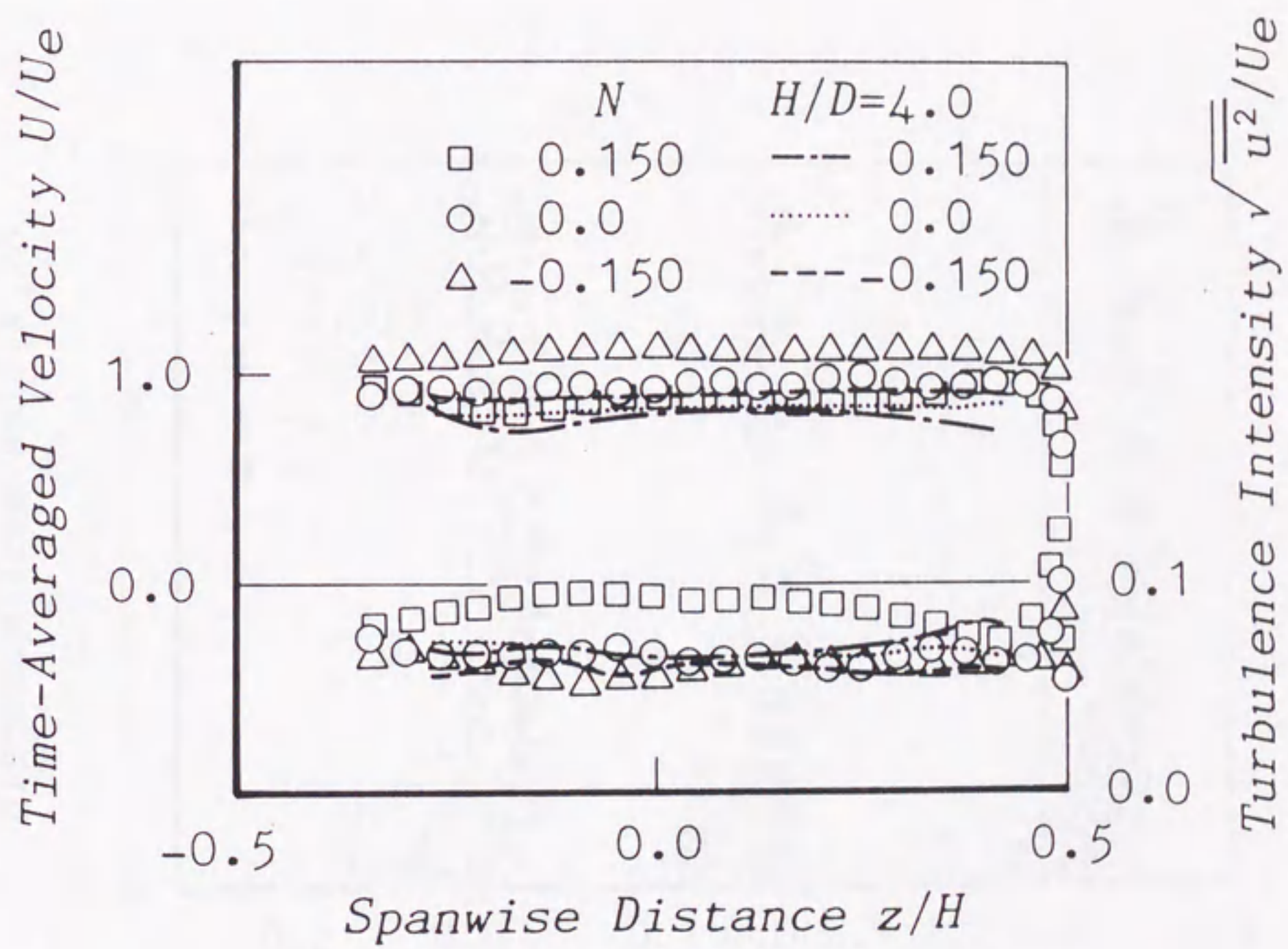


図 3 - 7 凹面上の z 方向速度分布 ($y_2/D = 0.17$)

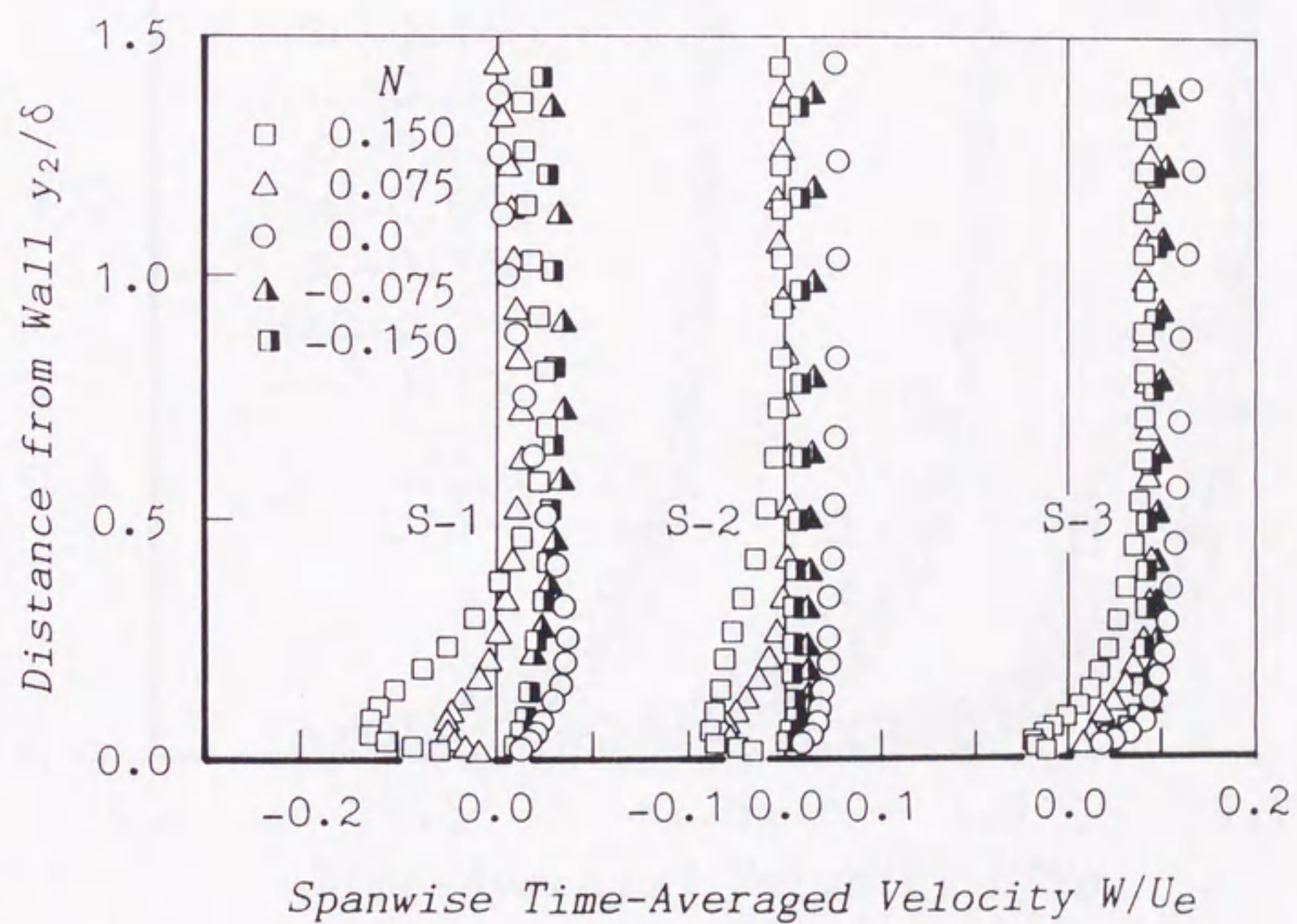


図 3 - 8 凹面上の二次流れ速度

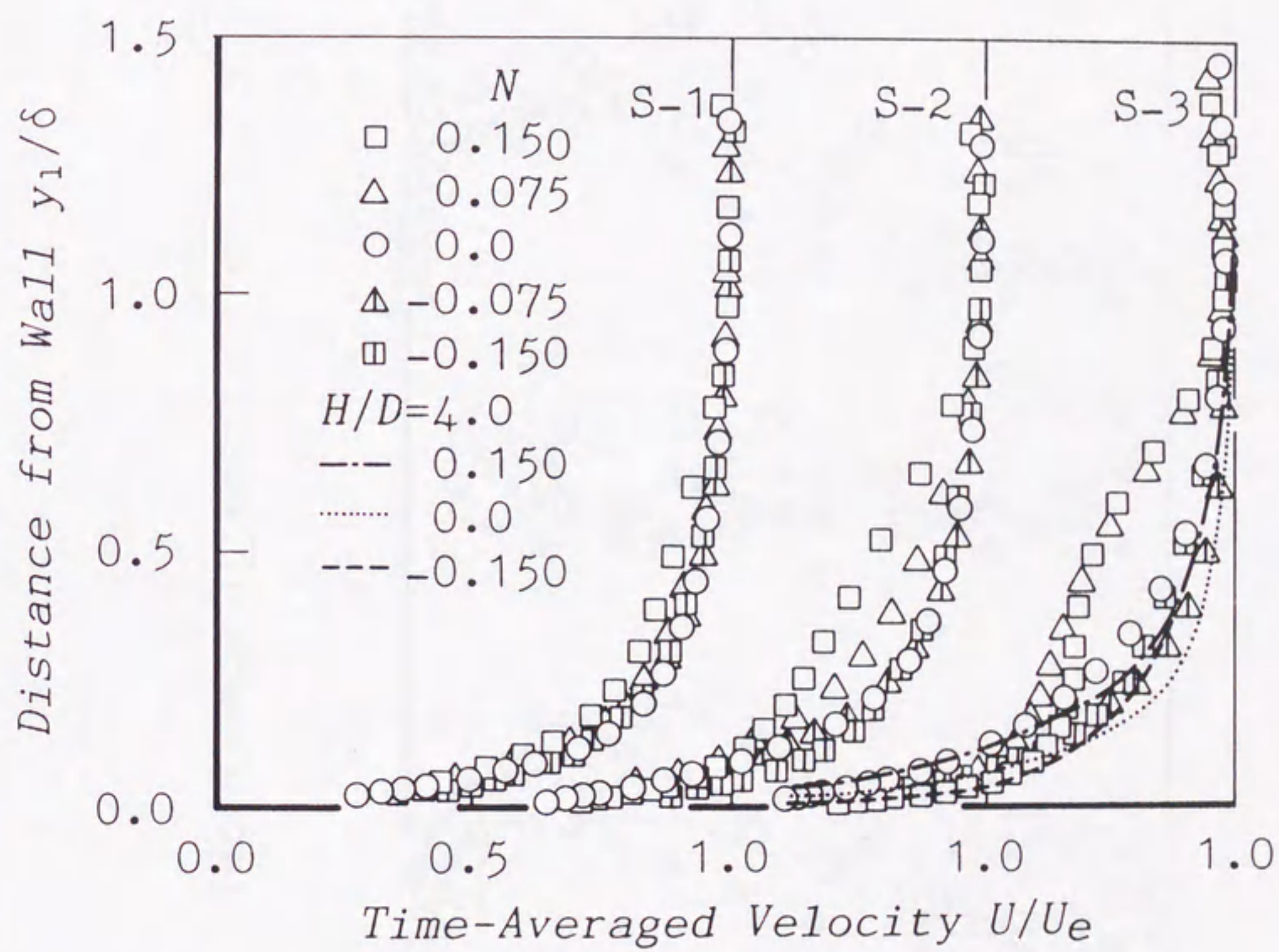


図 3 - 9 凸面上の主流方向速度分布

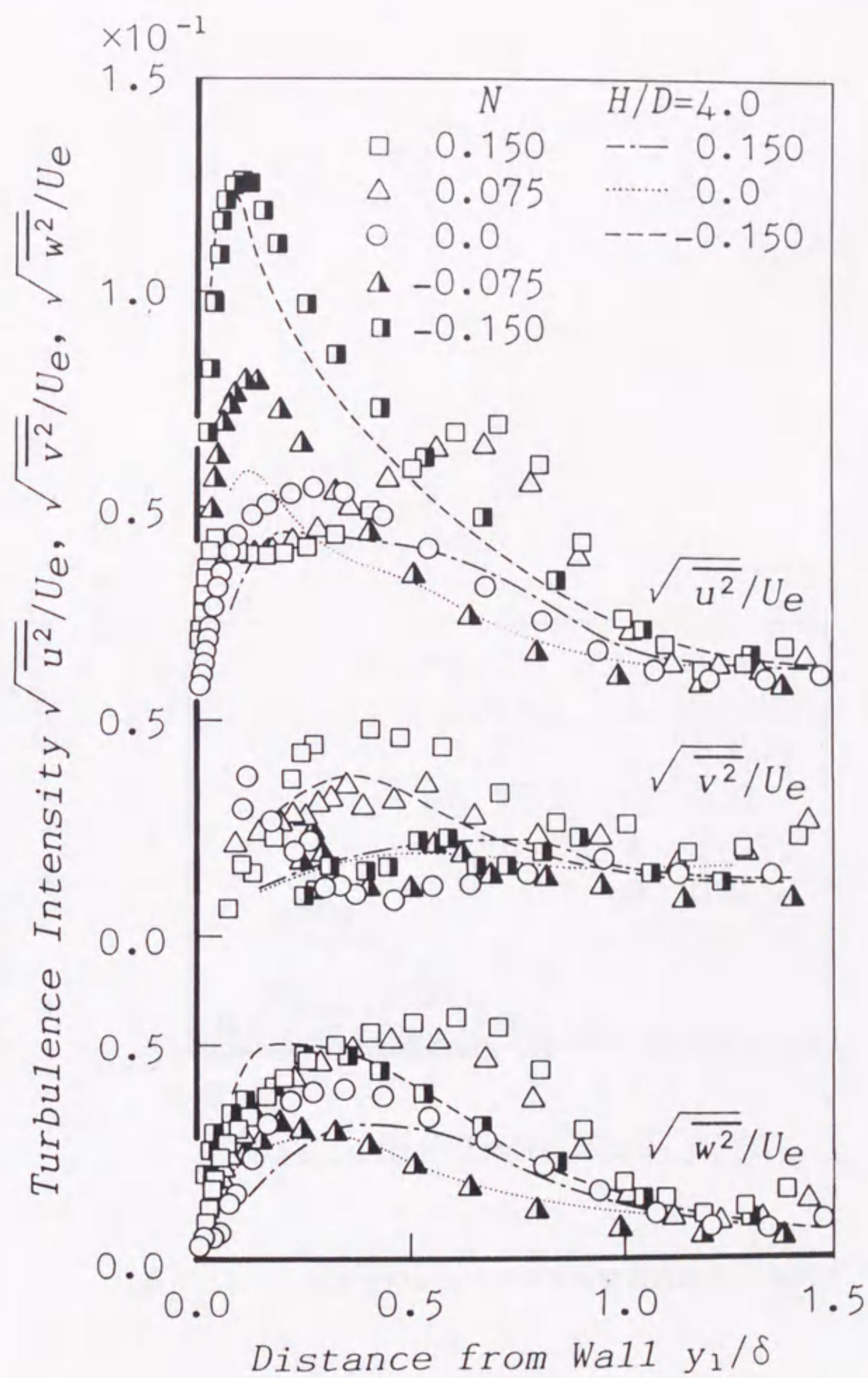


図 3 - 1 0 凸面上の乱れ分布 (断面 S - 3)

