

118 超音波による乱流制御に関する研究

Management of Turbulence Flow in a Rectangular Channel by Ultrasonic Vibration

○正 野村信福(愛媛大)

正 岩本幸治(愛媛大院)

川田 誠(井関農機)

池 陽平(愛媛大院)

Shinfuku Nomura, Yukiharu Iamoto, Makoto Kawada and Yohei Ike
 Dept. of Mech. Eng., Ehime University, 3, Bunkyo-cho, Matsuyama
 ISEKI&CO.,LTD., 700, Umaki-cho, Matsuyama

The effect of ultrasonic vibration in the Reynolds number (Re) range of 1500 to 7000 on fluid flow in a square channel was investigated experimentally as basic research of control of turbulence flow. By applying ultrasonic vibration to the laminar flow, the transition to turbulent flow from laminar flow was promoted downstream. When a trapezoidal horn transducer was fixed at the side wall of a channel, acoustic streaming from the horn tip was induced by this transducer, and spanwise velocity in the channel increases by this streaming. In turbulent regions, turbulence can be restrained by the ultrasonic vibration near the wall. Acoustic cavitation near the wall causes a reduction of turbulence intensity in turbulent regions.

Key Words: Ultrasonic Vibration, Turbulence Promoter, Turbulent Flow, Flow Control, Near-Wall Turbulence, Turbulence Intensity

1. はじめに

管路や流路などの流体を層流から乱流促進させる方法としては流路内に乱流プロモーター等の突起物や多孔板を配置する方法が一般的にとられる。乱流では伝熱、拡散、燃焼、化学反応など、運動量や物質輸送量が層流と比べ格段に増加するが、乱流への遷移は付随して流路の摩擦抵抗をも増加させる。このため乱流状態で摩擦抵抗を低減させる目的で、流路内にリブレットを設けてスパン方向速度成分を低減させる方法に見られるような乱流の微細構造を操作する研究が実施されている⁽¹⁾⁽²⁾。このため壁面乱流の微細構造を理解し、局所的な壁面摩擦速度を操作できる流体制御法の開発が望まれている。一方、液体中に数十 kHz 程度の超音波を照射すると、非線形の音響工学的効果によって音響流とキャビテーション気泡が誘起される。これらの超音波の2次的効果は液中に置かれた加熱物体の熱伝達率を増加させるため、超音波を用いれば能動的な伝熱促進を行うことができる⁽³⁾。これは見方を変えれば、超音波を用いて流体自身の流動様式を能動的に制御できる可能性がある。超音波エネルギーによって直接流体の大きな運動を引き起こし、流体の運動を変化させることは難しいが、流体の運動は境界層の剥離や乱流遷移の現象からも明らかのように、その運動の方向や形態は小さな乱れによって大きく変化させられることがある。

本研究ではまず、著者らが提案している超音波によって流れ場に乱れを与えて乱流促進させる方法に関する測定結果を示す。次に、超音波による乱流制御法を目的として、矩形管内乱流に超音波を照射し、流れ場に与える影響を調べたので報告する。

2. 実験装置

図1に実験装置の概略を示す。実験には、全長 6000mm、断面一辺 H が 50mm で厚さ 10mm のアクリル製正方形断面流路を使用している。流路入口から 4800mm の位置に超音波振

動子を取り付けられており、矩形管内に超音波が照射される。作動流体には一般水道水を使用し、流路の上流側のタンクと下流側のタンクのヘッド差によって図中の左側から右側に強制流れが発生する。後の流路スパン方向に台形ホーン型振動子を用いる場合を除いて、公称共振周波数 25kHz と 45kHz のボルト締めランジュバン型振動子が使用されている。管内流の測定にはレーザードップラー流速計(LDV)を用いた。シード粒子には大きさが $10\mu\text{m}$ 以下である白色ポスターカラーを使用している。測定条件は Re 数($=U_m H/\nu$, ここで U_m は体積平均流速, H は 50mm)が 1500~7000、サンプリングデータ数は約 100000、データレイトは 100~200kHz、超音波出力 P は 10W~75W の範囲で行われた。矩形流路内の振動子の中心軸上を $x=0\text{mm}$ として、それより下流側を正にとり、 $0\text{mm} \leq x < 800\text{mm}$ の範囲において流路中心断面における速度(流れ方向、スパン方向、管底面垂直方向)と乱れ強さが測定された。本文中では流速の変動量の実効値(標準偏差)を Re 数に関係なく乱れ強さとして表記している。

