軸対称空気噴流の垂直衝突(実験)*

円能寺 久行**, 浅沼 強**

Normal Impingement of an Axisymmetric
Turbulent Air Jet (Experiments)

Hisayuki ENNOJI and Tsuyoshi ASANUMA

In order to clarify the flow characteristics of a circular turbulent air jet impinging normally onto a flat surface, the distributions of jet velocity and its turbulence intensity in the impingement region of the jet were measured in detail by hot-wire anemometry by changing the jet nozzle diameter, initial jet velocity and impinging height etc.. Consequently, those measurements were found to be similar to the velocity distribution in the free or wall jet region respectively, and also showed a reasonable agreement with the results calculated numerically assuming a new velocity distribution on the inflow boundary line of the impingement region.

Key Words: Fluid Mechanics, Axisymmetric Air Jet, Normal Impingement, Impingement Region, Velocity Distribution, Turbulence Intensity

1. 緒 言

壁面に垂直に衝突する軸対称空気衝突噴流の流動特性を明らかにするために、衝突領域内の流れを非粘性回転流れと仮定し、また衝突領域の流入面上に完全発達した自由噴流の実測した速度分布を仮定して数値計算を行い、その計算結果と実験値とを比較したところ、壁面近傍を除けば両者はかなりよく一致することはすでに報告した⁽¹⁾。

ところで、垂直衝突噴流の衝突領域内における流れに関する実験的研究としては、一定の実験条件のもとに動圧および静圧の分布を測定したもの⁽²⁾、噴流中心流速、壁面近傍の最大流速および壁面圧力などの分布を測定して計算結果と比較したもの^{(3)~(5)}、および計算のみ行って他人の実験値と比較したもの^{(6)~(8)}などが発表されている。しかし、これらの研究はいずれも噴流中心軸上や壁面近傍の単純な流れにのみ注目しており、噴流の流れ方向が大幅に変化する衝突領域内の流れについての詳細な測定を行っていない。ただ最近 Beltaos ら⁽⁹⁾が噴流方向の流速分布や静圧分布などの

広範な測定を行っているが、測定にはピトー管を使用しており、壁面方向の流速や乱れなどについての測定は全く行っていない。

本実験ではノズル直径、ノズル出口速度および衝突高さなどのパラメータを広範囲に変えながら、衝突領域の全域にわたって噴流方向流速、壁面方向流速、それらに対する乱れおよび壁面圧力などの分布を詳細に測定している。なお、流入面における新しい流速分布を仮定して前報と同じ手法で求めた計算結果と本実験結果とを比較して、衝突領域内の流動特性についても考察している。

2. 実験装置

2.1 実験装置 使用した衝突噴流の実験装置を図1に示す。ルーツブロワ(容量5 m³/min)から送られる空気は、サージタンクで脈動を防止し、塩化ビニール管(内径50 mm)、流量調節弁およびフレキシブルなビニールホース(内径50 mm)を経て層流形流量計に入り、整流されて軸対称ノズル(出口直径 d_0)より設定ノズル出口速度(w_0)で噴出し、ノズルから衝突高さ(h)の位置に置かれた平板に垂直に衝突する。供試ノズルは風洞用ノズルの設計⁽¹⁰⁾に準じて製作されており、検定試験の結果⁽¹¹⁾によるとノズル出口にお

* 昭和61年10月6日 第64期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和61年4月17日。

** 正員、東海大学工学部(〒259-12 平塚市北金目1117)。

ける速度分布はほぼ一様であり、またその乱れ強さはレイノルズ数 $Re_o = 6.75 \times 10^4$ で約 0.3% とかなり小さい。衝突平板は表面の滑らかなアクリル樹脂製(幅×奥行=900 mm×900 mm, 板厚 15 mm)であり、300 mm の範囲で水平面内の前後左右に微動できるトラバース装置と 450 mm の範囲で上下する油圧シリンダに載せてある。