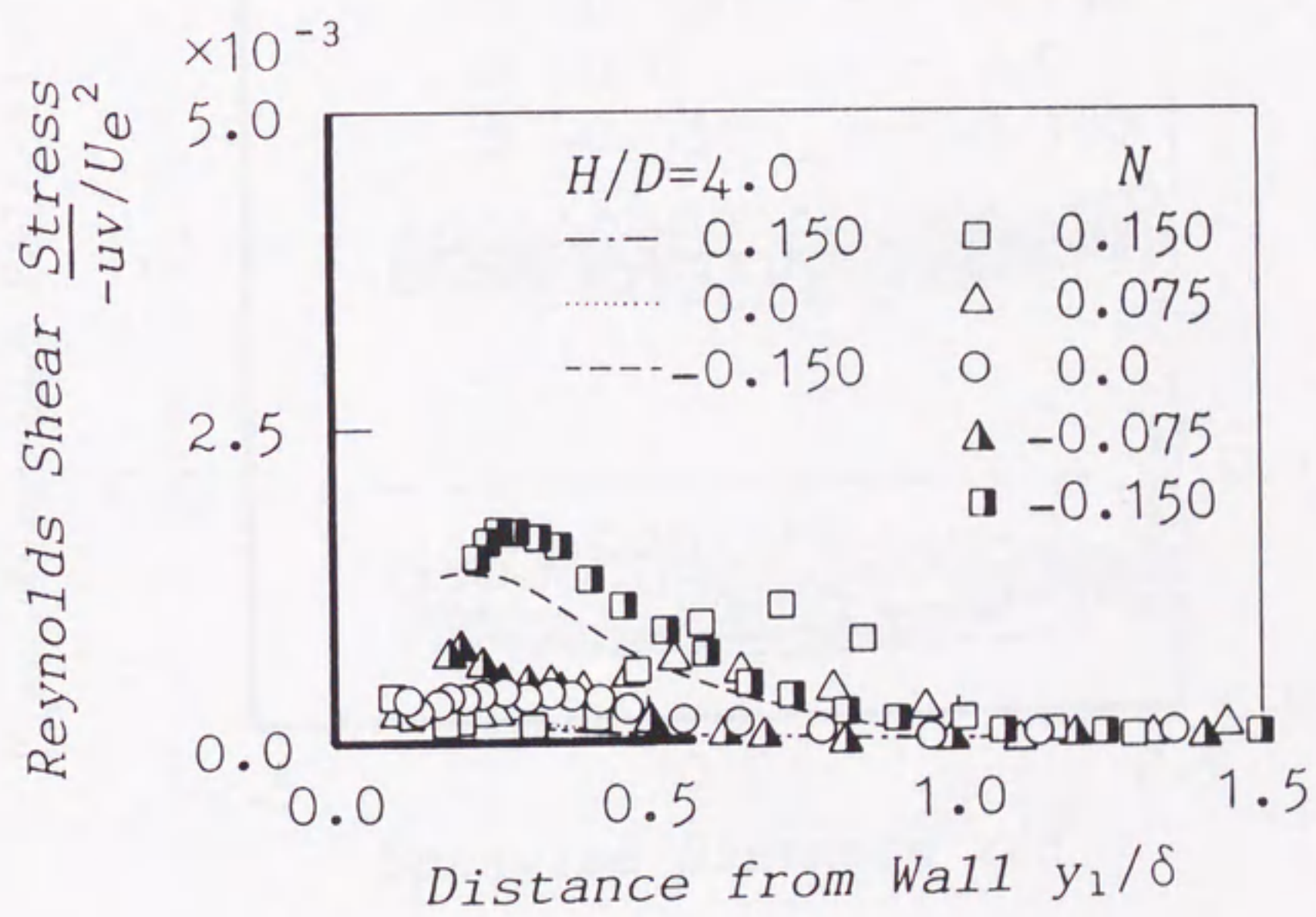


図 3 - 1 1 凸面上のレイノルズせん断応力分布 (断面 S - 3)

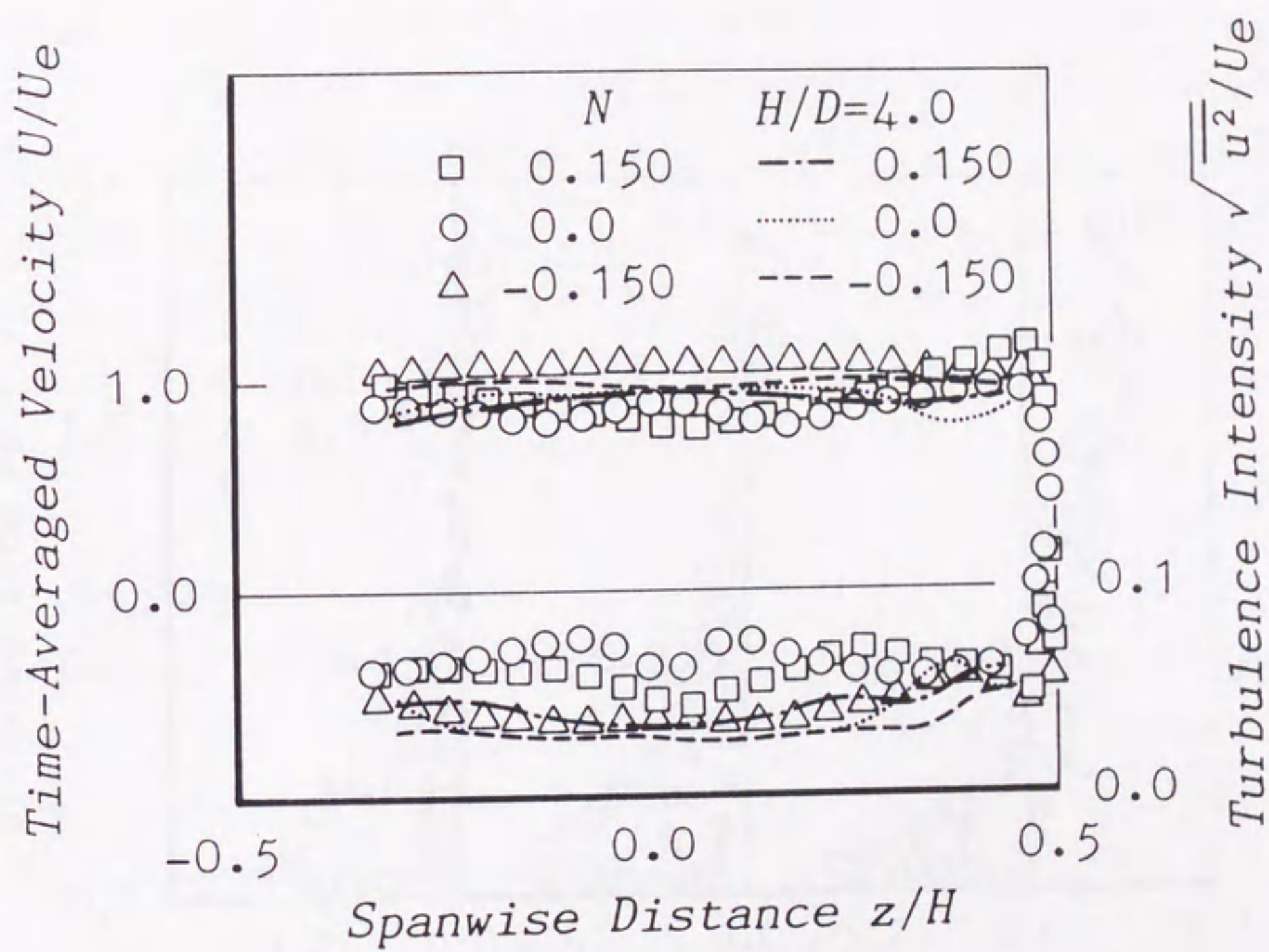


図 3 - 1 2 凸面上の z 方向速度分布 ($y_1/D = 0.17$)

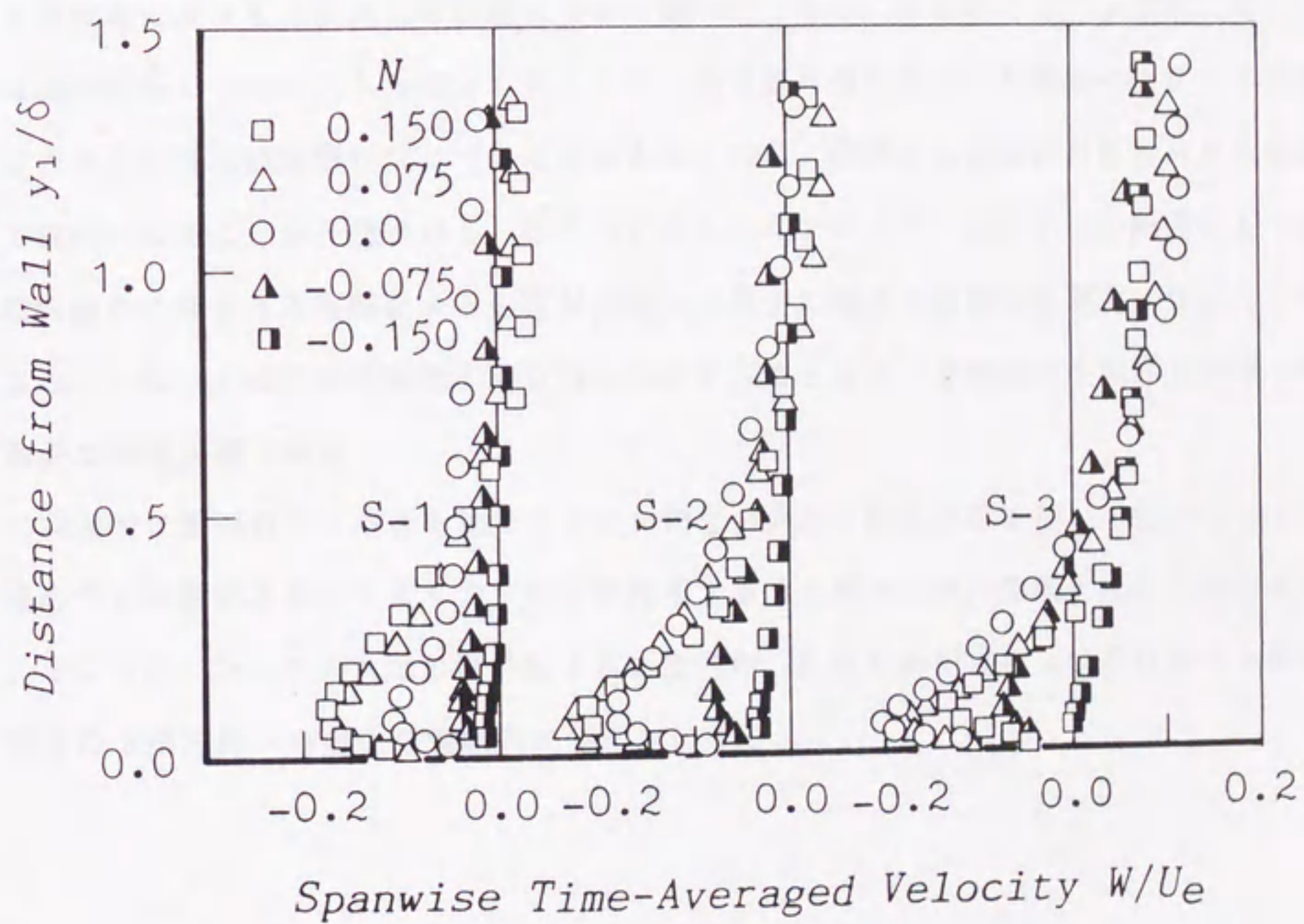


図 3 - 1 3 凸面上の二次流れ速度

第4章 回転する曲がり矩形流路内の流れに及ぼすアスペクト比の影響 [48]

4. 1 緒言

第2章ではターボ機械羽根流路内の流れを解明する基礎としてアスペクト比4の流路内の曲面上で発達する二次元乱流境界層に及ぼす流路の回転の影響について明らかにした。また、第3章ではアスペクト比2の流路を用いて、凹面および凸面上に発達する乱流境界層に及ぼす二次流れの影響について調べた。しかし、実際のターボ機械においては流路断面のアスペクト比はさらに小さく、境界層外側の流れにも流路の曲がりや回転による二次流れの影響が生じているものと考えられ、流路の全領域にわたる流れは極めて複雑になることが予想される。従来、このようなアスペクト比の小さい断面をもつ流路内流れに曲がりと回転による影響が同時に作用する場合の基礎的な研究はほとんどなされていないため、その流動状態を明らかにすることはターボ機械の性能向上に関して重要な研究課題である。

本章では断面のアスペクト比1と2の2種類の曲がり回転流路を用いて曲がりによる遠心力と回転によるコリオリ力が同時に作用する流れ場の全体の速度と乱れを測定することにより、アスペクト比の違いによる断面内の二次流れの相違およびそれによる速度分布の下流方向への変化を実験的に明らかにする。

第4章で用いた主な記号

C_p	: 圧力係数 $= (p - p_0)/(\rho U_m^2/2)$
D	: 流路幅 ($= 30\text{mm}$)
H	: 流路高さ ($= 30\text{mm}$ および 60mm)
p	: 壁面静圧
p_0	: 基準圧力 [断面 S - 1 における壁面静圧]
R	: 流路中心の曲率半径 ($= 200\text{mm}$)
Re	: 平均速度を用いた軸レイノルズ数 $= U_m D/\nu$ ($= 1.0 \times 10^4$)
Ro	: 回転率 [式 (4.1)]
Tq	: 断面内の乱れエネルギー輸送量 [式 (4.2)]
u, v, w	: x, y, z 方向の変動速度成分
U, V, W	: x, y, z 方向の時間平均速度成分
U_m	: 断面内の時間平均速度
x, y, z	: 回転系内の流路中心線に沿う座標系
Ω	: 流路の回転角速度

4. 2 実験装置と方法

実験装置の概要は第2章および第3章で用いたものと同じである。供試流路は第2章で使用した断面のアスペクト比4の二次元曲がり流路内に厚さ1mmの薄板を回転面に平行に挿入することにより供試曲がり流路断面のアスペクト比を2および1に設定した。流路は回転円板上に搭載し、回転円板の外周上に取り付けられた280mm×120mmの吸込口から吸入した空気を整流したのち、面積比1/9.33に絞って、供試流路に流入させた。

図4-1に測定部の詳細を示す。上流のノズルで絞られた流れは長さ $1.4D$ の直線流路を経て、流路中心の曲率半径 $R/D = 6.67$ の曲がり流路に入る。境界層内の流れを乱流にするため、曲がり開始面上流42mm($x/D = -1.4$)の位置に直径1.5mmのトリッピングワイヤを装着してある。速度測定断面は、曲がり開始断面を基準($x/D = 0.0$)としてそこから下流に向かって順に断面S-1($x/D = 1.9$)、S-2($x/D = 3.6$)、S-3($x/D = 5.3$)にとった。

図4-2は供試流路の断面形状と測定位置を示す。測定は各断面について流路高さ方向に3箇所($z/H = 0.0, 0.17, 0.33$)において熱線プローブを y 方向に移動することにより、また、流路幅方向に5箇所($y/D = -0.33, -0.17, 0.0, 0.17, 0.33$)においても熱線プローブを z 方向に移動させることにより行った。

実験は主流の軸レイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^4$ 、回転率 $Ro = 0, \pm 0.075$ および ± 0.15 で行った。回転率 Ro はコリオリ力とレイノルズ慣性力との比として次式で定義される。

$$Ro = \Omega D / U_m \quad (4.1)$$

ここで $Ro > 0$ は流路の回転によってコリオリ力が内壁面から外壁面方向に作用する場合に対応し、このとき外壁面は高圧側、内壁面は低圧側となり、 $Ro < 0$ の場合はコリオリ力により外壁面は低圧側、内壁面が高圧側となる。第2章および第3章で用いた凹面および凸面を基準とした回転率 N と本章で用いた回転率 Ro との関係は、凹面上の境界層に関しては $N = -Ro$ であり、凸面上の境界層に関しては $N = Ro$ である。アスペクト比の大きい断面内の曲面上の二次元境界層ではコリオリ力によって乱れは高圧側では増幅、低圧側では抑制され、また、遠心力の作用によって乱れは凹面上では増幅、凸面上では抑制される。

4. 3 実験結果および考察

4. 3. 1 壁面静圧分布

図 4-3 および図 4-4 はそれぞれアスペクト比 2 および 1 の流路中央の $z/H = 0$ に沿った外壁と内壁上における壁面静圧の下流方向への変化を示したものである。圧力係数 C_p は断面 S-1 における壁面静圧と各測定位置での静圧との差圧から求めた。アスペクト比 2 の流路の場合、流路静止状態 ($Ro = 0$) においては外壁面と内壁面上の圧力分布は、どちらもほぼ一定の勾配で下流方向に低下しており、その降下割合は外壁よりも内壁上の方がわずかに大きい。遠心力とコリオリ力の向きが同じになるように流路を回転させたとき ($Ro > 0$) には、内壁側の圧力変化は $Ro = 0$ の場合とほぼ同じであるが、外壁側の圧力降下は $Ro = 0$ と比べて大きくなる。これは後述する流路中央における速度分布の形状が、上流では最大速度の位置が曲がり内側に偏り、その最大速度の位置は下流に行くにつれ次第に外側に移動するため、 $Ro = 0$ と比べて遠心力による外壁側での圧力上昇量が低下することによる。一方、遠心力の効果をコリオリ力が打ち消すように流路を回転させた場合 ($Ro < 0$) には、 $Ro > 0$ とは反対に最大速度の位置が下流に行くにつれ、曲がり内側に偏るため、下流ほど外壁と内壁の圧力差が大きくなる。アスペクト比 1 の流路においてはアスペクト比 2 の流路と同様の傾向を示すが、アスペクト比 2 よりも外壁面、内壁面ともに下流方向への圧力勾配は大きくなっており、これは二次流れの増大による流動損失の増加のためであると考えられる。

4. 3. 2 平均速度分布

図 4-5 および図 4-6 はそれぞれアスペクト比 2 および 1 の流路の中央 ($z/H = 0$) において各曲面に垂直な y 方向にプローブを移動させたときの主流方向速度 U/U_m の分布の下流方向への変化を示している。アスペクト比 2 の流路の場合には流路が静止しているとき ($Ro = 0$) には外壁側 ($0 < y/D < 0.5$) の速度分布は下流方向にほとんど変化しないが、内壁側 ($-0.5 < y/D < 0$) では下流ほど速度勾配が小さくなる。こ