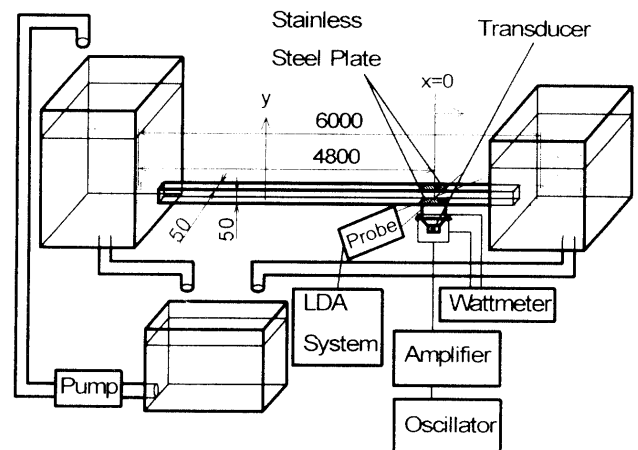


Fig.1 Experimental apparatus

3. 乱流促進実験

3.1 速度分布と乱れ強さ 図2は Re 数が1500のときに, $y/H = 0.76$ の位置で測定した主流方向速度の時系列データである。流路内の流れは Re 数からは層流域に相当するが, 低 Re 数領域であっても, かなりの乱れ成分が存在している。超音波を照射すると, 速度が大きく変動し乱れ強さが増大するが, 平均速度は小さくなっている。図3は流路中心断面の流速分布と乱れ強さをまとめた結果である。超音波を照射すると乱れ成分が増加し, 振動面近傍と, $y/H = 0.6 \sim 1.0$ の位置で速度分布が大きく変化する。これはキャビテーション気泡がこれらの位置で激しく運動しているためである。矩形管内の全域で超音波照射による乱れ強さ(▲)は照射しないときより大きい。出力40Wの乱れ強さは平均で6mm/s, 最大11mm/sであり, 管内の乱れ強さの平均値が2mm/sであるので, 超音波によって平均で約3倍, 局所的には最大約5倍増の乱れ強さが得られている。

$Re=1500$ と $Re=5000$ における超音波を照射しない場合の平均流の各物理量と局所せん断応力 τ_w , 局所摩擦速度 $u_\tau (= (\tau_w / \rho)^{0.5})$ を表1, 表2にそれぞれ示す。管底壁($y = 0$ mm)での局所せん断応力の管軸方向成分 τ_{wx} は

$$\tau_{wx} = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (1)$$

によって定義される。ここで μ は流体の粘性係数である。本研究では壁近傍での管軸方向平均速度 u を測定し, その y に

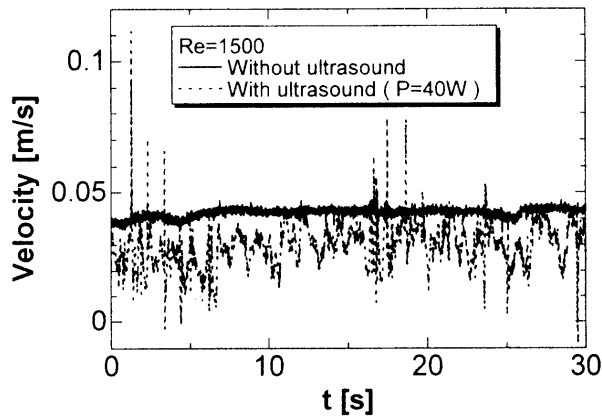


Fig. 2 Local variation of the velocity with time, $y/H = 0.76$.

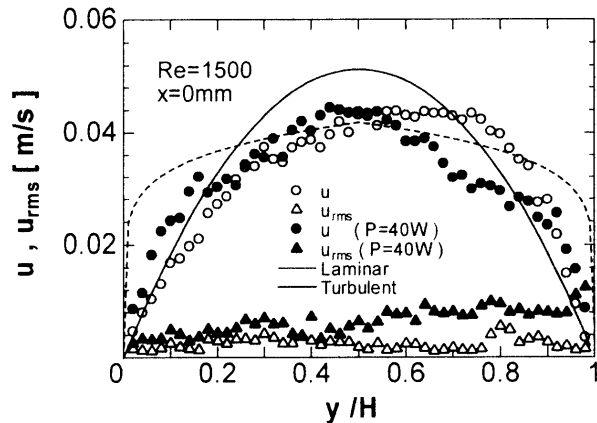


Fig. 3 Velocity profile and u_{rms} in the channel, $x = 0$ mm.