2・2 計測装置 流速および乱れの測定には、5 μ m のタングステン線をセンサとする I 形および X 形プローブの熱線流速計(司測研製 HC 30)を用いる。流速計の校正はピトー管を用いて行うが、その詳細についてはすでに述べている⁽¹¹⁾のでここでは省略する。

I 形熱線プローブはポテンショメータ付の電動トラバース装置に取付け、流速および乱れを 2 台の X-Y レコーダに適当な尺度で同時に記録できる。それゆえ噴流中心軸上や壁面近傍における流れ方向の比較的確った断面上においては測定が容易である。

これに対し、衝突領域の内部では流れ方向が噴流軸方向から壁面に平行な方向まで約 90° 変化するので X 形プローブを用いて二次元的な測定をしなければならない。あらかじめ校正された X 形プローブは、プローブサポートを中心に回転可能であり、かつ上下左右に直線移動(各 300 mm)できる微動装置に取付けられており、測定点ごとに両センサの出力差から噴流中心軸に対する流れ方向と、流速および乱れの分布をレコーダに記録して求めることができる。

壁面圧力は、衝突平板の中心に設けられた直径 0.5 mm の静圧孔に働く壁面圧力をゲッチングマン形マノメータのアルコール液面の高さから 0.05 mm の精度で読取る。なお、この衝突平板は前述のように、水平面内で微動させることができるので、任意の間隔で壁面

圧力分布の測定が可能である。

3. 実験方法

3・1 垂直に衝突する軸対称噴流 ノズル直径(d_o)、ノズル出口速度(w_o)および衝突高さ(h)における軸対称衝突噴流の模式図が図 2 に示してある。ノズル出口から断面 $b'ab$ までが自由噴流領域(I)、破線で囲まれた $b'abcOc'$ が本研究で注目している衝突領域(II)、また bc および $b'c'$ の外側が壁面噴流領域(III)である。

軸対称の衝突噴流では、噴流中心軸を通る断面で考えるとき、いずれの領域においても r, z 成分をもつ二次元流れとみなすことができる。よって以下においては流速および乱れの r 方向成分 u, u' と z 方向成分 w, w' についてのみ考えることにする。

また、図 2 における各流速分布(u, w)の最大流速(u_m, w_m)、および噴流中心軸から流速が最大流速の 1/2 となるまでの距離である流速半値幅(b_u, b_w)をそれぞれ流速および長さの無次元化に利用する。

3・2 実験条件 表 1 に示すように、供試ノズルは直径 $d_o = 20$ mm および 30 mm のものを使用し、ノズル出口流速(w_o)の選択に当たってはまず衝突後の流速が小さ過ぎて精度を損ねないことと、直径 d_o と流速 w_o によるノズル出口レイノルズ数(Re_o)が表 1 の範囲になるよう考慮してある。また衝突高さ(h)は自由噴流のポテンシャルコア内($h/d_o = 3$)、遷移領域($h/d_o = 6$)および完全発達領域($h/d_o = 10 \sim 30$)といった各領域の噴流が衝突するよう選定されているが、本実験では主として完全発達領域の噴流に注目している。

3・3 実験方法 まず衝突平板の水平度を調べ、ノズル端面をこれと平行にして衝突高さ(h)を設定し、既定のノズル出口速度(w_o)の噴流を平板に衝突

図 1 実験装置

図 2 衝突噴流の概要

させながら平板を水平に移動して壁面圧力分布を測定するとともに、よどみ点(座標原点)を求める。このよどみ点とノズル中心を結ぶ直線を噴流中心軸とし、熱線プローブ微動装置の運動の基準とする。

軸対称噴流の場合、噴流中心軸上においては二次元流れと見なし得るから、あらかじめI形プローブを用いて中心流速および乱れ強さを測定しておき、これを後のX形プローブによる測定値と比較して常時精度を確認する。