れは流線の曲がりによる遠心力が内壁面から外壁面の方向に作用するため、外壁面上では乱流混合が著しいために壁近傍の速度勾配が増大するのに対し、内壁面上では流体の乱れが抑制されるため、せん断応力が減少して、壁面近くの速度勾配が減少するためであると考えられる。流路が $Ro > 0$ の方向に回転するときにはコリオリ力は遠心力の効果を増す方向に作用するため外壁面近傍の速度勾配は $Ro = 0$ の場合よりもさらに大きくなるのに対して、内壁側では二次流れによる低エネルギー流体の流入により、さらに速度が小さくなり下流では大きな速度欠損が見られる。一方、 $Ro < 0$ の回転ではコリオリ力は遠心力を打ち消す方向に作用するため、 $Ro > 0$ の場合と反対の傾向を示し、内壁側では $Ro = 0$ よりも速度は大きくなり、低圧側となる外壁近傍では速度は減少するが、 $Ro > 0$ の場合のような著しい速度欠損領域は見られない。

アスペクト比 1 の流路においては流路静止時 ($Ro = 0$) において流路曲がりによる遠心力によって断面 S-3 の内壁側において速度欠損が見られ、アスペクト比 2 の場合と比べて二次流れが主流方向速度に及ぼす影響が増大していることがわかる。同様の速度欠損が $Ro > 0$ の回転率の断面 S-1 の内壁側で見られ、この欠損は下流へいくほど増大する。しかし、外壁側ではいずれの断面でも $Ro > 0$ の分布は $Ro = 0$ の分布と変化がなく、回転による効果が小さいことがわかる。一方、 $Ro < 0$ の回転においては外壁面近傍に大きな速度欠損が見られ、その領域は下流へいくにつれて断面中央に拡大する。また、 $Ro = -0.075$ においてはコリオリ力は遠心力の効果をほぼ相殺するために、下流方向への速度分布形状の変化は少ない。

4. 3. 3 等速度線図

図 4-7(a), (b) および (c) にアスペクト比 2 の流路の主流方向速度 U/U_m の等値線図の下流方向への変化を回転率 $Ro = 0, 0.15$ および -0.15 の場合について示す。流路が静止している場合 ($Ro = 0$) には外壁側の速度分布は下流方向へ著しい変化を示さないが、内壁側では下流の断面になるほど速度の速い領域が断面中央に移動し、内壁近くに低速の領域が広がる。また、断面 S-3 では $z/H = 0.3$ 付近において内壁側から低速領域が断面中央方向にせり出し、そこでは内壁から外壁に向かう二次流れ成分の存在が予想される。また、側壁近くの $U/U_m = 1.4$ の高速領域は下流ほど拡大してい

る。 $Ro = 0.15$ の回転率の場合にはコリオリ力が遠心力の効果を増す方向に作用するため $Ro = 0$ の場合と比べて外壁側で乱流混合が増大し、速度勾配が増大している。一方、内壁側にある $U/U_m \leq 1.0$ の領域は断面 S-1 では側壁近傍 ($z/H = 0.3$) に広く存在しているが、断面 S-3 では流路の中央面 ($z/H = 0$) で断面中央方向に盛り上がっている。これは外壁と内壁間の圧力勾配によって生じる二次流れが、上流では小さく側壁近くにのみ影響するが、下流にいくにつれてその影響を及ぼす範囲は増大し、内壁上を側壁から流路中央方向に向かう二次流れが支配的となり、中央の $z/H = 0$ の位置で低速流体が内壁面近傍に集積するためである。この中央部分の速度欠損領域の拡大により、側壁近傍 ($z/H = 0.4$) の高速領域では $Ro = 0$ の場合と比べて U/U_m は大きい値をとる。 $Ro = -0.15$ の回転率においてはコリオリ力が遠心力の効果を打ち消し、 $Ro = 0.15$ の場合とは反対に内壁が高圧側となるため、内壁側で速度勾配が大きい。一方、外壁側では低速領域が広がっており、この低速領域も上流では側壁側 ($z/H = 0.3$) にのみ存在したものが下流では外壁側に大きく広がっている。一方、側壁近傍 ($z/H = 0.4$) の高速領域は内壁面側に大きく偏っており、その分布は下流方向へは変化しないことがわかる。

図 4-8(a), (b) および (c) にアスペクト比 1 の流路の等速度線図の下流方向への変化を示す。 $Ro = 0$ の場合には流路中央部分にある速度の速い領域は上流では内壁側にあるが下流では外壁側に偏る。これはアスペクト比 2 の $Ro = 0$ の場合と異なり、二次流れの影響が側壁近傍だけでなく流路中央まで及んでいることを示す。また、側壁近傍 ($z/H = 0.4$) においても断面中央と同じ程度の速度の領域が存在している。 $Ro = 0.15$ の回転率においては流路中央の速度の大きい $U/U_m \geq 1.3$ の領域は下流へ行くにつれて次第に曲がり外側に移動している。一方、断面 S-1 の内壁面の中央にある低速領域は断面 S-3 では側壁方向 ($z/H \approx 0.2$) に移動している。これはアスペクト比 2 の場合と異なるものであり、アスペクト比 1 の流路では図中矢印で示す二次流れが発生している。すなわち、内壁上の中央から側壁に向かう渦と側壁から中央に向かう渦が $z/H \approx 0.2$ の位置で合流し、そこに低速領域が広がると考えられる。 $Ro = -0.15$ の回転率では内壁側の中央で $U/U_m \geq 1.3$ の高速領域が見られるが、この領域は下流ほど小さくなる。一方、低速領域は外壁側に広がっており、等速度線図の分布形状はあまり変化しない。上述のようにアスペクト比 1 の流路ではアスペクト比 2 の流路に比べ

て流路全体にわたって二次流れの影響が及び、速度分布の形状は下流への変化が著しい。

4. 3. 4 等乱れ線図

図 4-9(a), (b) および (c) にはアスペクト比 2 の流路の主流方向の乱れ $\sqrt{u^2}/U_m$ の等値線図の下流方向への変化を示す。流路静止状態 ($Ro = 0$) においては流路中心部分に存在する乱れの小さい領域は下流になるにしたがって減少しており、断面内の乱れが均一化していることがわかる。また、側壁近傍 ($z/H = 0.4$) における強い乱れの領域は、断面 S-1 および S-2 では $-0.5 < y/D < 0.5$ の広い範囲に見られるが、断面 S-3 ではその強い乱れは内壁側のみに見られるようになる。これは図 4-7(a) で述べたように内壁側と外壁側との圧力差によって生じる側壁から内壁上に巻き込む二次流れが側壁近傍のみに存在していることを示している。 $Ro = 0.15$ の回転時においては断面 S-1 の内壁側の $z/H = 0.3$ 付近において極めて乱れの強い領域が見られ、それは図 4-7(b) において見られる低速領域に相当する。断面 S-3 では乱れの強い領域は内壁側の $z/H = 0.3$ 付近と $z/H = 0$ に見られる。これは図 4-7(b) において見られる二次流れによって広がった低速領域に対応し、内壁上の z 方向に複数の渦が存在していることがわかる。また、この回転率の場合にも $Ro = 0$ の場合と同様に、上流に比べて下流では断面内で乱れの均一化が見られる。 $Ro = -0.15$ の回転率の場合においては遠心力の効果をコリオリ力の効果が打ち消し、流れ場に作用する外力の効果は小さいために上流においては $Ro = 0$ および $Ro = 0.15$ で見られるような乱れが著しく大きな領域はほとんど見られず、図 4-7(c) で示すように速度分布の変化が小さいことに対応している。

図 4-10(a), (b) および (c) はアスペクト比 1 の流路内の等乱れ線図である。 $Ro = 0$ においては断面 S-1 では流路中央の $y/D = 0$ 付近に乱れの小さい領域が見られ、断面内の乱れ分布は $y/D = 0$ に関してほぼ対称である。下流の断面 S-3 では、側壁に沿った $z/H = 0.4$ において乱れが大きく、とくに外壁および内壁の角部において乱れは大きい。断面 S-3 では内壁上の $z/H = 0$ において乱れの強い $\sqrt{u^2}/U_m \geq 0.1$ の領域が広がっており、また、側壁近くの $z/H = 0.4$ 付近で $\sqrt{u^2}/U_m \geq 0.25$ の領域が存在するが、これは図 4-8(a) における低速領域に対応している。 $Ro = 0.15$ の回転率では

いずれの断面においても図 4-8(b) で示した低速領域の存在している内壁上の位置で乱れは大きく、内壁側の二次流れの会合位置で乱れが増大し、 $\sqrt{u^2}/U_m \geq 0.2$ の値をとることがわかる。 $Ro = -0.15$ の回転率の場合は図 4-8(c) において低速領域の広がっている外壁側全体で乱れが大きい。以上のことから、アスペクト比 2 の流路内の乱れの分布は下流ほど乱れが均一化するのに対し、アスペクト比 1 の流路は下流ほど断面内の乱れの分布が不均一になることがわかる。これらの結果は第 2 章で明らかにした二次元の境界層流れから推察される乱れの分布形状とは著しく異なる分布となることがわかる。

4. 3. 5 二次流れ強さ

図 4-11 は主流方向への乱れエネルギー輸送量 Tq の下流方向への変化を示したものである。ここで流路断面内の主流方向への乱れエネルギー輸送量 Tq を次式で定義する。

$$Tq = \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-H/2}^{H/2} U \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} dy dz / (U_m^2 DH) \quad (4.2)$$

アスペクト比 2 の場合には Tq は下流方向へあまり変化せず、断面内の総乱れ量は一定であることがわかる。一方、アスペクト比 1 の場合には Tq は下流方向に減少し、その場合 $Ro > 0$ のほうが $Ro < 0$ よりも大きな値をとる。また、 Tq の値はアスペクト比 2 よりもアスペクト比 1 の流路において大きく、アスペクト比の減少により乱れエネルギーも増加していることがわかる。

4. 4 結言

アスペクト比 1 と 2 の 2 種類の二次元曲がり回転流路内の流れを回転率 $-0.15 \leq Ro \leq 0.15$ の範囲で測定し、曲率による遠心力および系の回転によるコリオリ力と二次流れが主流に及ぼす影響について調べ、以下のことを明らかにした。

(1) アスペクト比 2 ではコリオリ力が遠心力の効果を増す方向に作用する場合には内壁側の流路中央面において二次流れによる大きな低速領域ができる。しかし、アスペクト比 1 の流路では最も速度の小さい領域は中央面には生じず、わずかに側壁方向に偏る。

(2) アスペクト比 2 と 1 の両方の場合においてコリオリ力が遠心力の効果を増す方向に作用するときに乱れは断面全体で大きい値をとり、とくに低速領域で乱れの増加が著しい。これはアスペクト比の大きい二次元流路の結果とは異なる。

(3) 乱れエネルギーの輸送量の値はアスペクト比 2 の流れよりもアスペクト比 1 のほうが大きい値をとる。しかしその輸送量はアスペクト比 2 の流路内流れは下流方向に変化しないが、アスペクト比 1 の流路では下流方向に減少する。

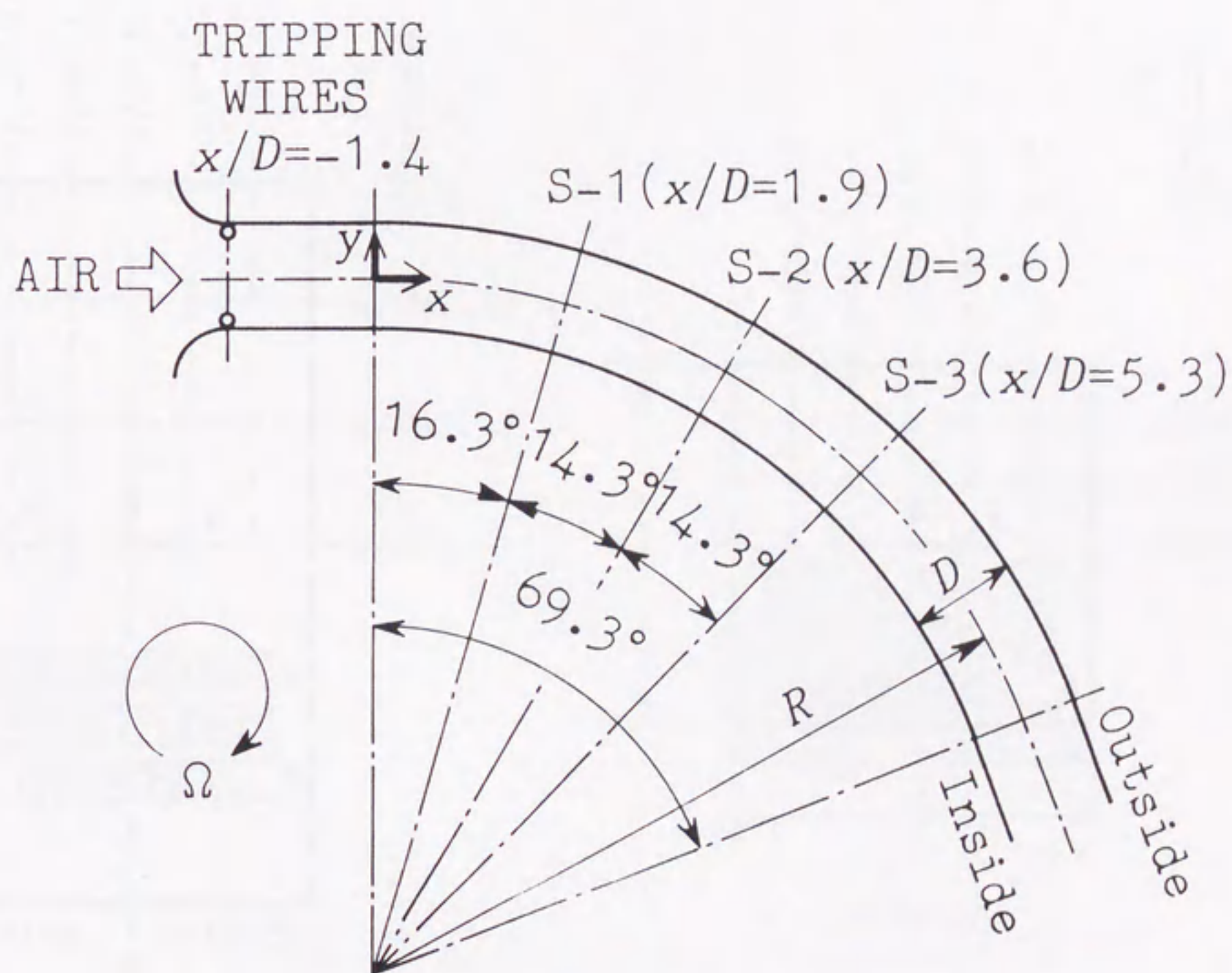
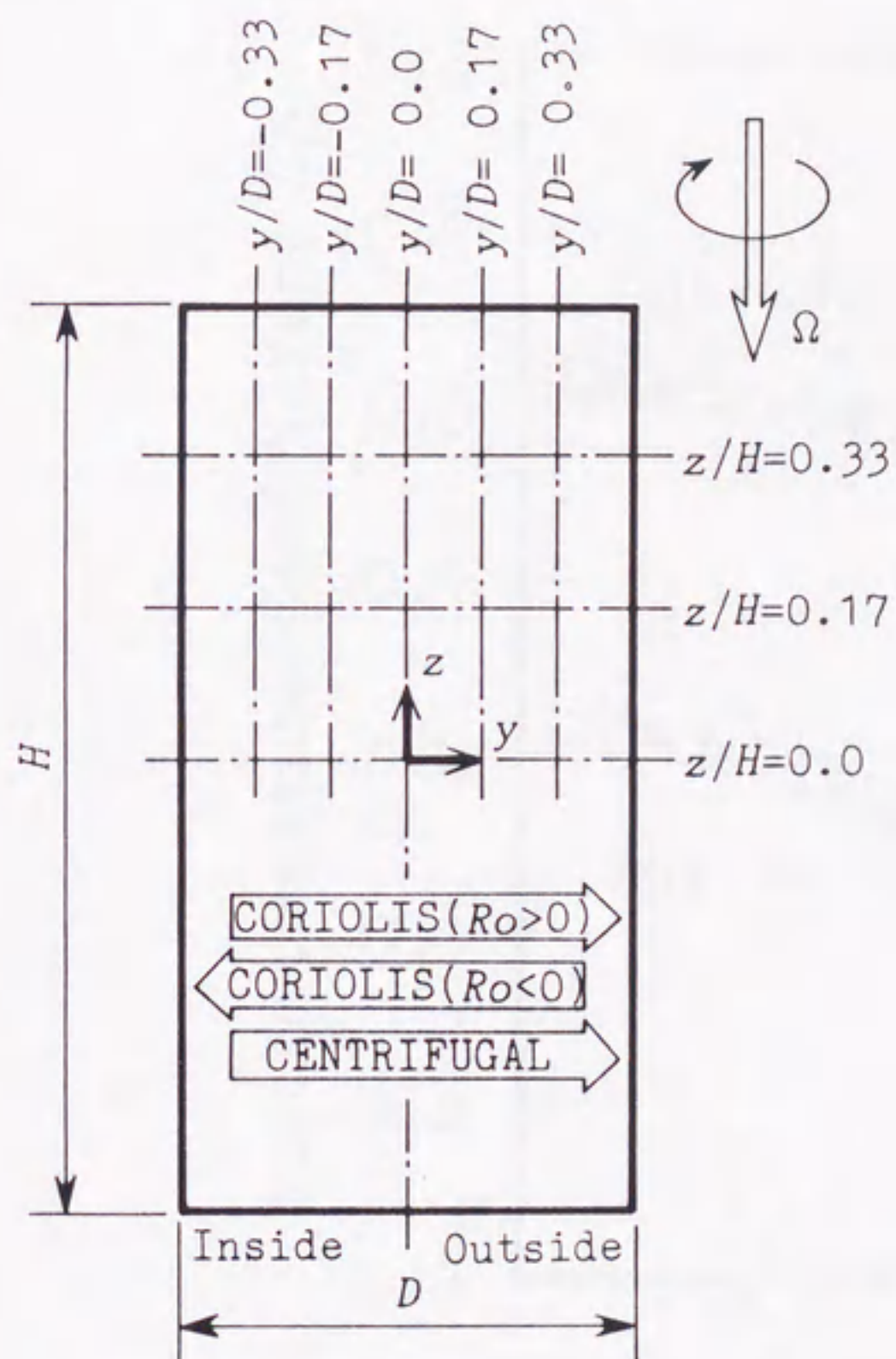
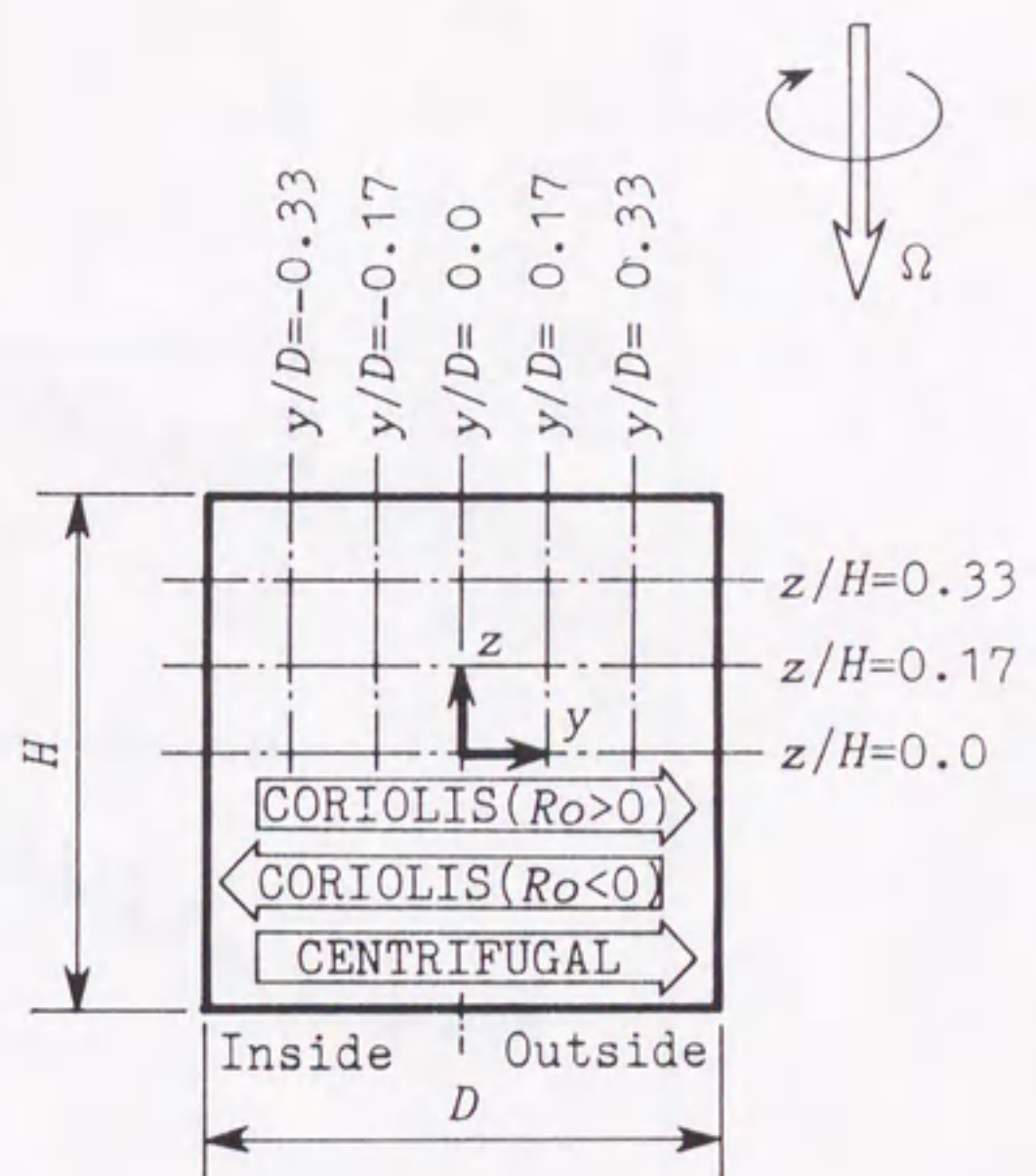