関する微分係数を求めることによって直接に τ_w を評価した。

図4は $Re = 1500$ のときの流路スパン中央での管軸方向平均速度の y 方向分布である。 $y \leq 1.5$ mmでは線形底層の存在が確認できたので, 図4中に示すように, 線形速度分布を最小二乗法から求め, その勾配から微分係数を求めた。超音波照射によって壁近傍での速度勾配 du/dy は大きくなっている。このことは, 流れが乱流に遷移したため局所壁面せん断応力が増加したことを示している。そこで図5に無次元速度パラメータを使って実験結果を整理してみた。ここで, 縦軸 u^+ と横軸はそれぞれ下記のように表される。

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (2)$$

y^+ が以下では粘性底層, y^+ が10-20ではバッファー域, それ以上では乱流域となる。図中 y^+ の大きいところで対数則が確認できる。 $Re=1500$ では超音波照射によって y^+ が10以上では, データはこの対数則に移動しており, 超音波によって流れが乱流に遷移している。一方, $Re = 5000$ では超音波照射による速度分布に大きな違いは見られない。

図6は下流800mmで超音波の効果を比較した結果である。 Re 数は1500である。下流側では流れが壁近傍で急な速度勾配を持つ乱流速度分布に近づいている。このとき超音波照射前後で乱れ強さがほとんど変わっていないが, 超音波による乱れによって下流側で乱流に遷移している様子がわかる。矩形流路内の流れの可視化写真を図7に示す。可視化画像はルミノール溶液を用いた音響化学ソノルミネッセンスを利用して行った⁽⁴⁾。矩形流路内に定在波が形成され, 音圧振幅の腹の位置にキャビテーション気泡が発生しているのが確認できる。音響キャビテーション気泡は乱れ成分を増加させ層流から乱

Table I. Mean flow parameters at $Re = 1500$, $x = 400$ mm

出力	0W	40W
動粘度 ν	$11.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$	$11.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$
局所壁面せん断応力 τ_w	0.008 N/m^2	0.011 N/m^2
局所摩擦速度 u_τ	0.28 cm/s	0.34 cm/s

Table II. Mean flow parameters at $Re = 5000$, $x = 400$ mm

出力	0W	40W
動粘度 ν	$11.4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$	$11.4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$
局所壁面せん断応力 τ_w	0.056 N/m^2	0.064 N/m^2
局所摩擦速度 u_τ	0.75 cm/s	0.80 cm/s

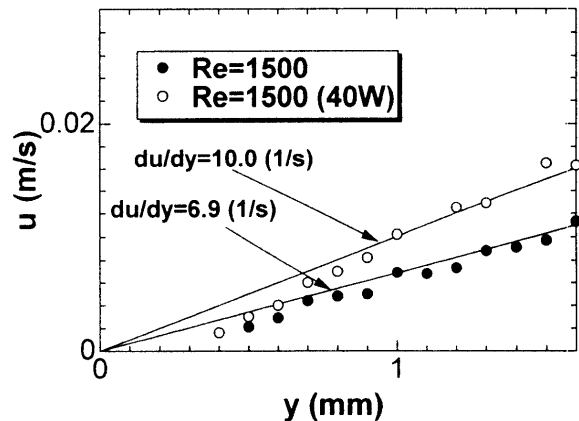


Fig. 4 Near-wall mean stream-wise velocity, $x = 400$ mm.

流への遷移を促進させる。超音波は乱流プロモーターとして有効である。

図7は流路中心($y/H = 0.5$)で測定した乱れ強さを Re 数をパラメーターとしてプロットしたものである。乱れ強さは Re 数が1500以下の層流域と4000以上の乱流域でそれぞれ照射しないときより増加している。 Re 数が2500から3000で超音波照射によって乱れ強さは小さくなっている。図8は Re 数1500~2500の範囲内で最初に乱れ強さが極大値をとった $y/H = 0.12$ で測定した乱れ強さである。超音波照射によって、 Re 数が1500以下では乱れが増加しているが、 Re 数が2500以上では減少している。壁近くでは乱れが超音波によって抑制されている。 Re 数が大きい乱流域では、壁面近傍に発生する音響キャビテーションが乱れ強さを減少させていると考えられる。壁面摩擦抵抗が音響キャビテーションによって低減できる可能性を示唆している。これは流路壁面に気泡が存在すると乱れ強さが減少する事実と類似のメカニズムによるものと思われる¹⁰⁾。矩形管内の位置に関係なく、流れの遷移領域では、超音波は乱れを抑制する効果がある。