次に、衝突領域における噴流中心軸を含む断面内の流れを二次元(r, z)流れと見なし、X形プローブを移動しながら断面(Oabc)内の各測定点における流れ方向と流速の r, z 成分(u, w)を測定する。この際X形プローブの支柱を壁面と平行に置いて回転するため、支柱の半径(約3mm)以下の壁面近傍の流れは測定できない。したがって、3mm以下の壁面近傍の流れはI形プローブを用いて測定する。なおこの際、プローブサポートは壁面に対して約 30° 傾けて設置し、プローブ先端が壁面に接する点を $z=0$ とする。(このとき、壁面から熱線の中心までの実距離は約0.012mm程度である。)

4. 実験結果および考察

4.1 衝突領域の高さ(z_i)

4.1.1 中心流速の減衰 自由噴流および衝突噴流(衝突高さ比 $h/d_o=3\sim30$)の中心軸上における平均流速が図3に比較してある。衝突噴流の中心流速は、壁面に衝突するため自由噴流のそれから分岐して急速

表1 実験条件

Nozzle Diameter	$d_o(\text{mm})$	20 & 30
Initial Jet Velocity	$w_o(\text{m/s})$	34 & 45
Initial Reynolds Number	Reo	45300~90000
Nozzle Height Ratio	h/d_o	3, 6, 10, 15, 19, 23 & 30

図3 噴流中心軸上の流速分布に対する壁面の影響

に減衰し、壁面上で零になっている。ノズル出口($z^*/d_o=0$)からこれらの分岐点までの範囲が自由噴流領域であり、またこの点から衝突平板までが衝突領域と一般に定義されている。図3によると、この衝突領域の高さ(z_i)は衝突高さに比例して大きくなっていることがわかる。いま、各衝突噴流の中心流速(w_m)をノズルから同じ距離における自由噴流の中心流速(w_{mf})で無次元化し、衝突壁面からの高さ(z)と衝突高さ(h)との比(z/h)に対してプロットし直すと図4のようになる。図4にはノズル出口速度(w_o)、ノズル直径(d_o)および衝突高さ比($h/d_o=3\sim30$)などのパラメータを種々変えた場合の中心流速分布が示してあるが、 $h/d_o=3$ の場合を除き、いずれも1本の曲線によくそろっており、衝突高さ比 $h/d_o\geq 6$ の場合中心流速の減衰曲線はノズル初速度やノズル直径に無関係に相似であるということが出来る。また、自由噴流と衝突噴流の分岐点は図4の $w_m/w_{mf}=1.0$ の点に相当し、この点における z の値が衝突領域の高さ(z_i)である。ただし、通常 $w_m/w_{mf}=1.0$ の点を正確に求めることは困難なので、 $w_m/w_{mf}=0.99$ の点を通る z/h の平均値とすると、衝突領域の高さの比(z_i/h)は衝突高さ(h)に無関係に、

$$z_i/h \approx 0.15 \quad \dots\dots\dots (1)$$

と見なすことができる。

また図4には後述する式(3)の新しい流入速度分布を仮定して行った計算値が比較してある。計算値は非粘性解であるため、乱流の実測値より若干大きくなっているが、十分の精度で実測値を近似していると考えてよい。

4.1.2 中心乱れ強さの分布 自由噴流および衝突噴流の中心流速に対する乱れ強さの分布が図5に示してある。自由噴流の中心乱れ強さは $z^*/d_o < 6$ では非

図4 衝突領域における噴流中心軸上の流速の減衰

常に小さく、 $6 < z^*/d_o < 10$ においてかなり急激に増加しているが、完全発達領域の $10 < z^*/d_o$ ではほぼ一定値 ($w_c/w_m = 0.2$) を示している。

