

# 膜冷却過程における不均一性の発生機構

## 第1報 自己保存条件下の平面壁面噴流の基本特性と装置の性能

大坂 英雄\*・加藤 泰生\*・山田 英巳\*・望月 信介\*・佐藤 恒徳\*\*

### On the Mechanism of Origin of the Non-uniformity in the Film-Cooling Process

#### 1st Report, Fundamental Properties of the Plane Wall Jet in the Self-Preserving State and Performance of the Experimental Equipment

Hideo OSAKA, Yasuo KATOH, Hidemi YAMADA,  
Shinsuke MOCHIZUKI and Tsunenori SATO

#### Abstract

A new wind tunnel for the plane wall jet researches was constructed and examined in order to investigate the mechanism of origin of the non-uniformity in the film-cooling process. The design of the contraction, nozzle portion, settling chamber, diffuser, fans and motors is described in detail. The quantities measured with a linearized hot-wire anemometer were the mean velocity, the turbulence intensities and the Reynolds shear stress. The turbulence, as well as the mean flow, reached a self-preserving state in which the ratio of the maximum velocity to the free stream velocity was 4.1. From the preliminary experiments, it may be right to considered that this wind tunnel has an extensive usefulness for an experimental research for the plane wall jet in the self-preserving state.

#### 1. まえがき

壁面に沿って発達する噴流，すなわち壁面噴流は境界層的分布と自由噴流的分布とが共存する複雑な非対称流場であるが，工学上の興味から過去に多くの研究がなされている<sup>(1)~(5)</sup>。しかしながら，航空機翼面上の境界層制御，タービンブレードの膜冷却およびフィルム乾燥工程にみられる全面膜加熱にみられるように，過

去の研究の多くは平均流及び乱流構造の把握と熱伝達促進との関連に注目されてきた。ところが最近になって，例えば膜冷却過程の不均一性が問題となり，品質の均一化に注目する工業技術の確立が重要となってきた。そのためには，まず膜冷却過程で発生することが知られている不均一性に関する基礎的実験を実施し，その発生メカニズムについて考察を加えることが重要であろう。不均一性の発生要因には種々考えられるようであるが，そのうちの一つであり基本的なものと思われる流れに内在する一種の不安定性および乱れの発生過程に生じることが知られている<sup>(6)</sup>バースト現象との関連については調べられてはいないようである。

\*機械工学科

\*\*山口大学 大学院 工学研究科

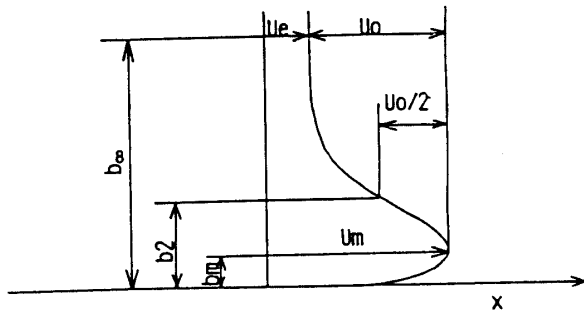


Fig. 1 Will jet notation

壁面噴流の組織構造に注目した報告は大坂らのもの<sup>(7),8)</sup>以外見当らなく、これについてもスパン方向不均一性にまでは言及していない。

そこで本研究では、自己保存条件下の壁面噴流をとりあげ、流れ場の不均一性の発生メカニズムと関連する組織構造を解明することを目的とする。第1段階として、上記目的を達成するための実験装置を製作し、その性能を確かめること及び自己保存流れ場の基本特性を測定した結果について述べる。

以下に、本報告で使用する座標系及び使用記号を示しておく、(Fig. 1 参照)

$x, y, z$ : ノズル出口壁面上中央に原点を持つ直交座標系

$U_e$ : 局所主流速度

$U$ :  $x$  方向平均速度

$U_m$ : 局所平均速度の最大値

$U_o$ :  $(U_e + U_m) / 2$

$U_j$ : 噴流出口速度

$u, v, w$ :  $x, y, z$  方向変動速度

$-\overline{uv}$ : レイノルズ剪断応力

$U_\tau$ : 摩擦速度

$C_f$ : 局所壁面摩擦係数

$S_e$ : 噴流ノズル高さ

$bm$ : 内層厚さ ( $U = U_m$  となる位置の  $y$  の値)

$b_2$ : 半値幅 ( $(U_e + U_m) / 2$  となる位置の  $y$  の値)

$Rm$ : レイノルズ数 ( $U_m b m / \nu$ )

$\rho$ : 空気の密度

$\nu$ : 空気の動粘度

添字記号として次のものを用いる。

$(*)_{rms}$ :  $(*)$  の rms 値

$\overline{(*)}$ :  $(*)$  の時間平均値

## 2. 実験装置及び方法

### 2.1 風洞全体

Fig. 2 に風洞全体図を示す。実験装置は自己保存条件下にある壁面噴流の構造を調べることを目的として、主流を伴う平面壁面噴流の実験を可能とする装置を製作した。

装置の概要を述べると、全長8.5m程度の吹出し形風洞であり、送風機及び電動機部、集合胴及び絞り部、合流部、測定部から成り立っている。主流用送風機部は、SK-3シロッコファン(二幸送風機(株)製)が三相誘導電動機(株東芝製)及びインバータ(株東芝製 VF PACK P1)により可変制御運転される。一方噴流用送風機部は、シロッコファン(株エバラ製)が三相誘導電動機(株安川電機製)及びインバータ(株東芝製 VF PACK P1E)により可変制御運転される。主流部では、ファン出口370×455mmの矩形断面から800×800mmの集合胴に拡大される。ここでは13mm角で240mm長さの硬質塩化ビニル製ハニカム、開口比  $\beta = 0.58$  の金網3枚が整流のため挿入されている。その後、絞り部で400×400mm(絞り比4対1)まで縮小され、主流の速度の均一化と乱れ強さの減衰をはかっている。合流部は断面形状が一様で、噴流部とのなめらかな合流を実現するように配慮されている。噴流部では、ファン出口100mm直径の円形部に同一直径のダクトを接続し、その後210×410mmの矩形断面集合胴にディフューザを介して拡大されている。ここには、13mm角で120mm長さの硬質塩化ビ