4. 乱流場に対する超音波の影響

4.1 乱れ強さ・レイノルズ応力 Re 数を7000にしたときの超音波の影響を調べた。図9はそのときの主流方向(a)と管底面垂直方向(b)の乱れ強さを示している。主流方向の乱れ強さは周波数45kHzの超音波照射時に、 $y/H = 0.16$ 付近と管壁近傍

で大きくなっているが、それ以外の領域では大きな差はない。流路中央に近づき、流れが速くなるところで超音波の効果は見られない。一方、(b)の垂直方向では25kHz、45kHzとも超音波照射による乱れ強さの増加が確認できる。超音波照射方向(振動面から上向き方向)で乱れ強さは大きく、乱流場では周波数が高い45kHzの方が顕著な効果が現れている。

図10は超音波を照射したときと照射していない場合の、主流速度と管底面垂直速度の相関関係より算出したレイノルズせん断応力分布である。45kHzのとき、管路底面付近では、レイノルズせん断応力が低下している。先の乱流促進の実験でも見られたように、流路内に存在するキャビテーション気泡群は乱れ強さを低下させる効果を持つ。

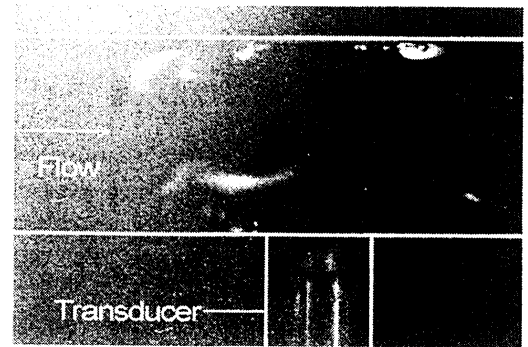


Fig. 7 Visualization of channel flow using sonochemical luminescence, 25 kHz, $P = 40$ W