いま、衝突噴流の中心乱れ (w_c) を同じ z^*/d_o における自由噴流の中心乱れ (w_{cf}) で無次元化し、壁面からの高さ z と衝突高さ h の比 (z/h) に対してプロットしたものが図 6 である。図 6 にはノズル直径 (d_o)、噴流初速度 (w_o) および衝突高さ比 (h/d_o) などのパラメータを変えた場合の結果が示してある。ポテンシャルコアの先端が直接衝突する $h/d_o = 6$ の場合を除き、完全発達領域 ($h/d_o > 10$) の噴流が衝突する場合にはことごとく 1 本の曲線上によくそろい、相似な分布を示している。また、自由噴流の中心乱れとの分岐点に相当する点 ($w_c/w_{cf} = 1.0$) は

$$z_i/h \approx 0.15 \quad \dots\dots\dots (1)'$$

と見ることができ、これは図 4 の中心流速から求めた衝突領域の高さ (z_i/h) と一致している。それゆえ噴流中心軸上の乱れの測定値からも衝突領域の高さを求めることができるというよいだろう。

4.2 衝突領域の広がり (r_i) 衝突壁面上の圧力 (p) をよどみ点圧力 (p_o) で、また r 座標を衝突高さ h で無次元化して両者の関係を示したものが図 7 である。図 7 には衝突高さ (h) を変えた実測値が示してあるが、噴流のポテンシャルコアおよびその先端がそれぞれ衝突する $h/d_o = 3$ および 6 の場合を除き、 $h/d_o \geq 10$ の場合の圧力分布はよくそろっており、相似性のあることがわかる。同様な相似性はノズル直径 (d_o) および噴流初速度 (w_o) などのパラメータを変えて実測した後述 (図 19) の壁面圧力分布についても成立している。

すでに述べた図 2 における衝突領域の広がり (r_i) は壁面圧力が最大値を示すよどみ点 (O) から、壁面圧力が減衰して大気圧になる点までの距離と定義されている。前報⁽¹⁾の計算過程で求めた理論的な衝突領域の広がり (r_i) は

$$r_i/h \approx 0.3 \quad \dots\dots\dots (2)$$

であり、図 7 によると実験値はこれと完全に一致していることがわかる。

4.3 衝突領域内流れの数値計算

4.3.1 新しい速度分布による数値計算 衝突領域内流れの数値計算は図 2 における流入面 (b'ab) の速度分布を仮定し、非粘性流として行う。前報⁽¹⁾では速度分布の近似式としてよく知られている Gauss 関数と Görtler の解を仮定したが、この両近似式は図 8 に示すように実験値とあまりよく一致しているとはいえない。よって、本報では実験値と最もよく一致する

と思われる新しい速度分布の式

$$-W = (1 + C_3 R^2)^{-4} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を流入面の流速分布として使用する。ここで、 $C_3 = \sqrt{2} - 1$ であり、また無次元座標 (R, Z) は (r, z) を流入面上の流速半値幅 (b_{wi}) で、また無次元流速 (U, W) は (u, w) を流入面上の中心流速 w_{mi} でそれぞれ無次元化したものである。上式より、流入面上の境界条件として使用される流れ関数 ψ および渦度 ω の関係式はそれぞれ

図 5 噴流中心軸上の乱れ強さ分布に対する壁面の影響

図 6 衝突領域における噴流中心軸上の乱れ強さの分布

図 7 衝突壁面における静圧分布

$$\Psi(R, Z_i)$$

$$= \{1 - (1 + C_3 R^2)^{-3}\} / (6C_3) \dots\dots\dots (4)$$

$$\omega/R(R, Z_i) = -8C_3(1 - 6C_3\Psi)^{5/3} \dots\dots\dots (5)$$

となり、また流出面上における流れ関数 Ψ は

$$\Psi(R_i, Z) = \{1 - (1 + 2C_3 R_i Z)^{-3}\} / (6C_3) \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。これらの式を用いれば、前報と全く同様に数値計算を行うことができる。