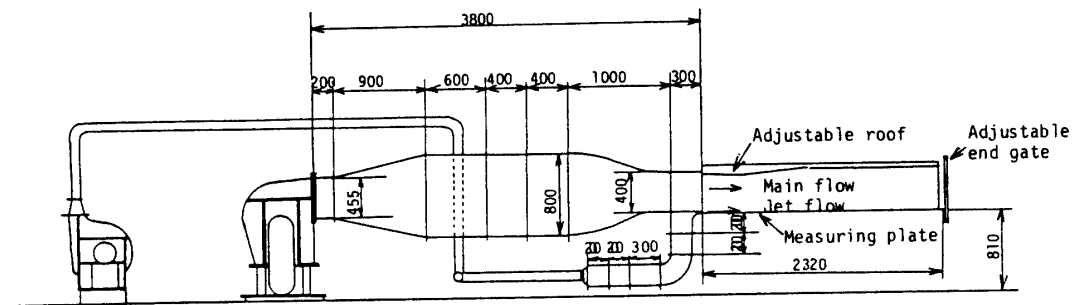


Fig. 2 Experimental apparatus

ニル製ハニカムと開口比  $\beta=0.58$  の金網が5枚挿入してある。その後、曲がり部、合流部を経て主流部と合流する。合流部は主流部と噴流部との流れのなめらかな合流をはかるため一体構造として製作し、主流部と噴流部との境界に注意を払っている。測定部は全長2700mm、幅400mm、高さはおよそ400mmの大きさを持ち、側壁は可視化が可能であるように厚さ10mmの透明なアクリル板を使用し、測定平板はステンレス製である。測定部上壁は圧力勾配の調節が可能ないように上下方向の移動が出来ること、また急激な圧力変化の作成も考慮して3枚のアクリル板(厚さ5mm)から製作している。さらに強い逆圧力勾配を作成するため、測定部最下流断面近傍に開口比  $\beta=0.411$  の金網をエンドゲートとして装着している。

## 2.2 ノズル出口部

Fig. 3にノズル出口部近傍の形状を示す。ここは主流と噴流とのなめらかな合流が必要な部分であり、製作にあたっては十分注意した。主流部と噴流部との境界である境板は、これによる速度欠損をできる限り小さくし、また角における剝離を小さくするように厚さ1mmのステンレス板を用い、最後端部の角をエメリーパーペーパーで磨いている。噴流部の流れを円滑にするため、図示したように案内板及び案内羽根を設置しているが、案内板は前述の境板に装着して板の振動の防止及び撓みを防ぐことをねらった。また、噴流の吹出し部は50mm長さの平行部を設け、出口端で一様な速度分布が得られるように考慮した。ノズル部出口寸法は10mm高さ、幅400mm、であり、主流部寸法は同位置で高さ384mm、幅400mmである。