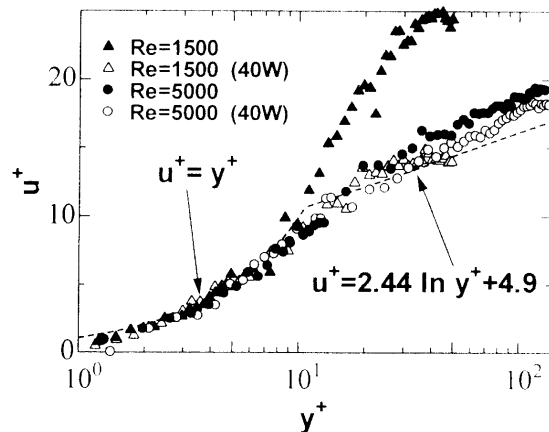


Fig. 5 Mean stream-wise velocity normalized by u_τ and v/u_τ , $x = 400$ mm

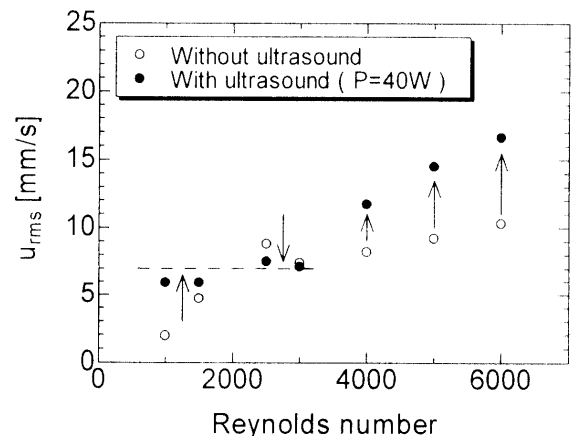


Fig. 7 Variation of turbulence intensity with Re , $x = 0$ mm, $y/H = 0.5$

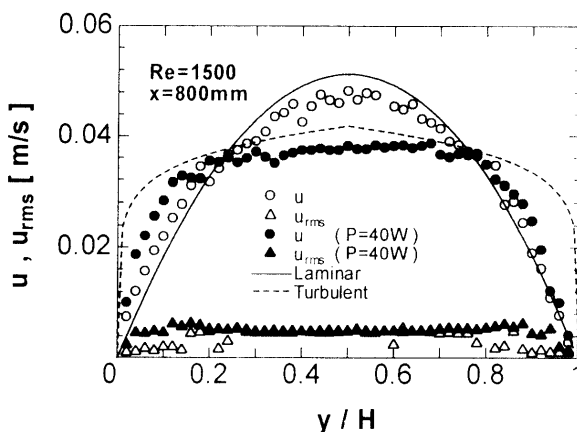


Fig. 6 Velocity profile and u_{rms} , $x = 800$ mm.

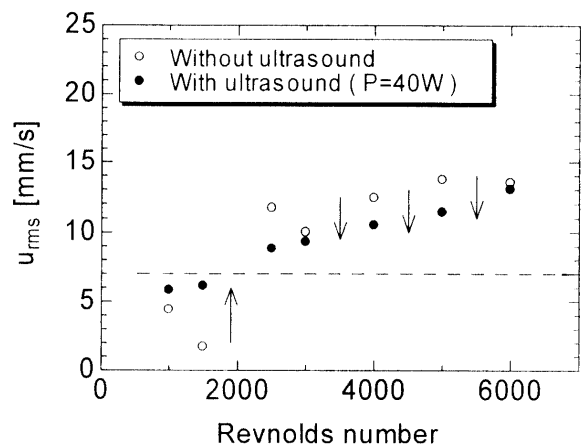


Fig. 8 Variation of turbulence intensity with Re , $x = 0$ mm, $y/H = 0.12$

4.2 台形ホーンによるスパン方向照射実験 流路のスパン方向に超音波を照射し実験を行った。超音波振動装置は超音波振動子の先に台形型ホーン(長さ:120mm, 幅:100mm, 先端の厚さ:1mm, 後端の厚さ:30mm)を取り付け, ホーンの先端が管路の内壁に来るように管路側壁に挿し込んで取り付けている。このホーンにより振動を収束させ, 振幅を増大させるとともに, シート状に超音波を照射する。ホーン中心の高さ y はそれぞれ $y/H = 0.005, 0.035, 0.105$ である。これらは実験に先立って, 圧力勾配とブラジウスの式による壁面摩擦応力との