4.3.2 衝突領域内流速計算値の比較 以上のようにして求めた各 z 断面上における噴流方向流速 w の半径方向分布の計算値が、前報の計算結果と図9に比較してある。図9において、流速 w は噴流中心流速 (w_m) で、また半径 r は流速半値幅 (b_w) でそれぞれ無次元化してある。三つの計算値は $r/b_w \leq 1.0$ ではいずれの z 断面においても線の太さの誤差内でよく重なっているが、 $r/b_w > 1.0$ の噴流周縁部では若干異なる分布を示している。その差は流入面 ($z/z_i = 1.0$) から壁面に近づくに伴って小さくなり、壁面にごく近傍の $z/z_i = 0.05$ では線の太さの誤差内でよく一致している。

次に、衝突領域における壁面方向の流速が図10に比較してある。流速 u は各 r 断面における最大流速 (u_m) で、また座標 z は各 r 断面の流速半値幅 b_u でそれぞれ無次元化してある。噴流中心近く ($r/r_i = 0.05$) では三つの流入速度分布による計算流速値は全般的に線の太さの範囲でよく一致しているが、 r/r_i が大きくなり、壁面から離れる ($z/b_u > 1.0$) にしたがって三者の差は大きくなっている。しかも大きさの順序は流入面の流速分布と同様で、新しい流速分布による計算結果は常に Gauss 関数と Görtler 解による計算値の中間にある。

4.4 衝突領域における噴流方向の流れ分布

4.4.1 流速分布の比較 衝突領域内の各 z 断面上において測定された噴流方向流速 (w) の分布が図11に示してある。図11には種々の実験条件のもとに、壁面近傍から自由噴流領域にわたる各断面上で測定された流速分布が比較してある。壁面近傍においては特に速度変動が激しいため、分布に多少のばらつきがあ

るが、全体的にみると1本の曲線によくそろっていると見ることができる。

また図11には今回行った計算結果の壁面近傍 ($z/z_i = 0.15$) と流入面 ($z/z_i = 1.0$) における流速分布が示してある。 $z/z_i = 0.15$ の曲線は流入面にくらべ、周縁部でやや大きくなっているが、 $z/z_i = 1.0$ の曲線は実験値とよく重なっている。また、他の z 断面における各実験値はいずれもこの両曲線の間に分布するので、噴流方向流速の実験値は本報の計算結果によって十分な精度で予測できるものと考えられる。

4.4.2 乱れ強さ分布の比較 図11の噴流方向流速に対する乱れ分布をプロットしたものが図12である。他の実験条件に対する乱れ分布はいずれも傾向的に同じであるので、ここでは代表的な二つの条件に対する乱れ強さについて示してある。自由噴流領域 ($z/z_i = 1.33$) から衝突領域 ($z/z_i \geq 0.33$) までの乱れ強さ分布は噴流中心軸上に谷をもち、中心からずれた位置にピークをもつ分布 (図12の点線) をしているが、衝突領域の壁面近傍 ($z/z_i \leq 0.2$) になるとピーク的位置は噴流中心に移動し、図12中の実線のような分布になる。この傾向は実験条件の相違にかかわらず同じであ

図9 噴流方向の流速計算値の比較

図8 流入面における流速分布

図10 壁面方向流速の計算値の比較

る。したがって噴流方向の乱れ強さ分布には相似性は認められないで、図12の点線と実線のように二つの傾向のあることがわかる。

4.5 衝突領域における壁面方向の流れ分布

4.5.1 流速分布の比較 衝突領域において実測された壁面方向流速成分(u)の z 方向の分布が図13に示してある。代表的な三つの断面における流速分布はいずれも最大流速点から壁面にかけて境界層が現れているが、その厚さ(δ)は約1.5~2.0 mmと非常に薄い。これらの流速分布の相似性を検討し、非粘性流と仮定した計算結果と比較するため、最大流速点より上部の自由混合層部分とそれより下部の境界層部分に分けて考える。