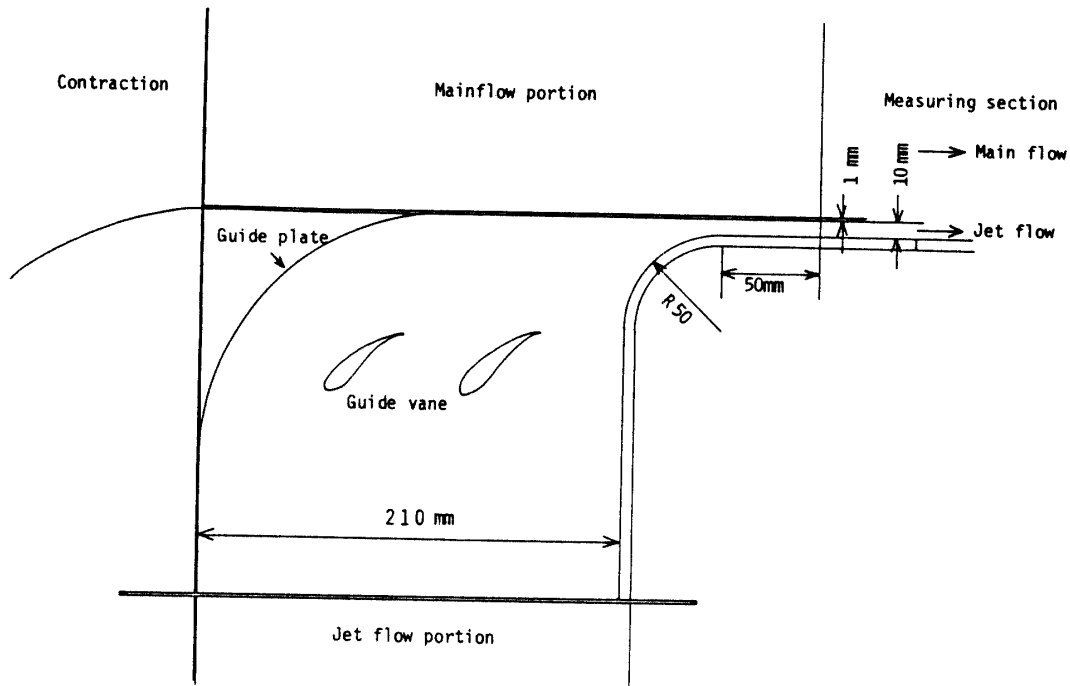


Fig. 3 Schematic diagram of jet flow portion and mainflow portion

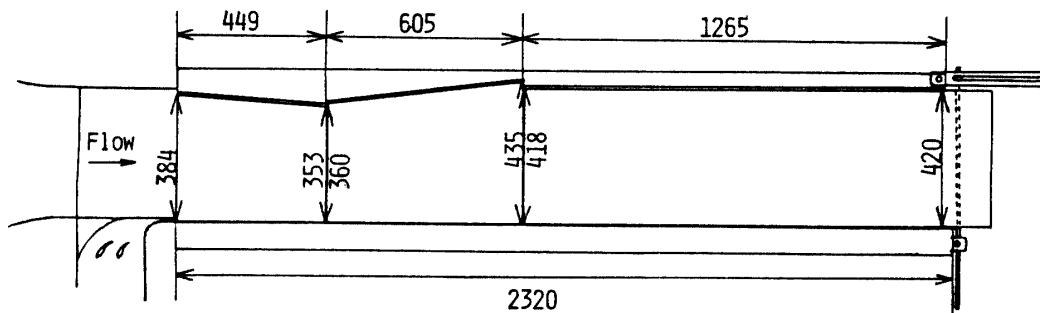


Fig. 4 Working section

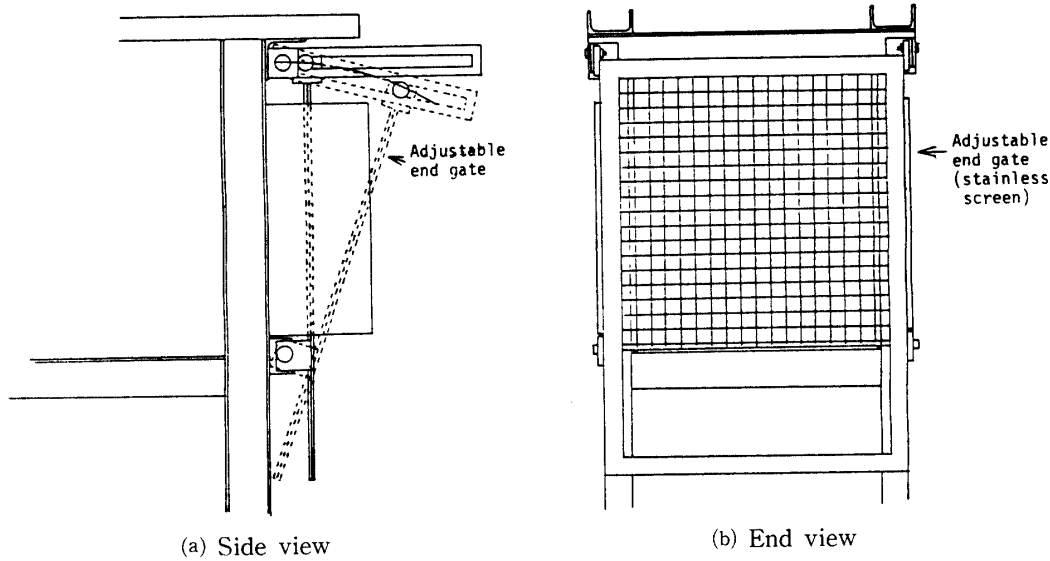


Fig. 5 Adjustable end gate

### 2.3 測定部

Fig. 4 に測定部形状を示す。測定平板は全長2320mm、幅400mm、厚さ5mmのステンレス板で、 $\phi 0.5\text{mm}$ の静圧孔が流れ方向におよそ150mm間隔で設けられている。一方、上壁は圧力勾配の調節が可能となるように、厚さ5mmのアクリル板を使用して、長さ450mm、610mm及び1265mmの3部分に分割して、それぞれ測定平板からの高さを自由に調節できるようになっている。本条件の流れ場を作成した場合、上流、中間及び下流天井板のそれぞれ上端及び下流端の測定平板からの高さは、384mmと353mm、360mmと435mm及び418mmと420mmであった。また、測定部最下流端後部に、さらに強い逆圧力勾配を作成するため、開口比 $\beta = 0.411$ の金網からなるエンドゲートを用いた。Fig. 5 はエンドゲートの形状を示す。本条件の流れ場ではエンドゲートは鉛直位置に設置している。なお、このエンドゲートは最下方部を中心として傾けることにより、種々の圧力勾配に対応できるように考慮されている。

### 2.4 測定装置及び方法

平均速度分布の測定には全圧管(外径1mm)、と静圧管(外径1mmで先端を半球状に整形し、先端から16mmの位置に $\phi 0.35\text{mm}$ の静圧孔を設置)とを用いた。層内の壁近傍における速度分布の測定を可能とするため、先端部形状を0.24mm厚さとなるよう扁平状に整形した。また、全圧管と静圧管との間隔は両管の相互干渉を考慮して13mmとした。