図 4 - 1 供試流路



$H/D = 2.0$



$H/D = 1.0$

図 4 - 2 断面形状と測定位置

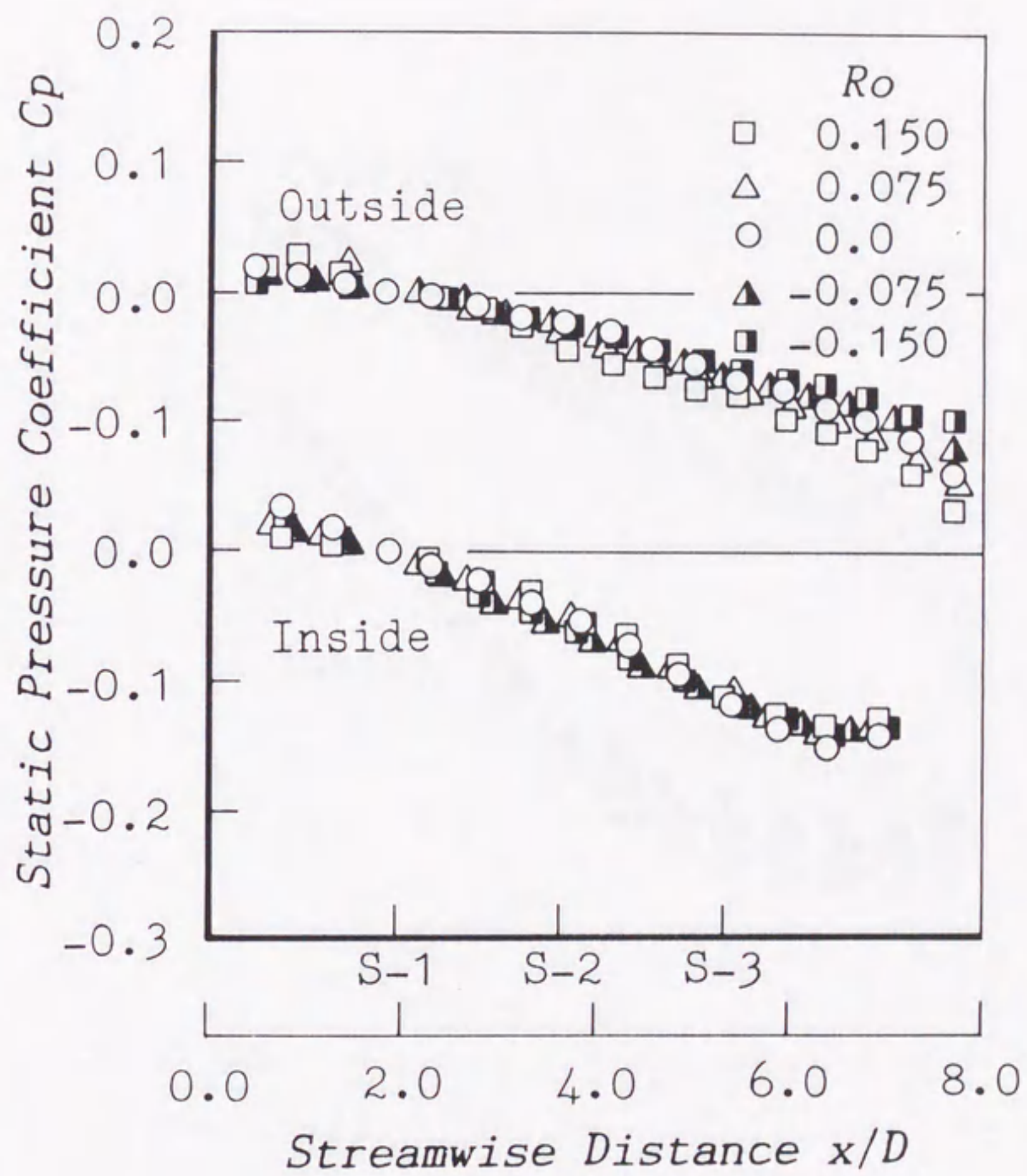


図 4 - 3 アスペクト比 2 の流路内の壁面静圧分布

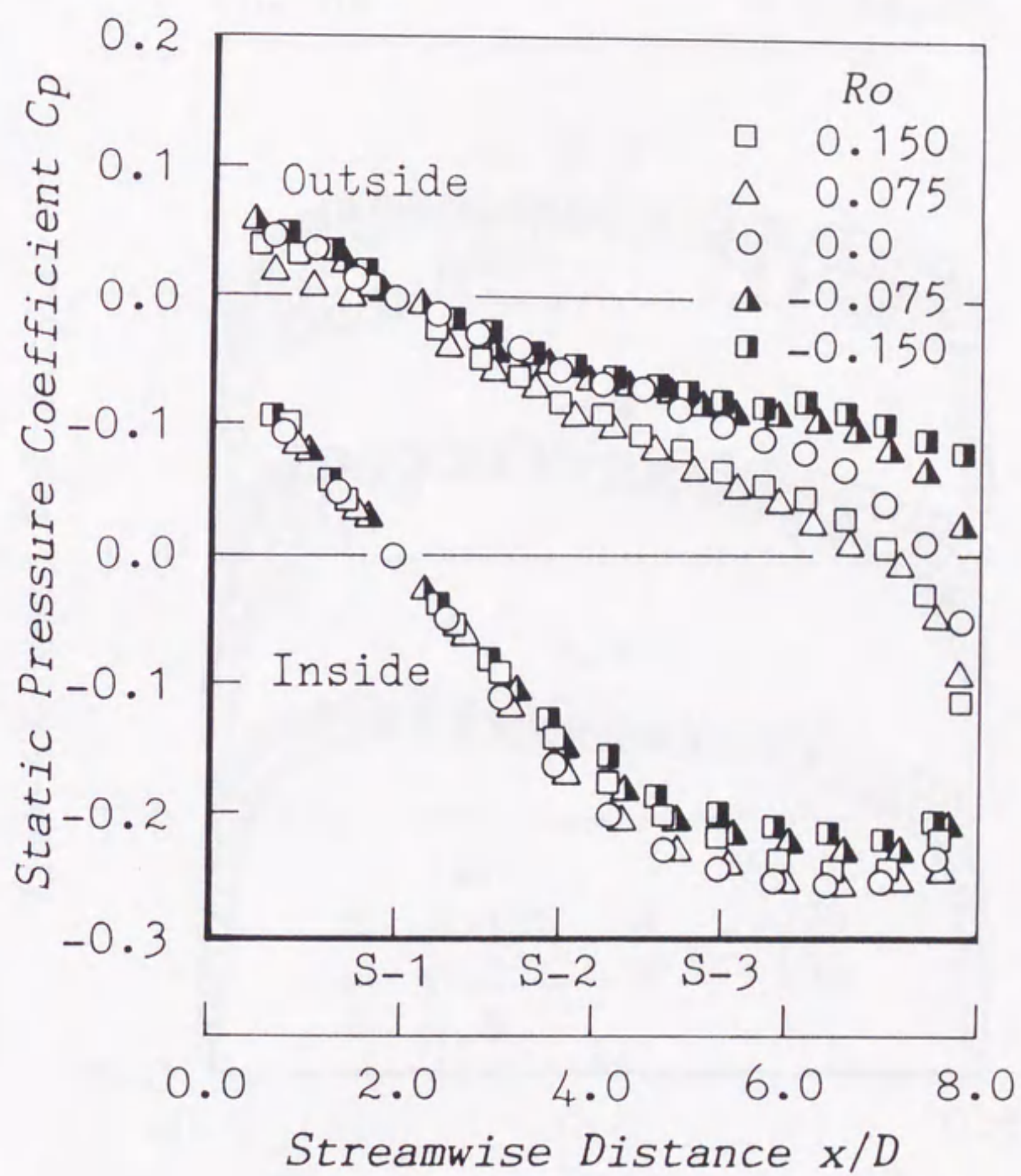


図4-4 アスペクト比1の流路内の壁面静圧分布

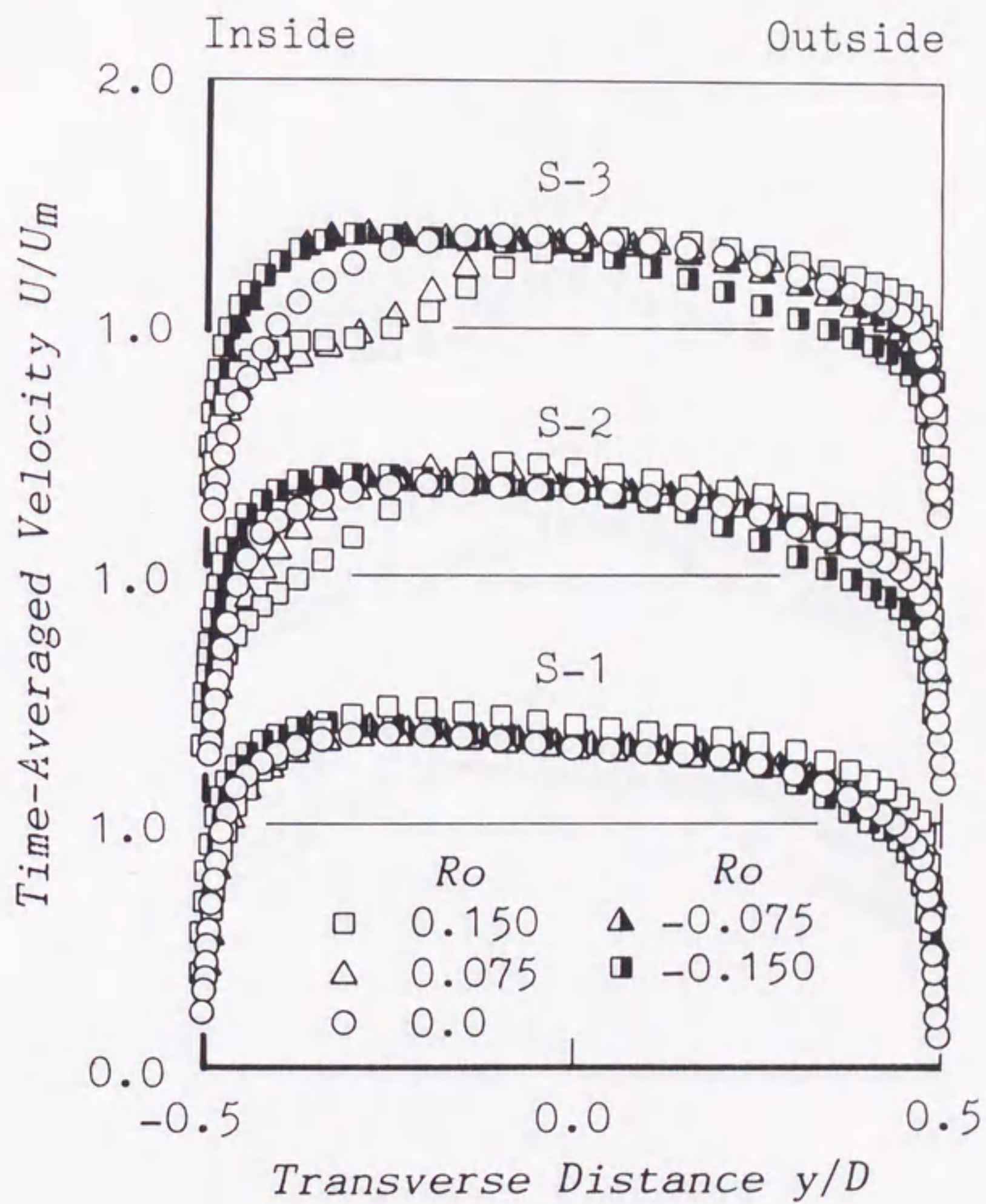


図4-5 アスペクト比2の流路内の主流方向速度分布

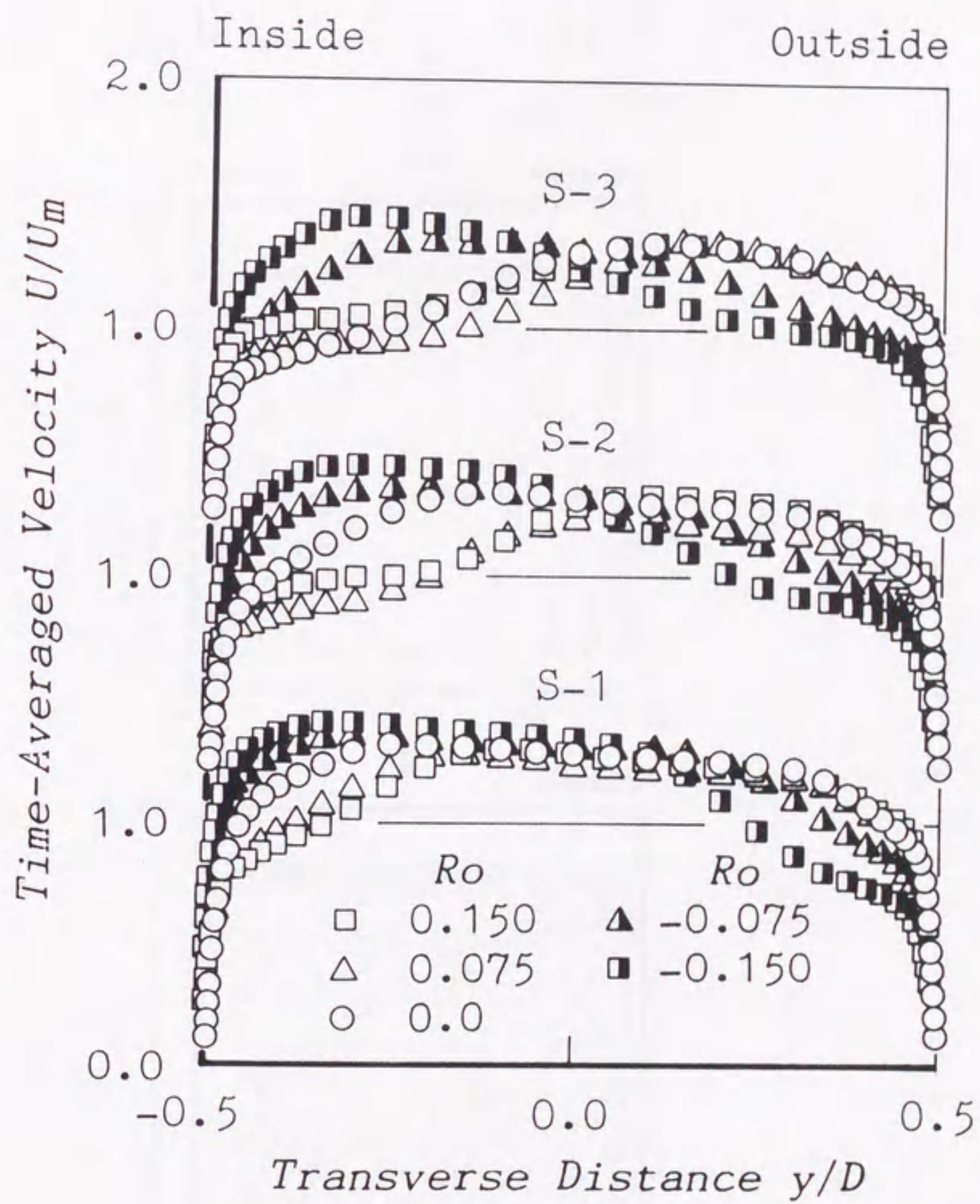


図 4-6 アスペクト比 1 の流路内の主流方向速度分布

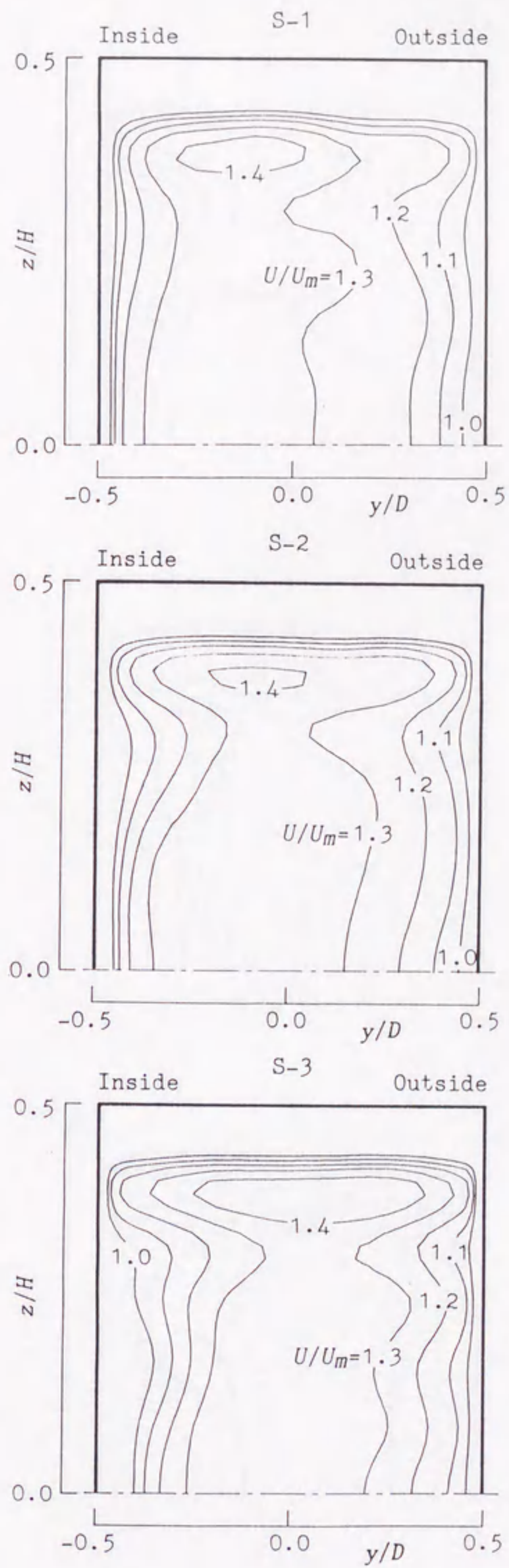


図 4 - 7 アスペクト比 2 の流路内の等速度線図 (a) $Ro = 0$

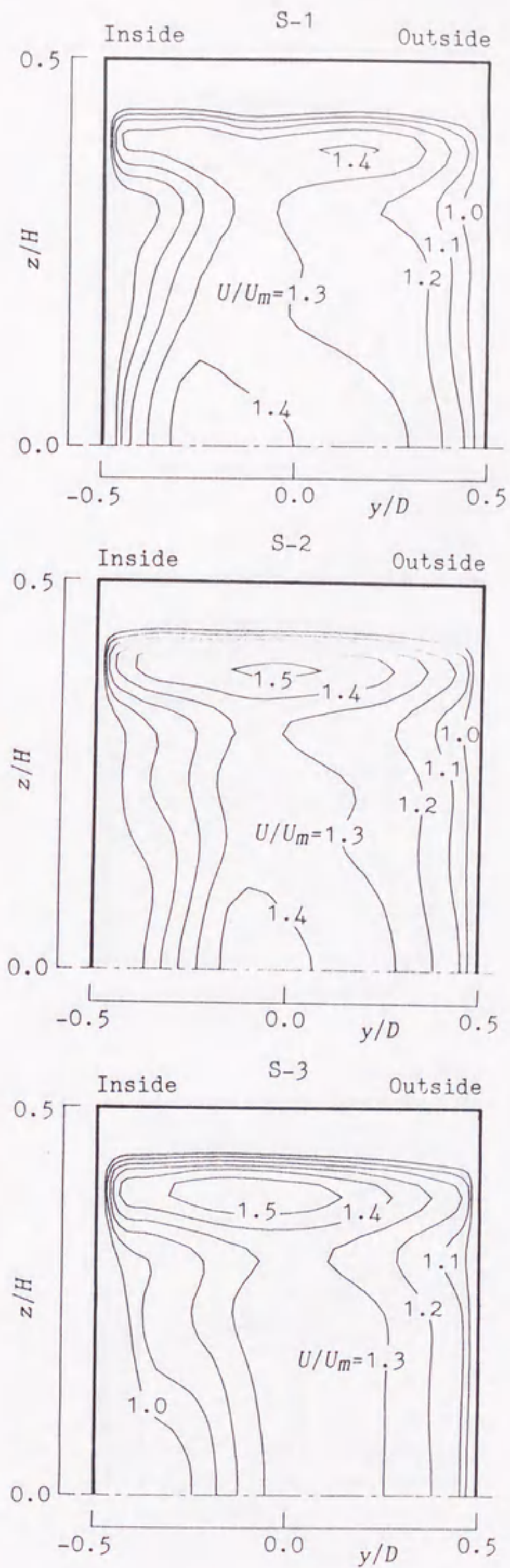


図4-7 アスペクト比2の流路内の等速度線図 (b) $Ro = 0.15$

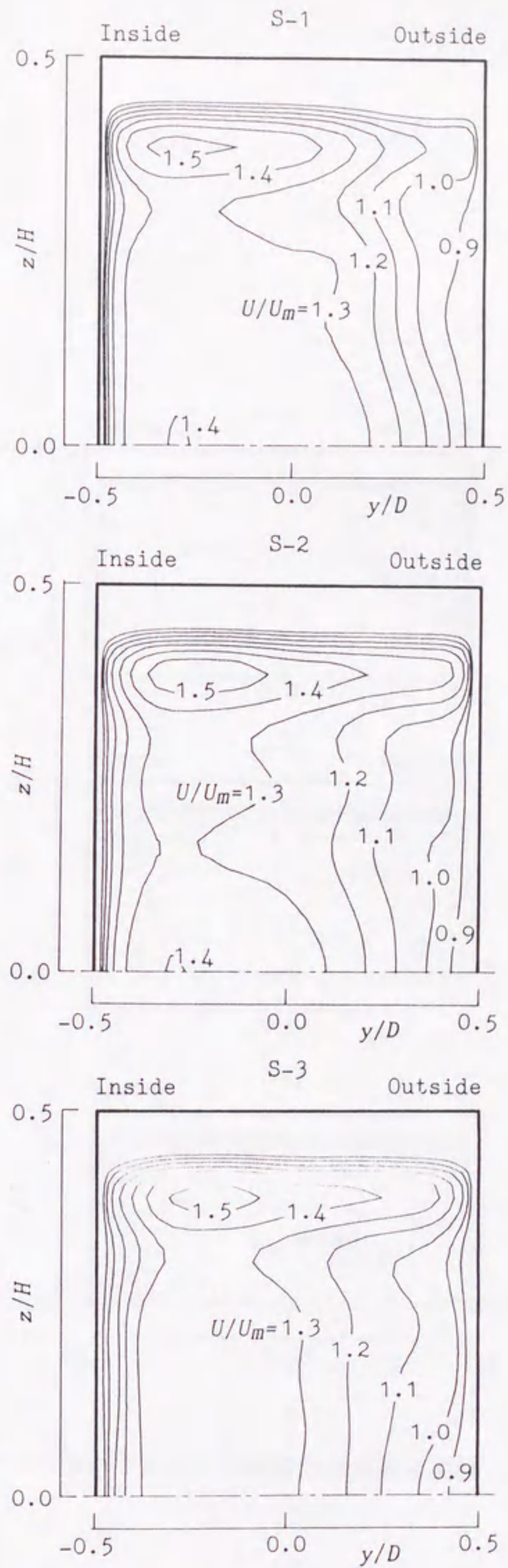


図4-7 アスペクト比2の流路内の等速度線図 (c) $Ro = -0.15$

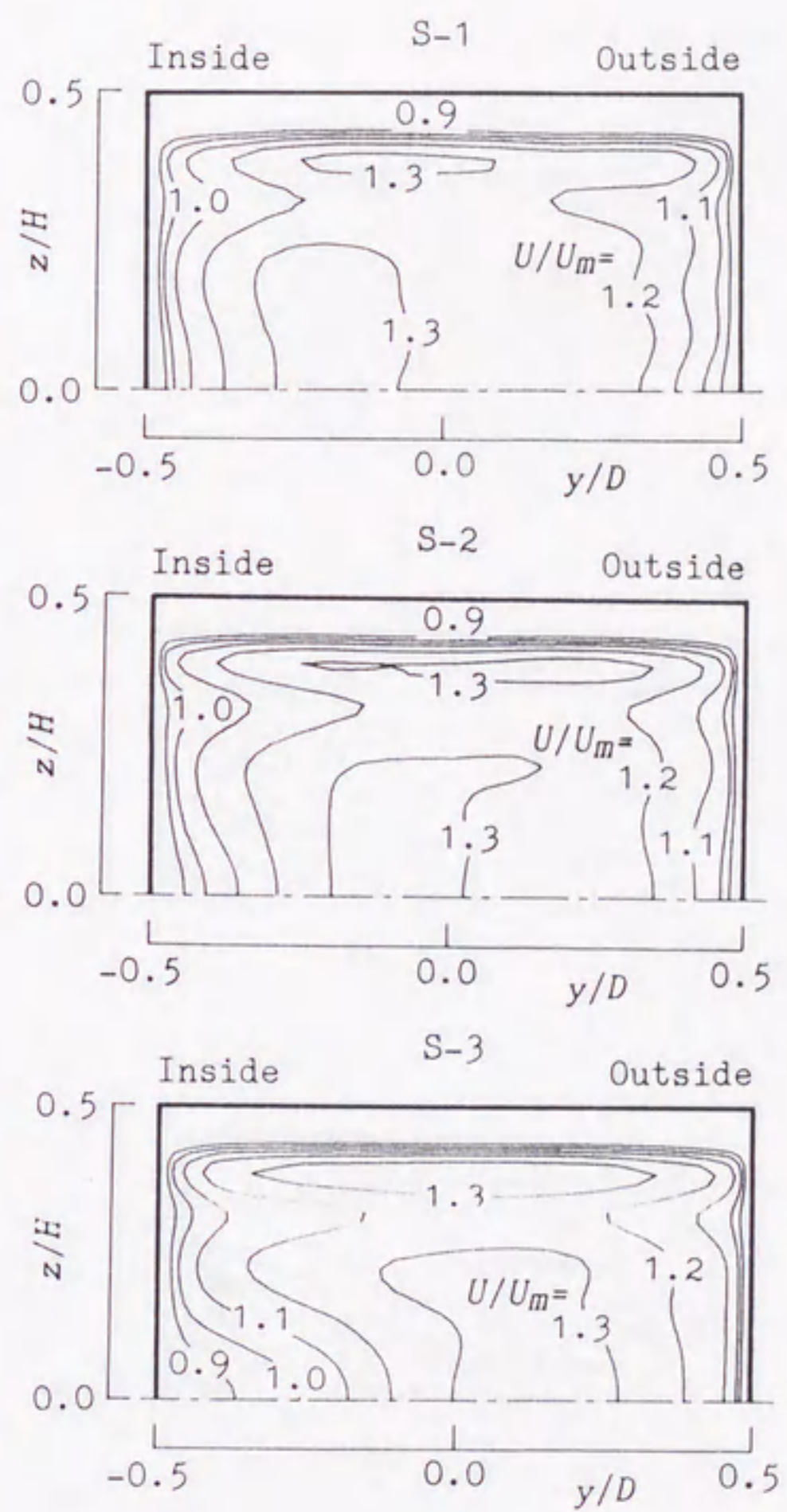


図4-8 アスペクト比1の流路内の等速度線図 (a) $Ro = 0$

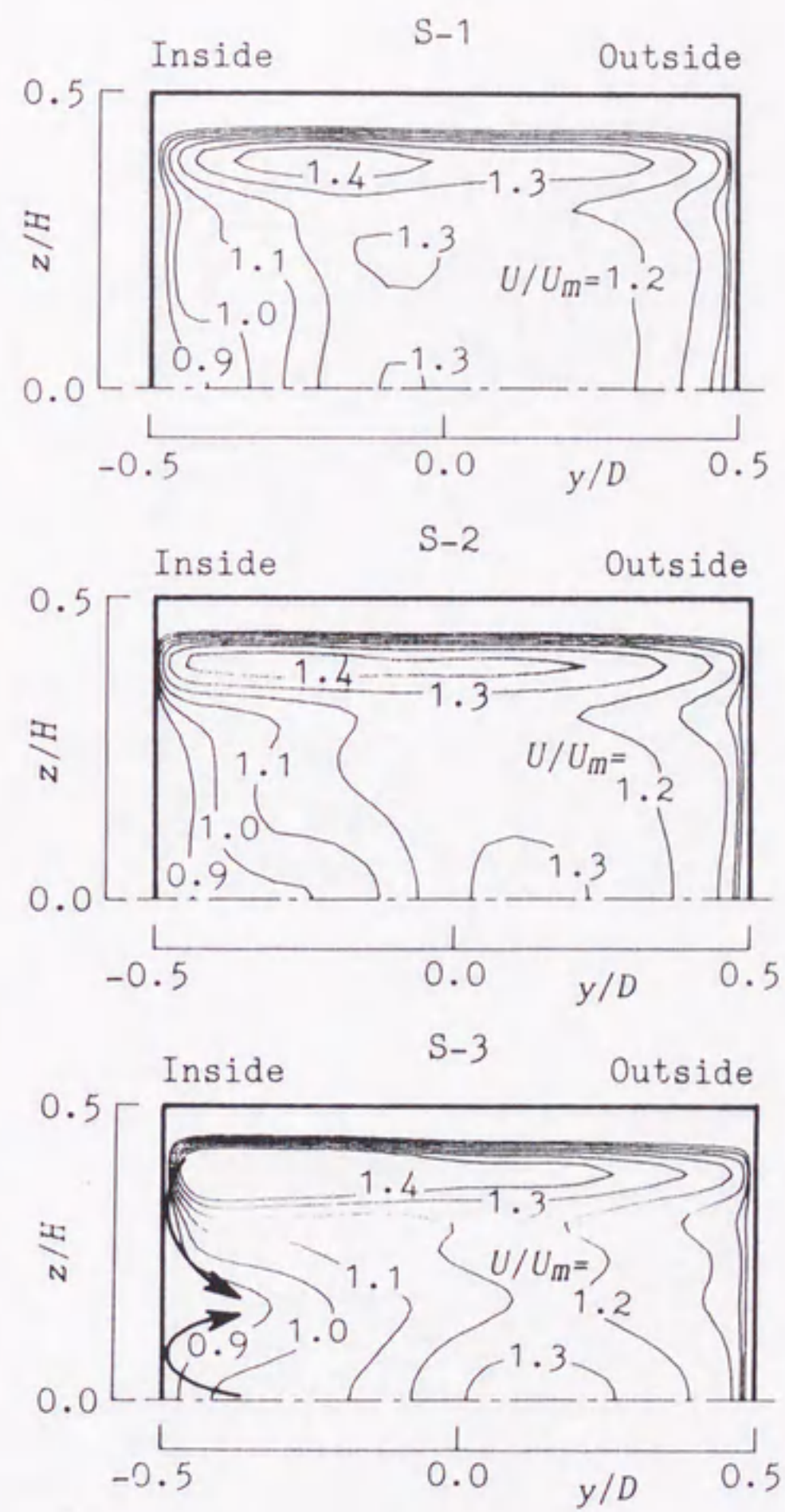


図 4 - 8 アスペクト比 1 の流路内の等速度線図 (b) $Ro = 0.15$

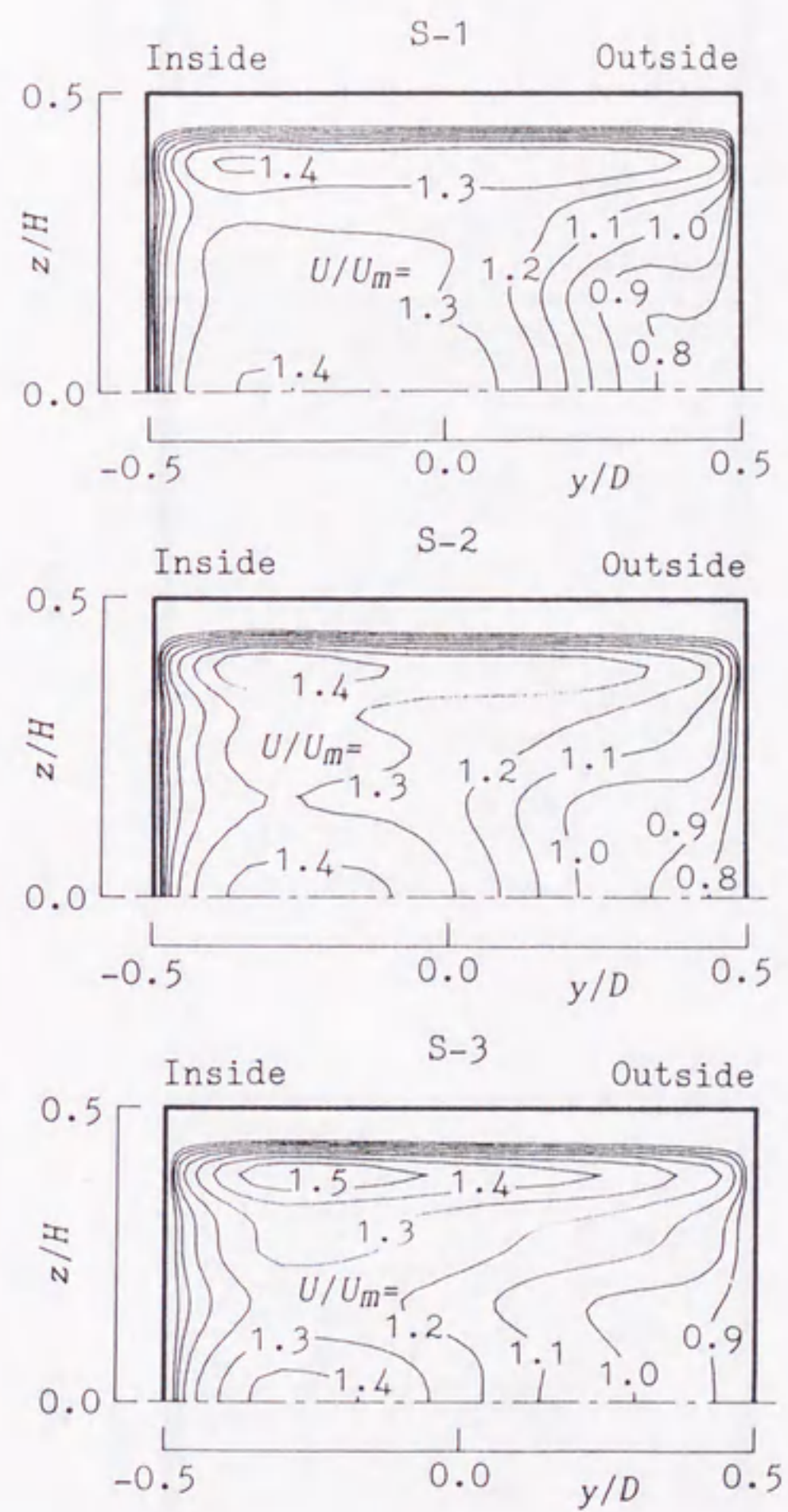