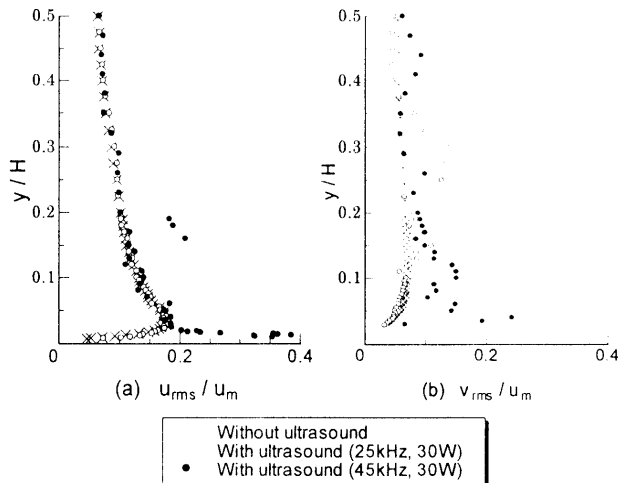


Fig.9 Turbulence intensity. (a) streamwise component, (b) wall-normal component

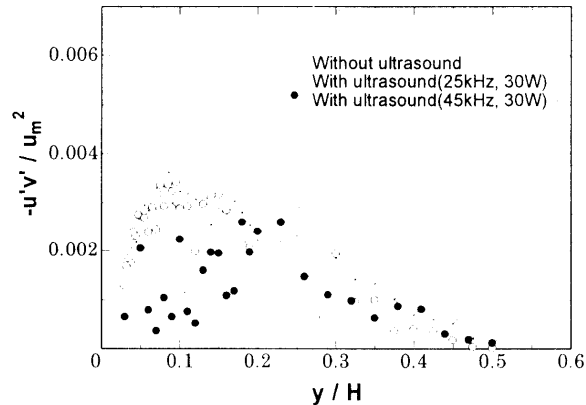


Fig.10 Reynolds shear stress at $Re = 7000$

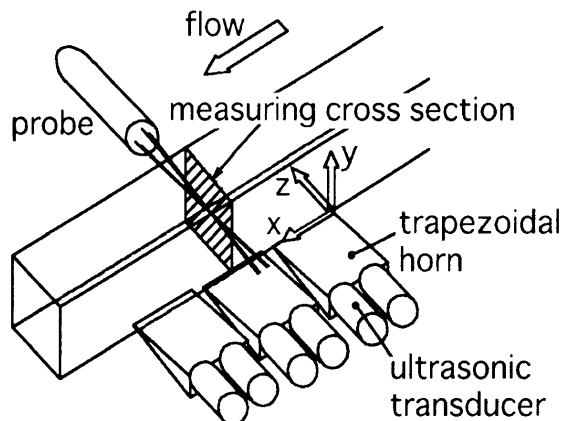


Fig. 11 Turbulence flow by trapezoidal horn transducers

釣り合いから粘性底層, 遷移層, 乱流領域になるように見積もっている。ここではでは3つのホーンの内, 中央のホーン($y/H = 0.035$)に超音波を照射し, ホーン中心断面について測定を行った結果のみ報告する。比較のため超音波非照射時も測定した。ただし, 超音波振動子の周波数は 46.2kHz, 出力は 75W である。

図12は中央のホーン先端中心軸方向(スパン方向)の流速測定の結果である。 Z/H が0.2近傍で流路内に2次流れの影響でスパン方向の流れ速度が最大値をとっている。超音波照射によってホーン先端からスパン方向に流れ(音響噴流)が発生するため, 超音波照射によって流速が増加する。

図13は流路の高さ方向平均速度分布である。図中の $y/H=0.03 \sim 0.04$ に示される実線はホーン先端位置である。管中心から四隅に向かう2次流れによって $y/H=0.2$ 付近で負の値になる。超音波照射時には, ホーンより上の位置で高さ方向速度が正の値をとる。これはホーンから誘起される噴流によって流路中心部で上方に向かう(巻き込む)流れが存在するためである。一連の研究によって, 乱流領域でも流体を操作できる可能性が示された。

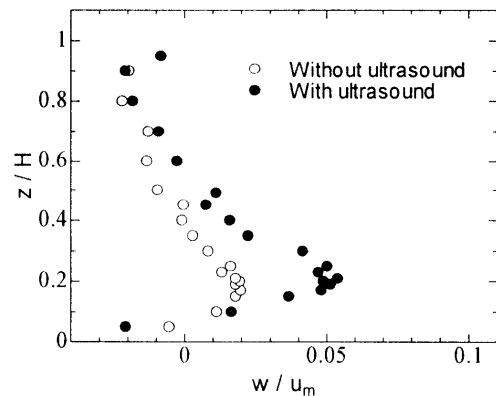


Fig.12 Spanwise setraming in the channel

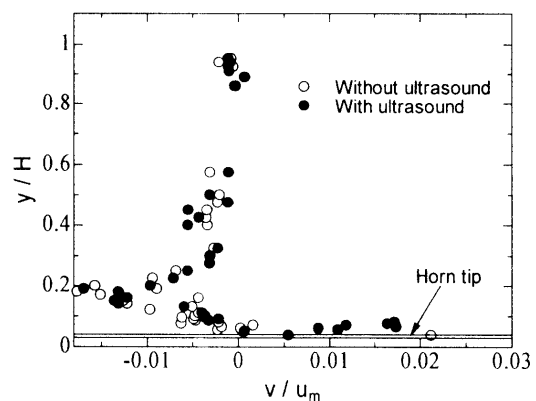


Fig.13 Spanwise turbulence intensity normalized by the bulk mean velocity

参考文献

- (1) Goldstein, D., Handler, R. and Sirovich, L., *J.Fluid Mech.*, **302** (1995)333.
- (2) 笠木 伸英, 機論(B), 67-658, (2001)2.
- (3) 野村・村上・青山・越智, 機論(B), 64-622, (1998)1832.
- (4) S. Hatanaka, K. Yasui, T. Tuziuti and H. Mitome: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) 2962.
- (5) 加藤洋治, 第 75 期通常総会講演会資料集, No.98-1, VI (1998.3, 東京)486.