壁面剪断応力の測定は、

① Hammond の式<sup>(9)</sup>を用いる、②クラウド線図<sup>(10)</sup>を用いる、③プレストン管法<sup>(11)</sup>を利用する、の3方法を

用いて評価した。①の方法は、

$$C_f = 0.067 R_m^{-0.258} \quad (1)$$

式(1)により算出する。②の方法は、乱流境界層において広く用いられており、下式

$$U/ur = 5.5 \log(ury/\nu) + 5.45 \quad (2)$$

に最も適合するように  $ur$  の値を決定するものである。③の方法は、プレストン管(外径1mmの全圧管で、先端部と壁面との直角度に特に注意を払ったもの)による全圧と静圧(静圧管を利用)との差を読み、Patel が示した関係式<sup>(11)</sup>を利用して算出する方法である。本研究の場合、3種の方法を並列して利用した。なお、ヘッド差の読み取りは1/100mm精度で行なった。

乱れ強さの3成分及びレイノルズ応力の測定には、×形熱線プローブ(受感部は1mm長さ、線径5 $\mu\text{m}$ のタングステン線で、2本の熱線の抵抗差が0.2 $\Omega$ 以下の場合のみ使用、また熱線とセンサーサポート部との挟角は42~46°の場合を許容)と定温度形熱線流速計(KANOMAX 製、1011、1013ユニット)とを用いて測定した。熱線流速計からの信号は、直接パーソナルコンピュータに入力し、AD変換後、それぞれ必要に応じて処理された。この時、データの採取は10KHz サンプリング時間、9.6秒採取時間で実行された。

測定範囲は、主流速度の条件設定では  $x/S_e = 0 \sim 180$ 、二次元性の検討では  $x/S_e = 136$ 位置で  $y = 2, 13, 71.65, 200\text{mm}$ 高さを、また自己保存条件の平均速度及び乱れ強さ、レイノルズ応力測定においては  $x/S_e = 50 \sim 150$ の範囲について測定した。

### 2.5 実験条件

大きい余剰速度を持つ壁面噴流 (Strong wall jet)

をねらって「速度比  $U_j/U_{e0} = 4.1$  (噴流出口速度  $U_j = 30\text{m/s}$ , 出口主流速度  $U_{e0} = 5.16\text{m/s}$ ) の自己保存流れ場を作成した。このとき、出口レイノルズ数  $U_j S_\ell / \nu = 21 \times 10^3$  であった。上記の条件を満足する流れ場は後述する図で示すように、 $x/S_\ell = 50 \sim 150$  の範囲であった。

### 3. 実験結果及び考察

#### 3.1 自己保存の条件

壁面噴流における自己保存の条件を、Irwin<sup>(12)</sup>に従って誘導しておく。乱流の場合の境界層方程式は粘性応力を無視すると、次式のように書くことができる。また、連続の方程式も並記しておく。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial(\bar{u}^2 - \bar{v}^2)}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}v}{\partial y} = U_e \frac{dU_e}{dx} \quad (3)$$

$$\partial U / \partial x + \partial V / \partial y = 0 \quad (4)$$

平均速度及び乱れ強さ、レイノルズ剪断応力について、次式のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} U &= U_e + U_0 \cdot f(\eta), \quad \bar{u}v = U_0^2 \cdot g_{12}(\eta) \\ \bar{u}^2 &= U_0 \cdot g_{11}(\eta), \quad \bar{v}^2 = U_0^2 \cdot g_{22}(\eta) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで、 $\eta = y/y_0$ ,  $y_0$  は長さのスケール、 $U_0$  は速度のスケールである。

式(5)を式(3)に代入し、式(4)を利用すれば、次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{y_0}{U_0} \frac{\partial U_0}{\partial x} \right\} \{ f^2 + 2(g_{11} - g_{22}) \} \\ & + \left\{ \frac{y_0}{U_0^2} \frac{d(U_e U_0)}{dx} \right\} f - \left\{ \frac{1}{U_0} \frac{dU_e y_0}{dx} \right\} \eta f \\ & - \left\{ \frac{1}{U_0} \frac{dU_0 y_0}{dx} \right\} f^2 \int_0^\eta f d\eta - \left\{ \frac{dy_0}{dx} \right\} \\ & \eta (g'_{11} - g'_{22}) + g'_{12} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、プライムは  $\eta$  に関する微分を示す。式(6)において、 $f$ ,  $g_{12}$ ,  $g_{11}$ ,  $g_{22}$  が  $x$  に依存しないならば、 $\{ \}$  の中の項も  $x$  に独立でなければならない。したがって、 $dy_0/dx$ ,  $U_0/U_e$ ,  $(y_0/U_0)dU_0/dx$  の値は一定とならなければならない。

$$y_0 \propto (x + x_0) \quad (7)$$

$$U_e \propto (x + x_0)^m \quad (8)$$

指数  $m$  については、式(6)を  $\eta = 0$  から  $\infty$  まで積分することによって得られる。境界条件は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} f(\infty) &= 0, \quad g_{12}(\infty) = 0 \\ g_{12}(0) &= -u\tau^2/U_0^2 \end{aligned} \quad (9)$$

これより、 $g_{12}$  が  $x$  に依存しないならば、 $u\tau/U_0 = \text{一定}$ 、すなわち局所壁面摩擦係数が一定となることがわかる。さて、式(6)を  $\eta = 0$  から  $\infty$  まで積分し、さらに垂直応力