図 4-8 アスペクト比 1 の流路内の等速度線図 (c) $Ro = -0.15$

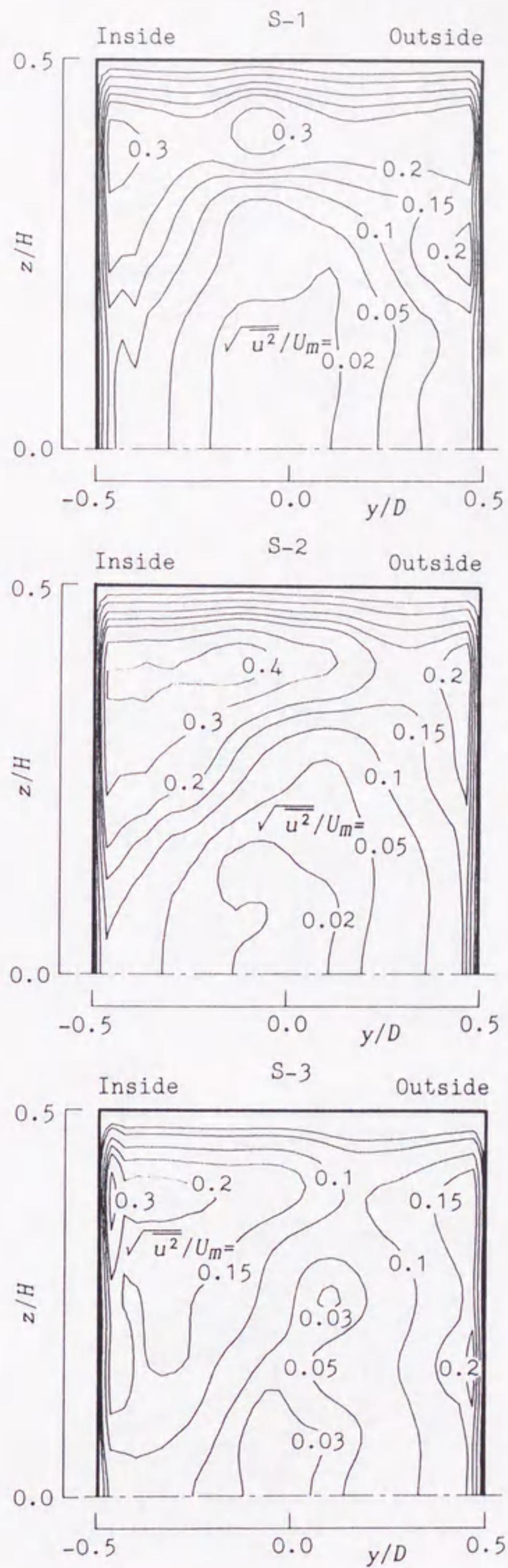


図 4-9 アスペクト比 2 の流路内の等乱れ線図 (a) $Ro = 0$

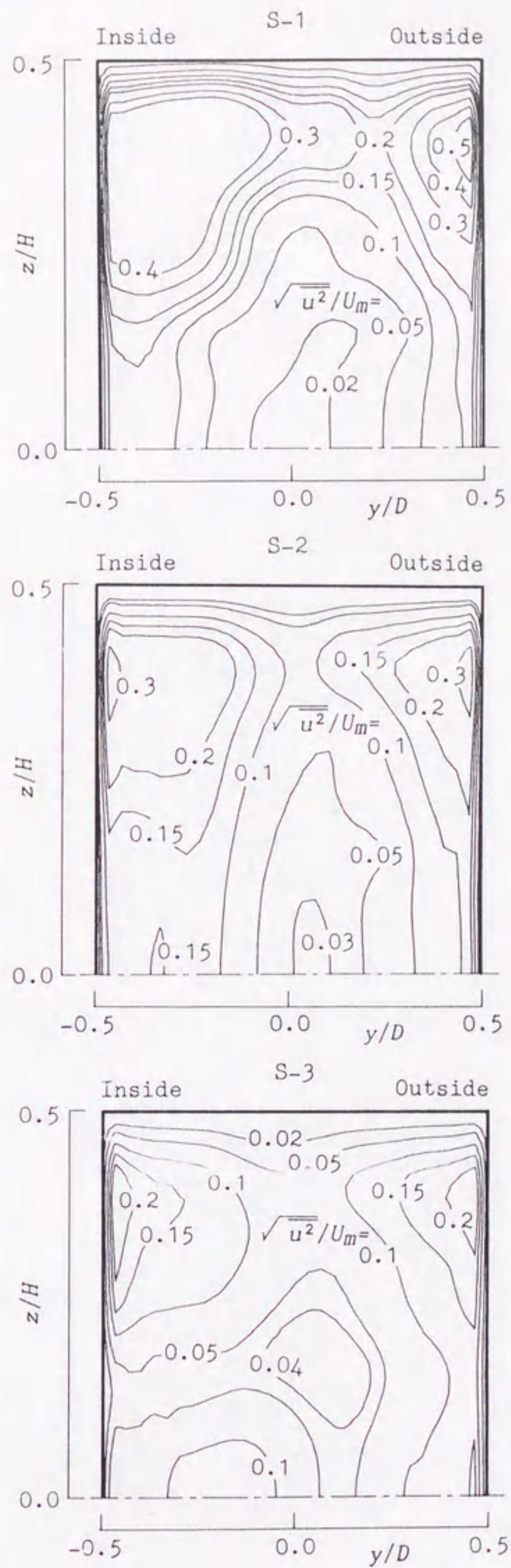


図 4 - 9 アスペクト比 2 の流路内の等乱れ線図 (b) $Ro = 0.15$

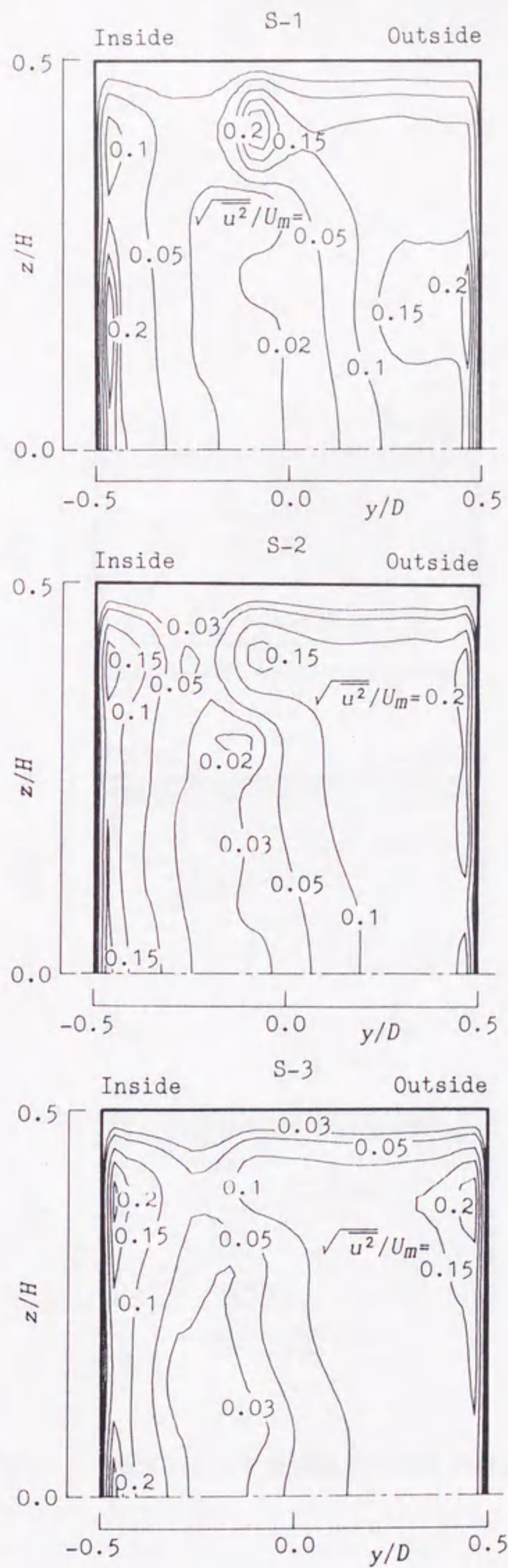


図4-9 アスペクト比2の流路内の等乱れ線図 (c) $Ro = -0.15$

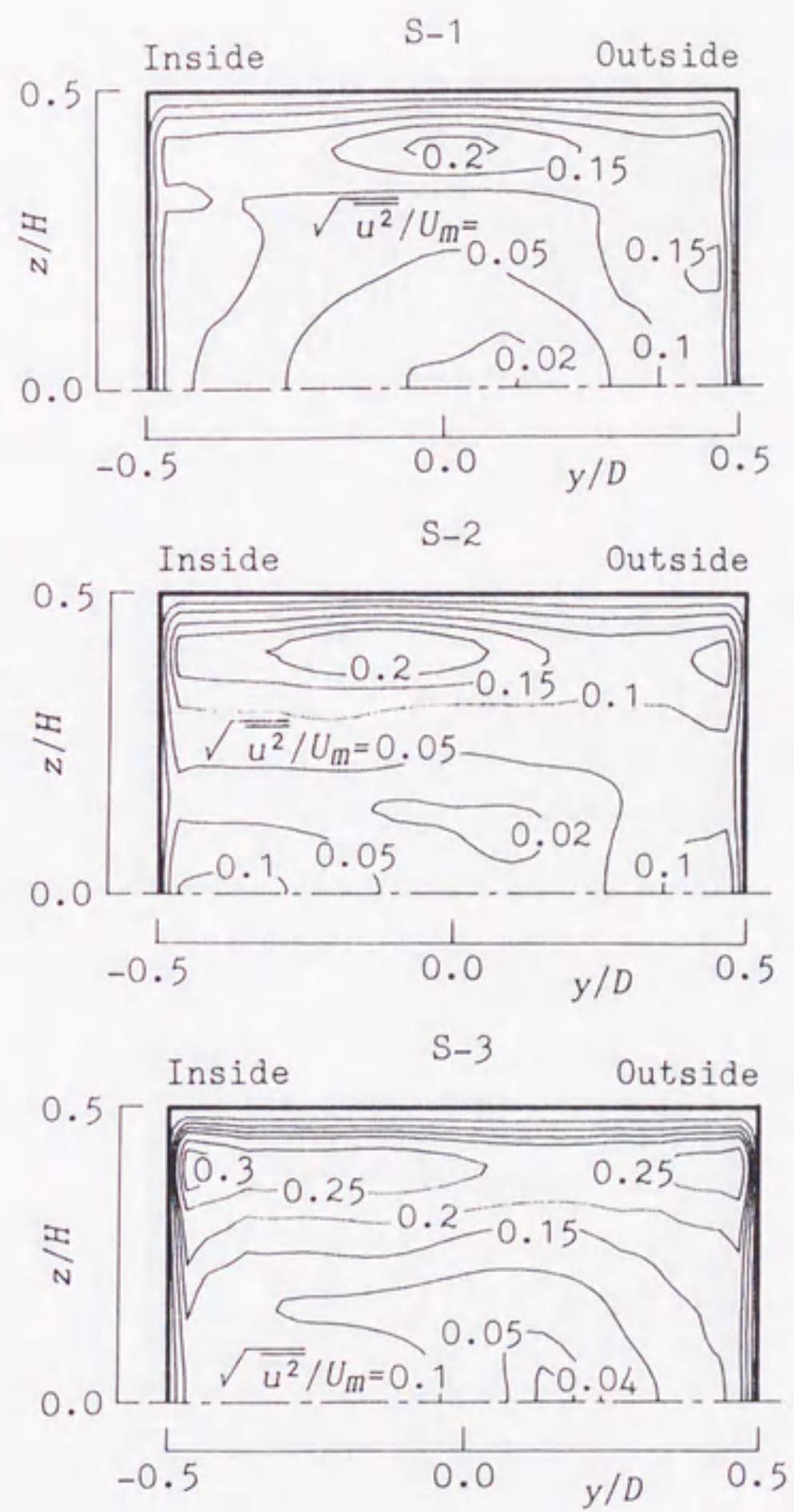


図 4-10 アスペクト比 1 の流路内の等乱れ線図 (a) $Ro = 0$

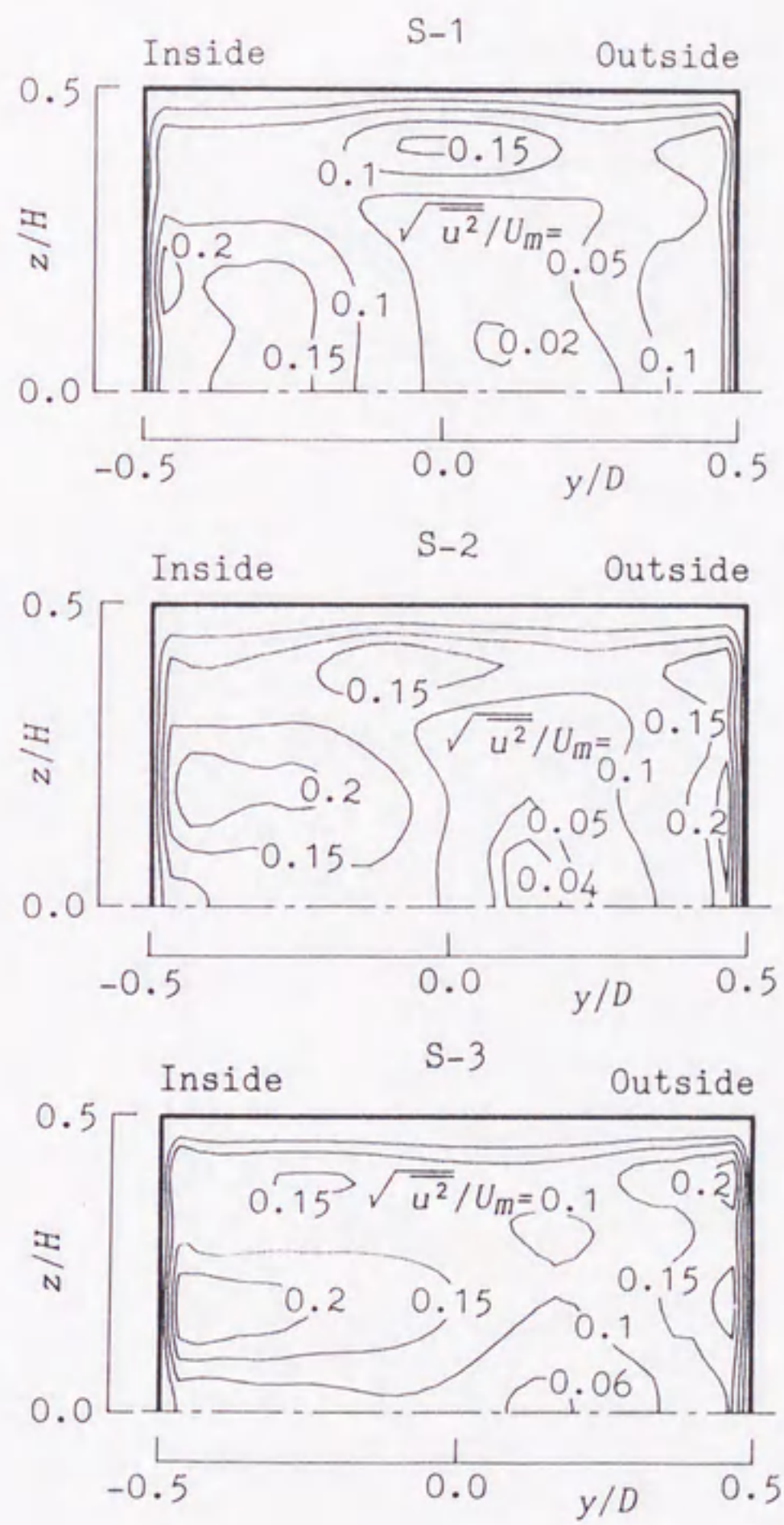


図 4 - 1 0 アスペクト比 1 の流路内の等乱れ線図 (b) $Ro = 0.15$

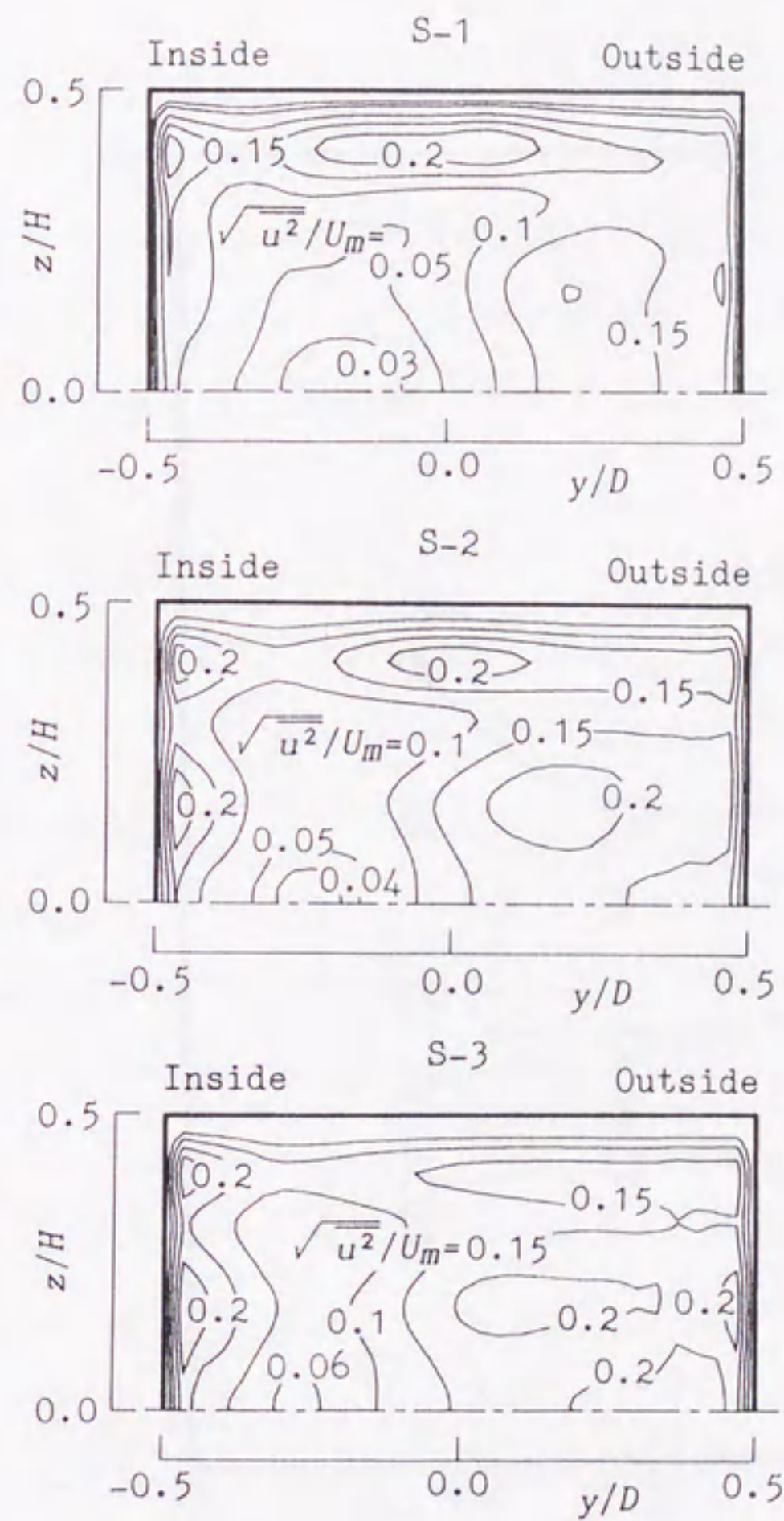


図 4 - 1 0 アスペクト比 1 の流路内の等乱れ線図 (c) $Ro = -0.15$

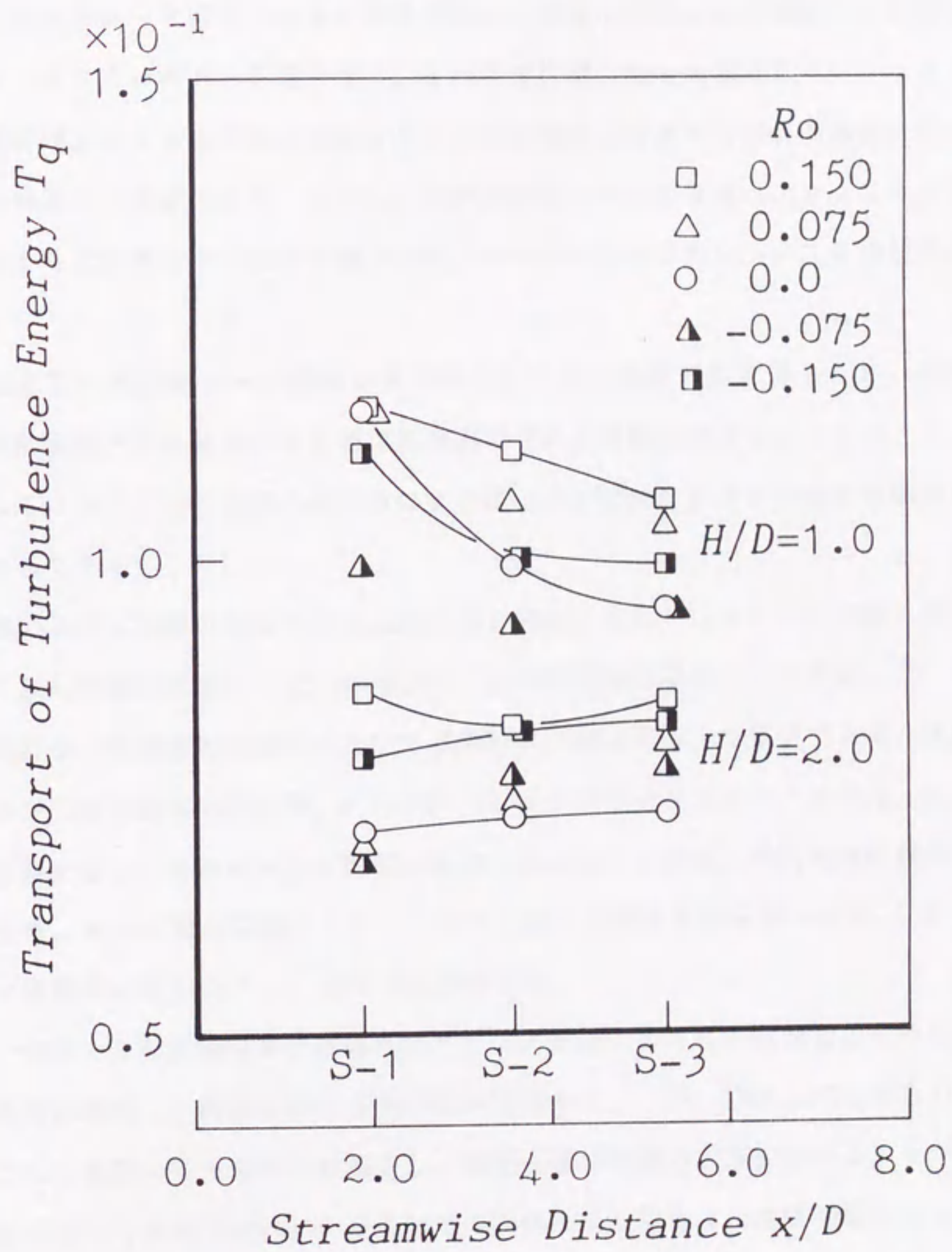


図 4 - 1 1 乱れエネルギー輸送量

第5章 結 論

流体に作用する外力の代表的なものに流線の曲がりによる遠心力および回転系におけるコリオリ力等があり、それらは運動量や熱の輸送に関して重要な役割を担っている。とくに半径流形ターボ機械羽根車の流路内流れは翼面の曲率による遠心力と羽根車回転によるコリオリ力の両方の影響を受け、その流動状態は極めて複雑なものとなり、羽根車の性能を向上させる上で遠心力とコリオリ力が同時に作用する流れの挙動を明らかにすることは極めて重要である。