まず図14には最大流速点より上部(自由混合層)における流速分布の実測値が計算結果と比較して示してある。流速(u)は最大流速(u_m)により、また最大流速点(高さ δ)からの座標($z-\delta$)は流速半値幅(b_u)によ

りそれぞれ無次元化されている。

図14にはノズル直径や噴流初速度を変えた完全発達領域の噴流が壁面に衝突する場合、衝突領域内の各 r 断面上において測定された流速分布が示してある。実験条件(b)の噴流中心軸に近く、しかも壁面から遠ざかった断面($r/r_i=0.07, 0.10$)では多少ばらついてはいるが、それ以外の断面における流速分布は全体的にかなりよくそろっており、流れ方向が大きく変化するこの領域においても壁面方向流速分布には相似性があるものと考えられる。

また、図14中に示された非粘性解析による計算結果の $(z-\delta)/b_u=1.0$ 以上の曲線は少し実測値から離れているが、その他の所では実験値のほぼ中央を通っており、実験値の平均的な分布を表している。なお、図14には壁面噴流の流速分布が参考のため一点鎖線で示してあるが、衝突領域内の流速分布の実測値とは若干食違っていることがわかる。

次に、壁面方向の最大流速点より下部の境界層部分における流速分布が図15に示してある。各測定断面に

図11 衝突領域における噴流方向流速の分布

図12 衝突領域における噴流方向乱れ分布

図13 衝突領域における壁面方向流速の分布

図14 衝突領域における壁面方向流速の分布 (自由混合域)

おける分布は、実験条件や測定断面の相違にかかわらずよくそろっており、図 15 中に実線で示してある壁面噴流領域の流速分布ともよい一致を示している。

4・5・2 乱れ強さ分布の比較 代表的な実験条件のもとで測定された図 14 の流速分布に対する乱れ強さの分布が図 16 に示してある。衝突領域内における乱れ強さは噴流中心軸から遠ざかるにつれて漸次大きくなる傾向にあるが、壁面近傍ではほぼ一定値に収れんしている。また中心軸に近い断面における乱れ強さの分布は z 座標に沿って $(z-\delta)/b_u=0.5$ まではほぼ直線的に増加しているが、さらに境界層に近付くと急増し、 $(z-\delta)/b_u=0$ ではほぼ一定の最大値を示している。また中心軸から遠く離れた断面における乱れ分布も直線的に増加しており、やはり $(z-\delta)/b_u=0$ では最大となっている。これらの傾向は両実験条件(a, b)とも同じである。

次に、図 15 の境界層内の流速分布に対応する乱れ強さの分布が図 17 に示してある。図 17 によると、乱れ強さは境界層の界面 ($z/\delta=1.0$) から壁面に近付くに伴いゆるく増加し、 $z/\delta=0.3\sim 0.4$ の位置で最大値を示し、その値は実験条件(a)で8~10%, 条件(b)で4~5%の範囲にあり、この値は衝突距離 h/d_o に逆比

図 15 衝突領域における壁面方向流速の分布
(境界層)

図 16 衝突領域における壁面方向乱れ強さの分布
(自由混合域)

例していることがわかる。

4.6 衝突領域における流線と流速ベクトル

4.5 節の数値計算によって求めた流線と、X 形熱線プローブを用いて測定された衝突領域内における流速成分 (u, w) を合成した流速ベクトルとの比較が図 18 に示してある。図 18 の流線によると、壁面に垂直に流入した噴流が壁面に衝突し、流れ方向を曲げられて壁面噴流に移り変わる様相がよくわかる。