項 (乱れ強さに関する項) を無視すれば、 $m$  について次式が得られる。

$$m = -1 / [H(1 + 1/\beta) + 2] \quad (10)$$

ここで、

$$\beta = (-\delta^*/\gamma^2 U_e) dU_e/dx, \quad \gamma = u\tau/U_e,$$

$$\delta^* = \int_0^\infty (1 - U/U_e) dy,$$

$$\theta = \int_0^\infty (U/U_e)(1 - U/U_e) dy, \quad H = \delta^*/\theta$$

である。したがって、主流速度の変化率と速度分布との組み合わせにより多数の自己保存の条件を満足する流れ場を作成できる可能性がある。いま、表面摩擦応力が零のとき、 $|\beta| = \infty$  で式(10)から、下式を得る。

$$m = -1 / (H + 2) \quad (11)$$

上式は、表面摩擦応力が零の場合、すなわち自由乱流の場合の結果である。

以上より、自己保存の条件に必要な関係は

$$y_0 \propto (x + x_0) \quad (12)$$

$$U_e \propto (x + x_0)^m \quad (13)$$

となる。

#### 3.2 流れ場の作成及び二次元性の検討

自己保存の条件を満足し、かつ  $U_m/U_e = 4.1$  の速度比を持つ流れ場を作成した。Fig. 6 は局所主流速度の流れ方向変化を示す。図から、 $x/S_\ell = 50 \sim 150$  の範囲で対数直線上に  $U_e$  分布がのっており、式(13)で得られた条件を明らかに満足しているのがわかる。この場合の結果は、 $U_e = 0.0842(x + x_0)^{-0.468}$  で表わすことができる。次に、このような条件下における流れ場の二次元性を調べてみた。Fig. 7 は噴流吹出口における平均速度分布のスパン方向変化を示す。ノズル出口速度  $U_j = 30\text{m/s}$  で、ノズル高さ  $10\text{mm}$  の場合の2箇所の高さ  $y = 3$  及び  $8\text{mm}$  の結果である。いづれの高さとも、 $Z/S_\ell = -17.5 \sim 17.5$  の範囲で、平均速度は一樣な分布を示しており、二次元性はスパン方向の広い範囲で得られていることがわかる。また、自己保存の条件が得られている範囲のうちで、 $x/S_\ell = 136$  位置の  $y = 2, 5, 13, 71.65$  及び  $200\text{mm}$  高さで平均速度のスパン方向分布を調べた。Fig. 8 にその結果を示す。この図では、縦軸は局所の平均流速を  $Z = 0$  のその値で除した値を示している。ここで示したスパン方向の範囲で結果は  $\pm 3\%$  程度 ( $y = 71.65\text{mm}$  を除く) の一樣性を持っており、二次元性が得られているものと判断した。ただ、 $y = 71.65\text{mm}$  (半値幅) 高さの結果は  $Z/S_\ell$  の正の範囲で速度分布が低下しているが、この原因は今のところ不明である。

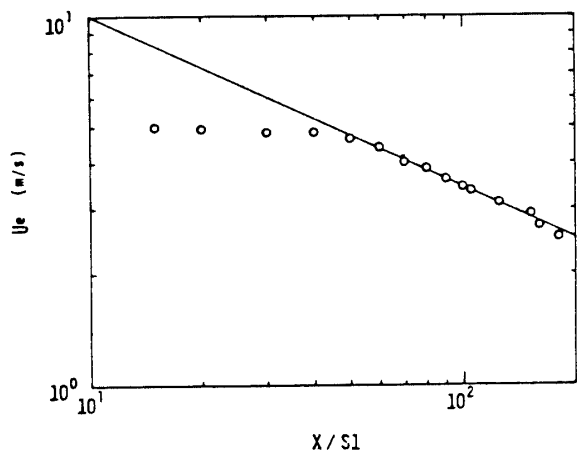


Fig. 6 Power-law variation of external flow velocity

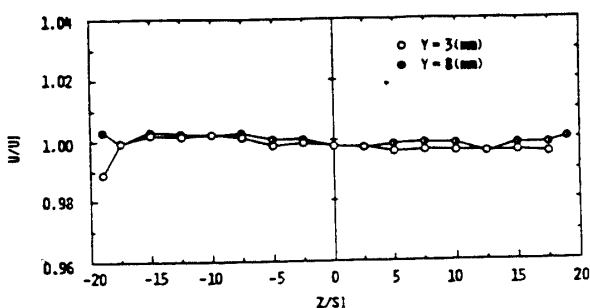


Fig. 7 Lateral variation of mean velocity at nozzle exit

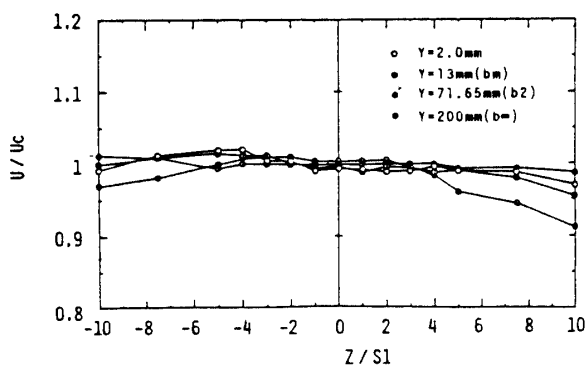


Fig. 8 Lateral variation of mean velocity at  $x/S_1 = 136$

### 3.3 平均速度分布及び各尺度の変化

Fig. 9は平均速度分布のy方向変化を示したもので、縦軸は半値幅  $b_2$  で距離  $y$  を無次元化し、横軸は  $(U - U_e)/(U_m - U_e)$  を示す。  $x/S_1 = 57 \sim 137$  の分布は相似性を示しており、自己保存の条件を満足しているのがわかる。図中に示した Irwin の結果 (実線) <sup>(12)</sup> と比べ