しかし、従来の研究においては遠心力やコリオリ力が個別に作用する流れ場についてのみ調べられ、それらの相互干渉については未解決のままである。

本研究は主に高性能ターボ機械の性能向上のための基礎資料を得るため、回転する曲がり矩形流路内の乱流および乱流境界層内の流れを詳細に測定することにより、流路回転によるコリオリ力と流線の曲がりによる遠心力が流れに及ぼす影響を実験的に取り扱ったものである。

第2章ではまず流線の曲がりによる遠心力と回転によるコリオリ力が同時に作用する流れ場の最も単純な問題として、曲面上の二次元乱流境界層について考察した。この種の問題は翼面上の境界層を解明する上で基礎的な知識を得る上で重要である。実験には凹面および凸面の曲率半径が $R_2 = 7.17D$, $R_1 = 6.17D$ であるアスペクト比4の二次元曲がり流路を用い、流路を主流に垂直な軸回りに回転させ曲面上の乱流境界層の速度と乱れの分布、および混合距離とリチャードソン数との関係を回転率 $-0.15 \leq N \leq 0.15$ の範囲で実験的に明らかにし、以下の成果を得た。

(1) 凹面上の乱流境界層では流路曲がりによる遠心力の不安定効果のために壁面のせん断応力が増加し、壁面近傍の速度勾配が増加する。一方、凸面上では遠心力の安定効果のために壁面のせん断応力が減少し、壁面近傍の速度勾配が減少する。しかし、いずれの面においても流路回転により壁面が高圧側となる場合には速度勾配はコリオリ力の不安定化作用によって静止状態よりも増加し、また低圧側では安定化作用によって静止時よりも速度勾配は減少する。そして、この効果は凹面上よりも凸面上の方が大きく現れる。