てほぼ同じ分布形状を示しているが、  $bm/b_2$  の値を比べると、本結果は0.185であり、一方 Irwin のものは0.214であり異なっている。これは主流を持つ壁面噴流において、自己保存の条件が得られても速度比が本結果では4.1, Irwin では2.65と大きく異なっているため、  $bm/b_2$  の値に差が生じたものと考えられる。 Fig. 10は壁面近傍の速度分布が対数速度分布形状を示すかどうかを確かめるため、縦軸を  $u^+ = U/u\tau$ 、横軸を  $y^+ = u\tau y/\nu$  で表示したものである。なお、摩擦速度  $u\tau$  はプレストン管で求めた壁面剪断応力から算出した。図中には、Patel の式<sup>(11)</sup>を実線で示している。結果をみると、  $y^+ = 50 \sim 300$  の範囲ですべての結果は相似となっており、ほぼ  $u^+ = 4.66 \log y^+ + 7.30$  で表わすことができる対数直線部が存在するようである。これより、乱流境界層や円管流と同様、自己保存条件の壁面噴流においても対数法則が成立するものといえる。 Fig. 11は壁面摩擦係数  $C_f$  をレイノルズ数  $R_m$  に対して示したもので、同図には Guitton の式<sup>(13)</sup>、Bradshaw & Gee の式<sup>(14)</sup>及び Mc Gahn の式<sup>(15)</sup>も示している。なお、本結果はクラウザー線図、プレストン管及び Hammond の式<sup>(9)</sup>を用いて算出した。3種類の方法で算出した  $C_f$  の値はかなり異なるが、  $R_m$  に対しては同傾向を示している。しかしながら、これらの結果は Guitton の式及び Mc Gahn の式とほぼ同程度の値を示している。壁面噴流の場合、いぜんとして信頼のおける  $C_f$  の値は不明であり、データの蓄積が必要である。本結果もその意味で良好な  $C_f$  の値を示していると考えてよい。

次に、速度及び長さの尺度の流れ方向を調べる。 Fig. 12は  $U_0/U_j = (U_m - U_e)/U_j$  の変化を示す。結果をみると、  $(U_0/U_j)^{-1/0.468}$  の直線上に本測定値はのっており、主流速度  $U_e$  が  $(x + x_0)^{-0.468}$  に比例することとあわせると、本流れ場は自己保存の条件を満足していることがわかる。また、同図中に示してある Irwin の結果と本流れ場の結果は異なっているが、これが前述した  $bm/b_2$  の値に差を生じさせているものと思われる。 Fig. 13は半値幅  $b_2$  及び内層厚さ  $bm$  の変化を示す。同図中に、Irwin の結果を破線で示している。結果をみると、  $b_2 \propto 0.045(x + x_0)$  及び  $bm \propto 0.00926(x + x_0)$  の関係を示しており、自己保存の条件を満足しているのがわかる。 Irwin の結果と比べ、本結果は  $b_2$ 、  $bm$  とともにほぼ同様の傾きを示している。

### 3.4 乱れ強さ及びレイノルズ応力分布

Fig. 14, 15及び16はそれぞれ乱れ強さの  $x$ 、  $y$  及び  $z$  方向成分を示したもので、  $U_m - U_e$  を代表速度として無次元化している。また、それぞれの図中に Irwin の

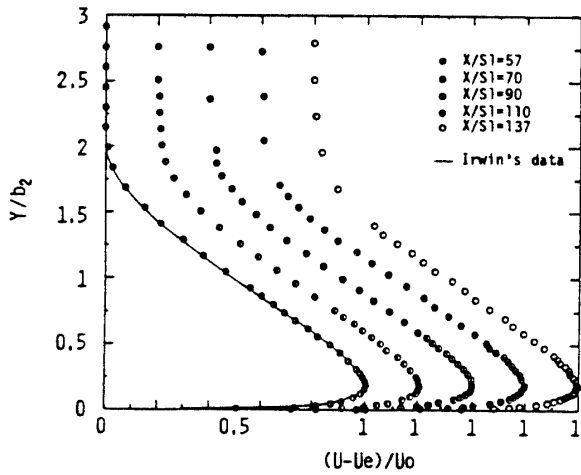


Fig. 9 Mean velocity profiles

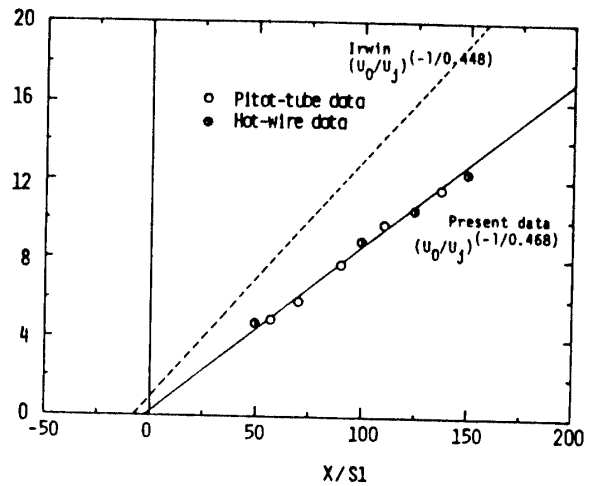


Fig. 12 Variation of velocity scale

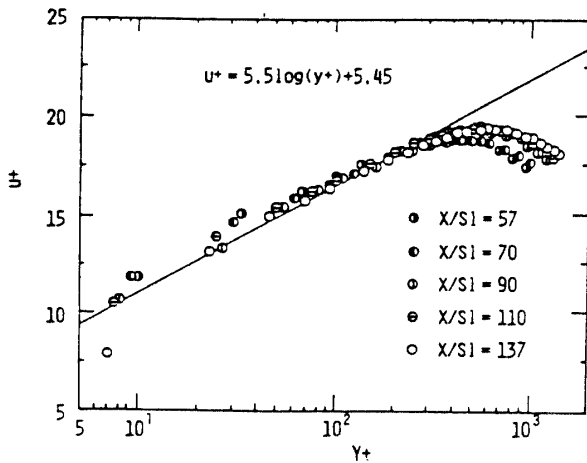


Fig. 10 Semi-logarithmic plot of mean velocity in the wall region

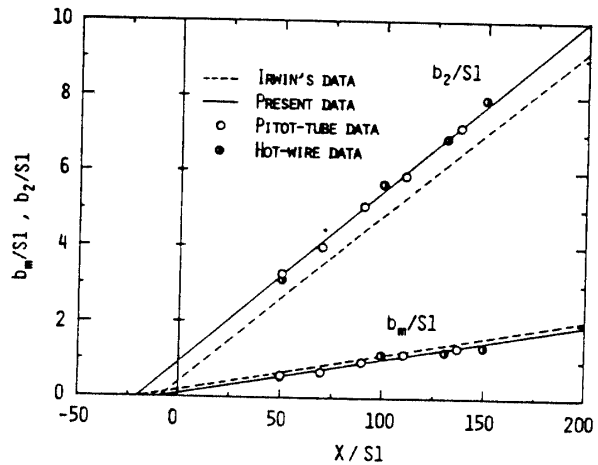


Fig. 13 Variation of length scale

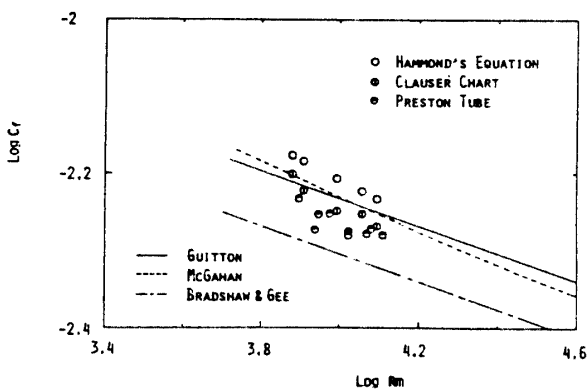


Fig. 11 Comparison of skin friction with empirical law for wall jets

結果を示している。 $u_{rms}/U_0$ 分布は  $x/S_\ell = 50 \sim 150$  の範囲で相似性を示す。分布は  $y/b_2 \approx 0.8$  で最大値 0.2 の値をとっており、全体的に Irwin の結果よりやや小さい。 $v_{rms}/U_0$  分布は  $y/b_2 \approx 0.8$  で最大値 0.145 をとっている。分布は全体として Irwin の結果とほぼ同様である。

$w_{rms}/U_0$  分布は  $x/S_\ell = 125$  の結果しか測定していないが、 $y/b_2 \approx 0.8$  で最大値 0.17 をとっており、かつ Irwin の結果とほぼ同様の分布を示している。以上の結果から、本流れ場は順調な発達をしている自己保存条件下の壁面噴流であるといえる。Fig. 17 はレイノルズ応力  $\overline{uv}/U_0^2$  の分布を示す。比較のため、Irwin の結果も合わせて示している。 $\overline{uv}/U_0^2$  分布は  $x/S_\ell = 50 \sim 150$  の範囲ではほぼ相似性を示しており、 $y/b_2 \approx 0.8$  で最大値 0.011 をとっている。また、 $y/b_2 \approx 0.17$  で  $\overline{uv} \approx 0$  となっており、最大流速をとる位置よりやや低い位置である。Irwin の結果と比べ、本結果は全体的に値が低い分布傾向は同様である。以上の結果から、本流れ場は十分発達した自己保存条件下の流れとなっていると判断できる。

#### 4. まとめ

自己保存の条件下における壁面噴流中に発生する不均一性のメカニズムの解明を目的として、実験装置の

製作と流れ場の基本特性の測定を実施した。これより、 $Ue \propto (x + x_0)^{-0.468}$ という自己保存の条件を満足する流れ場を製作することができた。基本特性をみると、 $x/S_\ell = 50 \sim 150$ の範囲で、速度比  $Um/Ue = 4.1$ 、 $Ue \propto 0.0842(x + x_0)^{-0.468}$ 、 $b_2 \propto 0.045(x + x_0)$ の関係が得られた中で、平均速度分布、乱れ強さ及びレイノル