(2) 凹面上の静止時および高圧側での乱流境界層内の乱れは下流方向にほとんど変化しないが、低圧側ではやや減少する。凸面上の乱流境界層内の乱れは遠心力によって下流方向に抑制される。この乱れの抑制は低圧側においてさらに顕著になり流れは凸面上ではより層流に近づく。しかし、高圧側においてはコリオリ力による不安定効果と遠心力による安定効果が互いに打ち消すため、乱れの分布はいずれの面でも下流方向にほとんど変化しない。

(3) 曲率半径 $R_2/D = 7.17$ の凹面上においては遠心力とコリオリの力が働くときの乱流境界層内における混合距離についての Monin-Oboukhov の関係は $N > 0$ の低圧側では成立するが、 $N < 0$ の高圧側では成立せず、この場合二つの力の影響は線形的な和で表せない。また、曲率半径 $R_1/D = 6.17$ の凸面上においては、流れに対する遠心力の効果は大きく、遠心力とコリオリ力が作用するときの乱流境界層における混合距離についての Monin-Oboukhov の関係は強い不安定効果の下でのみ成立する。

第3章では第2章で明らかにした二次元乱流境界層に二次流れが及ぼす影響について調べた。実際の半径流形ターボ機械羽根車内の流路は断面のアスペクト比が小さく、断面内流れに対する境界層の占める領域が大きいため、その内部の流れは二次流れによって大きく影響され、コリオリ力と遠心力と二次流れが密接に関係して乱流構造に重要な変化を与え、とくに境界層内の流れは極めて複雑な現象を生じると考えられる。そこで、アスペクト比2の二次元曲がり回転流路内の流れを回転率 $-0.15 \leq N \leq 0.15$ の範囲で測定し、流線の曲がりによる遠心力および系の回転によるコリオリ力の作用する乱流境界層に及ぼす二次流れの影響について調べ、第2章で述べたアスペクト比4の結果との比較を行った。