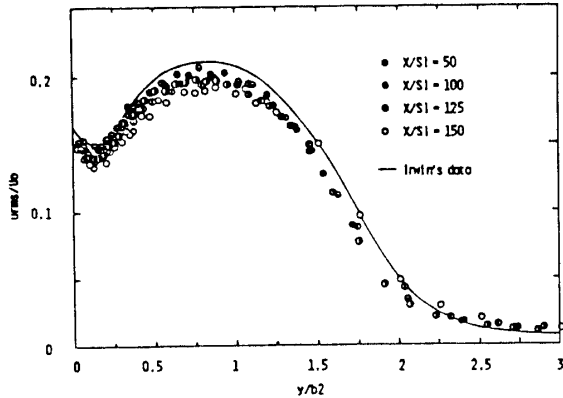


Fig. 14 Streamwise component profiles of turbulent intensity

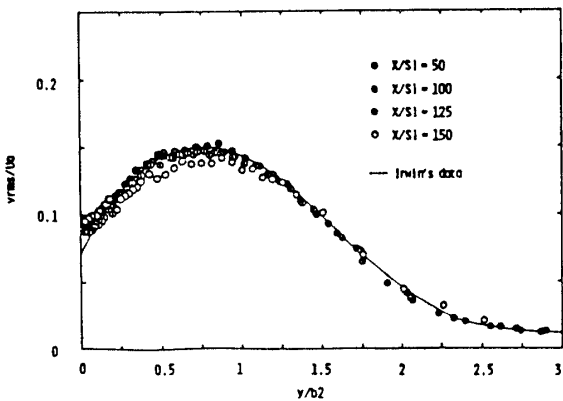


Fig. 15 Normal component profiles of turbulent intensity

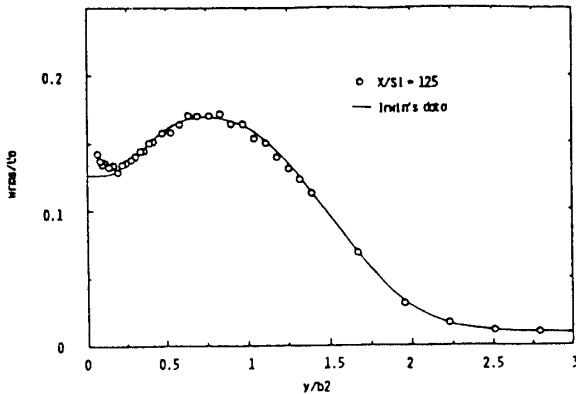


Fig. 16 Lateral component profile of turbulent intensity

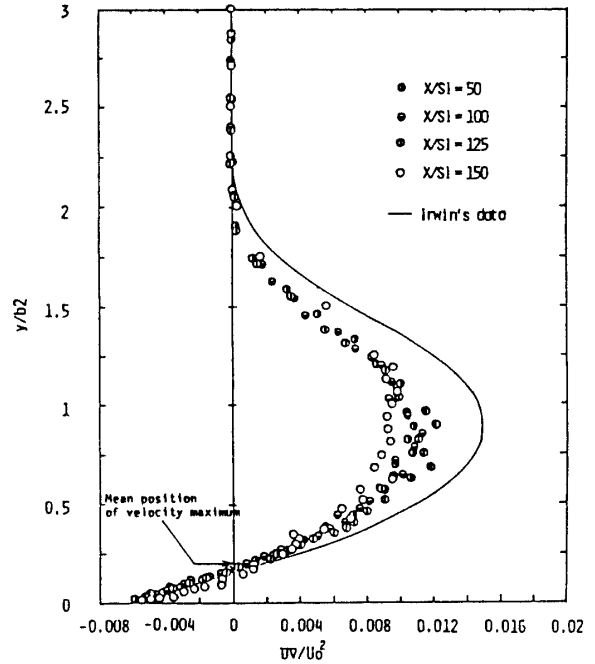


Fig. 17 Reynolds shear stress profiles

ズ応力分布は相似性を示した。以上から、膜冷却過程にみられる不均一性の発生メカニズムを解明することを目的として製作された壁面噴流の流れ場は、十分有用であることが確かめられた。

本研究の一部は谷川熱技術振興基金より援助を受けた。記して謝意を表する。

### 文 献

- 1) Glauert, M. B., J. Fluid Mech., 1 (1965), 625
- 2) Alcaraz, E 他 2 名, Phys. Fluids, 20-2 (1977), 203
- 3) Wilson, D. T. and Goldstein, R. J., Trans. ASME, Ser. I., 98-3 (1976), 550
- 4) Kurka, V. and Eskinazi, S., J. Fluid Mech., 20(1964), 555
- 5) Schwarz, W. H. and Cosart, W. P., J. Fluid Mech., 10 (1961), 481
- 6) Kline, S. J. 他 3 名, J. Fluid Mech., 30 (1967), 741
- 7) 大坂他 3 名, 機論B, 52-483 (昭61), 3729
- 8) 大坂他 3 名, 機論B, 53-487 (昭62), 824
- 9) Hammond, G. P., J. Fluids Eng. 104 (1982), 59
- 10) 中村, 大坂, 工科系流体力学 (共立出版), 昭60
- 11) Patel, V. C., J. Fluid Mech., 23 (1965), 185
- 12) Irwin, H. P. A. H., J. Fluid Mech., 61 (1973), 33



- 13) Guitton, D. E. and Newman, B. G., J, Fluid Mech., 81 (1977), 155
- 14) Bradshaw, P. and Gee, M. T., A. R. C., R&M., No3252, (1962)
- 15) Mc Gahan, W. A., Gas Turbine Lab., M. I. T., No82, (1965)

(昭和63年4月9日受理)