(1) 凹面上においては、アスペクト比の減少による平均速度分布の変化は小さく、回転による高圧側ではアスペクト比4の場合よりも壁面近くの流れはわずかに大きく、また、低圧側においてはアスペクト比4よりもわずかに速度が小さくなる。しかし、凸面上においてはアスペクト比の違いによる影響は大きく現れ、とくに回転によって低圧側となるときには、遠心力とコリオリ力は相乗効果を示し、断面内に大きな二次流れが生じ、流路中央に大きな速度欠損領域が出来る。

(2) 凹面上においては乱れの3成分はいずれの回転率においても壁近くで最大値を取り、それらの乱れは高圧側で大きく、これはアスペクト比4の場合とほぼ同じ分布と

なる。しかし、強い低圧側においては静止時と比べて主流方向以外の乱れ成分が大きくなり、アスペクト比4の流れに見られる乱れの抑制作用は現れない。一方、凸面上では二次元流れに見られるような回転による乱れの増加および抑制効果は壁面近傍に現れるが、壁面から離れたところでは断面アスペクト比の減少による二次流れの影響が大きく現れる。とくに低圧側においては、二次流れによって境界層中央で乱れの3成分が大きくなり、その中でも主流方向以外の乱れ成分が著しく大きくなる。

第4章ではさらに実際のターボ機械のようにアスペクト比の小さい流路内流れを調べるために、アスペクト比1と2の2種類の曲がり回転流路を用いて遠心力とコリオリ力が同時に作用する流れ場全体の速度と乱れを測定することによりアスペクト比の違いによる断面内の二次流れの相違およびそれによる速度分布の下流方向への変化を実験的に明らかにし、以下の結果を得た。

(1) アスペクト比2ではコリオリ力が遠心力の効果を増す方向に作用する場合には内壁側の流路中央面において二次流れによる大きな低速領域ができる。しかし、アスペクト比1の流路では最も速度の小さい領域は中央面には生じず、わずかに側壁方向に偏る。

(2) アスペクト比2と1の両方の場合においてコリオリ力が遠心力の効果を増す方向に作用するときに乱れは断面全体で大きい値をとり、とくに低速領域で乱れの増加が著しい。これはアスペクト比の大きい二次元流路の結果とは異なる。

(3) 乱れエネルギーの輸送量の値はアスペクト比2の流れよりもアスペクト比1のほうが大きい値をとる。しかしその輸送量はアスペクト比2の流路内流れは下流方向に変化しないが、アスペクト比1の流路では下流方向に減少する。

以上述べた、第2章から第4章までのコリオリ力の作用する曲がり矩形流路内の流れに関する研究成果から、半径流形ターボ機械の性能を向上させるためには、曲がりによる翼の凸面側および回転による翼の低圧側の翼性能の向上が不可欠であると結論付けられる。

謝 辞

本研究は昭和63年4月から平成4年1月にかけて、名古屋大学工学部機械学科第3講座水力実験室において、名古屋大学菊山功嗣教授の御指導のもとに行われたものであります。本論文を結ぶにあたり、長年にわたって終始丁寧な御指導を賜りました菊山功嗣教授に対し、ここに謹んで感謝の意を表します。

本論文をまとめるに際し、名古屋大学中村育雄教授ならびに藤田秀臣教授からは、本研究に対する多くの有益な御教示と注意深い検討を賜りました。ここに深く謝意を表します。

大同工業大学西堀賢司助教授からは本研究を遂行するにあたり有益な御助言をいただき、また、名古屋大学長谷川豊助手からは研究全般にわたって適切な御指導を賜りました。ここに深く感謝致します。

名古屋大学水力実験室の皆様からは、実験装置等の設置に御協力していただいた朝倉栄次教務員と装置製作に際して多大の御援助をいただいた村上初男技官には厚くお礼申し上げます。また、共同研究者として辛苦を分けあい苦楽を共にした当時名古屋大学大学院生吉澤京一氏、名古屋大学大学院生横井敬氏ならびに実験に御協力いただいた当時の卒論研究生中村守雄氏、児玉邦宏氏に深く感謝致します。

本論文を仕上げるにあたって、名古屋大学大学院生中岡正樹氏、永森誠仁氏をはじめ、多くの方々に御支援、御協力をいただきました。ここに厚くお礼申し上げます。

最後に、いつも陰ながら支援してくれた母前田京子と妹佳珠衣、智歌に深く感謝いたします。ありがとうございました。

文 献

- [1] Yen, K. T. & Toba, K., "A Theory of the Two-Dimensional Laminar Boundary Layer over a Curved Surface", J. Aerospace Sciences, Vol. 28 (1961), 877-884.
- [2] Murphy, J. S., "Comment on a Theory of the Two-Dimensional Laminar Boundary Layer over a Curved Surface", J. Aerospace Sciences, Vol. 29 (1962), 366-368.
- [3] Wattendorf, F. L., "A Study of the Effect of Curvature on Fully Developed Turbulent Flow", Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 148 (1935), 565-598.
- [4] Eskinazi, S. & Yeh, H., "An Investigation on Fully Developed Turbulent Flows in a Curved Channel", J. Aeronautical Sciences, Vol. 23 (1956), 23-34.
- [5] Taylor, G. I., "The Transport of Vorticity and Heat through Fluids in Turbulent Motion", Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 135 (1932), 685-705.
- [6] Meroney, R. N. & Bradshaw, P., "Turbulent Boundary-Layer Growth over a Longitudinal Curved Surface", AIAA J., Vol. 13, No. 11 (1975), 1448-1453.
- [7] Ramaprian, B. R. & Shivaprasad, B. G., "The Structure of Turbulent Boundary Layers along Mildly Curved Surfaces", J. Fluid Mech., Vol. 85, Part 2 (1978), 273-303.
- [8] Bradshaw, P., "Effects of Streamline Curvature on Turbulent Flow", AGARDograph No. 169 (1973).

- [9] Castro, I. P. & Bradshaw, P., "The Turbulence Structure of a Highly Curved Mixing Layer", J. Fluid Mech., Vol. 73, Part 2 (1976), 265-304.
- [10] Smits, A. J., Young, S. T. B. & Bradshaw, P., "The Effect of Short Regions of High Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers", J. Fluid Mech., Vol. 94, Part 2 (1979), 209-242.
- [11] Smits, A. J., Eaton, J. A. & Bradshaw, P., "The Response of a Turbulent Boundary Layer to Lateral Divergence", J. Fluid Mech., Vol. 94, Part 2 (1979), 243-268.
- [12] Ellis, L. B. & Joubert, P. N., "Turbulent Shear Flow in a Curved Duct", J. Fluid Mech., Vol. 62, Part 1 (1974), 65-84.
- [13] Hunt, I. A. & Joubert, P. N., "Effects of Small Streamline Curvature on Turbulent Duct Flow", J. Fluid Mech., Vol. 91, Part 4 (1979), 633-659.
- [14] Bradshaw, P., "The Analogy between Streamline Curvature and Buoyancy in Turbulent Shear Flow", J. Fluid Mech., Vol. 36, Part 1 (1969), 177-191.
- [15] So, R. M. C., "A Turbulence Velocity Scale for Curved Shear Flows", J. Fluid Mech., Vol. 70, Part 1 (1975), 37-57.
- [16] Thomann, H., "Effect of Streamwise Wall Curvature on Heat Transfer in a Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 33, Part 2 (1968), 283-292.
- [17] Irwin, H. P. A. H. & Smith, P. A., "Prediction of the Effect of Streamline Curvature on Turbulence", Phys. Fluids, Vol. 18, No. 6 (1975), 624-630.

- [18] Muck, K. C., Hoffmann P. H. & Bradshaw, P., "The Effect of Convex Surface Curvature on Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 161 (1985), 347-369.
- [19] Hoffmann, P. H., Muck, K. C. & Bradshaw, P., "The Effect of Concave Surface Curvature on Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 161 (1985), 371-403.
- [20] Humphrey, J. A. C., Whitelaw, J. H. & Yee, G., "Turbulent Flow in a Square Duct with Strong Curvature", J. Fluid Mech., Vol. 103 (1981), 443-463.
- [21] Iacovides, H., Launder, B. E., Loizou, P. A. & Zhao, H. H., "Turbulent Boundary-Layer Development around a Square-Sectioned U-Bend: Measurements and Computation", Trans. ASME, J. Fluids Engng., Vol. 112 (1990), 409-415.
- [22] Hill, P. G. & Moon, I. M., "Effects of Coriolis on the Turbulent Boundary Layer in Rotating Fluid Machines", Gas Turbine Laboratory Report No. 69 (1962), MIT.
- [23] Moon, I. M., "Effect of Coriolis Force on Turbulent Boundary Layer in Rotating Fluid Machines", Gas Turbine Laboratory Report No. 74 (1964), MIT.
- [24] Moore, J., "Effects of Coriolis on Turbulent Flow in Rotating Rectangular Channels", Gas Turbine Laboratory Report No. 89 (1967), MIT.
- [25] Johnston, J. P., Halleen, R. M. & Lezius, D. K., "Effects of Spanwise Rotation on the Structure of Two-Dimensional Fully Developed Turbulent Channel Flow", J. Fluid Mech., Vol. 56, Part 3 (1972), 533-557.

- [26] Johnston, J. P., "The Suppression of Shear Layer Turbulence in Rotating Systems", Trans. ASME, J. Fluids Engng., Vol. 95 (1973), 229-239.
- [27] Johnston, J. P. & Eide, S. A., "Turbulent Boundary Layer on Centrifugal Compressor Blades: Prediction of the Effects of Surface Curvature and Rotation", Trans. ASME, J. Fluids Engng., Vol. 98 (1976), 374-381.
- [28] Koyama, H., Masuda, S., Ariga, I. & Watanabe, I., "Stabilizing and Destabilizing Effects of Coriolis Force on Two-Dimensional Laminar and Turbulent Boundary Layers", Trans. ASME, J. Engng. Power, Vol. 101 (1979), 23-31.
- [29] Benton, G. S. & Boyer, D., "Flow through a Rapidly Rotating Conduit of Arbitrary Cross-Section", J. Fluid Mech., Vol. 26, Part 1 (1966), 69-79.
- [30] Kinney, R. B., "Universal Velocity Similarity in Fully Turbulent Rotating Flows", Trans. ASME, J. Applied Mech., Vol. 34 (1967), 437-442.
- [31] Hart, J. E., "Instability and Secondary Motion in a Rotating Channel Flow", J. Fluid Mech., Vol. 45, Part 2 (1971), 341-351.
- [32] Potter, M. C. & Chawla, M. D., "Stability of Boundary Layer Flow Subject to Rotation", Phys. Fluids, Vol. 14 (1971), 2278-2281.
- [33] Lezius, D. K. & Johnston, J. P., "Roll-Cell Instabilities in Rotating Laminar and Turbulent Channel Flows", J. Fluid Mech., Vol. 77, Part 1 (1976), 153-175.
- [34] Watmuff, J. H., Witt, H. T. & Joubert, P. N., "Development Turbulent Boundary Layers with System Rotation", J. Fluid Mech., Vol. 157 (1985), 405-448.

- [35] Kheshgi, H. S. & Scriven, L. E., "Viscous Flow through a Rotating Square Channel", *Phys. Fluids*, Vol. 28 (1985), 2968-2979.
- [36] Speziale, C. G., "Numerical Study of Viscous Flow in Rotating Rectangular Ducts", *J. Fluid Mech.*, Vol. 122 (1982), 251-271.
- [37] Speziale, C. G. & Thangam, S., "Numerical Study of Secondary Flows and Roll-Cell Instabilities in Rotating Channel Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 130 (1983), 377-395.
- [38] Speziale, C. G., "The Effect of the Earth's Rotation on Channel Flow", *Trans. ASME, J. Applied Mech.*, Vol. 53 (1986), 198-202.
- [39] Iacovides, H. & Launder, B. E., "Parametric and Numerical Study of Fully-Developed Flow and Heat Transfer in Rotating Rectangular Ducts", *ASME Paper*, 90-GT-24 (1990).
- [40] Tafti, D. K. & Vanka, S. P., "A Numerical Study of the Effects of Spanwise Rotation on Turbulent Channel Flow", *Phys. Fluids, Ser. A*, Vol. 3, No. 4 (1991), 642-656.
- [41] Kikuyama, K., Nishibori, K., Maeda, T. & Nomura, S., "Effects of Coriolis Force on Turbulent Boundary Layer on Convex Surface", *Proc. 2nd KSME-JSME Fluids Engng. Conference*, Vol. 2 (1990), 28-33.
- [42] 菊山功嗣, 西堀賢司, 前田太佳夫, 野村哲, "コリオリ力の作用する凸面上の乱流境界層", *機論 (B編)*, 57 巻, 539 号 (1991), 2261-2268.

- [43] Kikuyama, K., Nishibori, K. & Maeda, T., "Turbulence in Rotating Curved Channel", Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows, Vol. 2, No. 12 (1991), 1-2.
- [44] 前田太佳夫, 菊山功嗣, 西堀賢司, "乱流境界層に及ぼす曲面と回転の影響", 流れの計測, Vol. 9, No. 12 (1991), 2-9.
- [45] Patel, V. C., "Calibration of the Preston Tube and Limitation on its Use in Pressure Gradients", J. Fluid Mech., Vol. 23, Part 1 (1965), 185-208.
- [46] Kikuyama, K., Maeda, T. & Yoshizawa, K., "Effects of Coriolis Force on Flow in Rotating Curved Channel", Proc. 3rd Japan-China Joint Conference on Fluid Machinery, Vol. I (1990), 345-352.
- [47] 前田太佳夫, 菊山功嗣, 吉澤京一, "コリオリ力の作用する曲面上の乱流境界層に及ぼす二次流れの影響", 機論 (投稿中).
- [48] 前田太佳夫, 菊山功嗣, 横井敬, "回転する曲がり矩形流路内の流れに及ぼすアスペクト比の影響", 機論 (投稿中).



研究業績

前田 太佳夫

I. 本論文に関係するもの

	論文題目	発表雑誌等の名称及び発表年	著者
1	Effects of Coriolis Force on Flow in Rotating Curved Channel	Proc. 3rd Japan-China Joint Conference on Fluid Machinery Vol.1, 345 (1990)	K. Kikuyama T. Maeda K. Yoshizawa
2	Effects of Coriolis Force on Turbulent Boundary Layer on Convex Surface	Proc. 2nd KSME-JSME Fluids Engng. Conference Vol.2, 28 (1990)	K. Kikuyama K. Nishibori T. Maeda S. Nomura
3	コリオリ力の作用する凸面上の乱流境界層	日本機械学会論文集 B, 57-539, 95 (1991)	菊山功嗣 西堀賢司 前田太佳夫 野村哲
4	Turbulence in Rotating Curved Channel	Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows Vol.2, 12-1 (1991)	K. Kikuyama K. Nishibori T. Maeda
5	乱流境界層に及ぼす曲面と回転の影響	流れの計測 9-12, 2 (1991)	前田太佳夫 菊山功嗣 西堀賢司
6	コリオリ力の作用する曲面上の乱流境界層に及ぼす二次流れの影響	日本機械学会論文集 (投稿中)	前田太佳夫 菊山功嗣 吉澤京一
7	回転する曲がり矩形流路内の流れに及ぼすアスペクト比の影響	日本機械学会論文集 (投稿中)	前田太佳夫 菊山功嗣 横井敬

II. その他のもの

	論文題目	発表雑誌等の名称及び発表年	著者
1	遠心ポンプ羽根車内の圧力変動 (羽根車に加わる変動流体力)	日本機械学会論文集 B, 54-504, 2038 (1988)	菊山功嗣 長谷川豊 前田太佳夫
2	予旋回をもつ羽根車内の流れの可視化	流れの可視化 8, Suppl., 139 (1988)	菊山功嗣 長谷川豊 前田太佳夫
3	渦巻ポンプ羽根車に働く変動流体力への羽根枚数の影響	日本機械学会論文集 B, 55-516, 2355 (1989)	長谷川豊 菊山功嗣 前田太佳夫
4	遠心ポンプ羽根車流路内の圧力変動(入口旋回流の影響)	日本機械学会論文集 B, 55-518, 3113 (1989)	菊山功嗣 長谷川豊 前田太佳夫
5	Effects of Blade Number on Hydraulic Force Perturbation on Impeller of Volute-Type Centrifugal Pump	JSME Int. Journal Series II, Vol.33, No.4, 736 (1990)	Y. Hasegawa K. Kikuyama T. Maeda
6	Unsteady Pressure Change in Centrifugal Pump Impeller Passages due to Inlet Swirl	Proc. ASME Int. Symp. on Nonsteady Fluid Dynamics FED, Vol.92, 117 (1990)	Y. Hasegawa K. Kikuyama T. Maeda M. Murakami
7	Unsteady Pressure Distributions and Forces on the Impeller Blades of a Centrifugal Pump	Proc. 15th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery F1, 9 (1990)	Y. Hasegawa K. Kikuyama T. Maeda M. Murakami
8	予旋回をもつ羽根車内の圧力変動	流体熱工学研究 25-1, 83 (1990)	菊山功嗣 長谷川豊 前田太佳夫
9	Unsteady Pressure Change in Centrifugal Pump Impeller Passages due to Inlet Swirl	Journal of Fluids and Structures, Vol.6, No.3, (1992)	K. Kikuyama Y. Hasegawa T. Maeda