また各実測点における流速ベクトルの方向は流線の接線方向と、よどみ点近くを除く全衝突領域においてかなりよく一致している。

4.7 衝突領域における壁面静圧分布の比較

ノズル直径や噴流初速度を変えながら、完全発達領域の噴流を壁面に垂直に衝突させて実測した壁面圧力(p)の分布が図 19 に示されている。よどみ点圧力(p_s)と衝突高さ(h)によってそれぞれ無次元化された圧力分布は、実験誤差範囲内で相似性のあることがわかる。また図 19 には新しい流入速度分布を用いて計算された圧力分布(実線)が比較してある。これは実験値と完全に一致しており、非粘性流体の解析ではあるが実験値を十分な精度で予測できることを示している。

図 17 衝突領域における壁面方向乱れ強さの分布
(境界層)

図 18 衝突領域における速度ベクトル(実測)と流線(計算)の比較

図 19 壁面静圧分布の実測値と計算値の比較

5. 結 論

ノズル直径、出口流速および衝突高さを広範囲に変えながら衝突領域内における流速、乱れ強さおよび壁面圧力などの分布を実測した。また流入面に新しい流速分布を仮定した計算結果との比較を行った。それらを要約すると以下のとおりである。

(1) 軸対称衝突噴流の衝突領域の範囲は、ノズル直径、初速度および衝突高さのいかんにかかわらず、高さ $z_i \approx 0.15h$ 、広がり $r_i \approx 0.3h$ である。また前者の関係は衝突領域における噴流中心軸上の流速分布はもちろん、乱れ強さからも求められ、後者の関係は壁面圧力分布から求められた。

(2) 衝突領域における噴流方向の流速分布は、壁面の近傍を除き、ノズル直径、初速度および衝突高さなどに無関係に自由噴流の完全発達領域における流速分布と相似である。しかし、乱れ強さの分布は壁面近

傍と壁面から十分離れた所とにより若干異なる形状を示した。

(3) 衝突領域内における壁面方向の流速分布は比較的壁面に近い範囲や境界層内ではよい相似を示している。しかし、それは衝突領域外の壁面噴流の流速分布とは多少異なっている。これらの流速に対する乱れ強さの分布は、壁面に近付くにつれ単調に増加しており、境界層内で最大値を示した。

(4) 壁面上の圧力分布は、ノズル直径、初期噴流速度および衝突高さのいかんにかかわらず、やはり $h/d_o \geq 10$ の範囲ではよい相似性が認められた。

(5) 衝突領域の流入面上における速度分布を $W = (1 + C_3 R^2)^{-1/4}$ で近似した計算結果は、Gauss 関数や Görtler 解による計算結果にくらべ、流速分布や壁面圧力分布の実験値とよりよい一致を示した。

文 献

- (1) 円能寺・浅沼, 機論, 51-472, B (昭60), 3919.
- (2) Bradshaw, P. and Love, E. M., *Aeronaut. Res. Council, London, R. and M.*, (1959), 3205, 1.
- (3) Tani, I. and Komatsu, Y., *Proc. 11th Int. Cong. Appl. Mech.*, (1964), 672.
- (4) 西脇・ほか5名, 第5回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭43-5), 105.
- (5) Giralt, F., Chia, C. J. and Trass, O., *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, 16-1 (1977), 21.
- (6) Costello, F. A., *Trans. ASME, Ser. E*, 43-E-4 (1976), 551.
- (7) Rubel, A., *AIAA J.*, 18-2 (1980), 168.
- (8) Amano, R. S., *Bull. JSME*, 26-221 (1983), 1891.
- (9) Beltaos, S. and Rajaratnam, N., *Proc. Am. Soc. Civ. Eng., J. Hydraul. Div.*, 100-10 (1974), 1313.
- (10) 堀, 日本航空学会誌, 11-115 (昭38), 229.
- (11) 円能寺・浅沼, 東海大学紀要工学部 No. 1 (昭57), 147.

討 論

〔質問〕 斎 間 厚〔日本大学理工学部〕

図 16, 17 に示されている, u' の分布について r/r_i の値の小さい所 (例えば $r/r_i = 0.07$) にて, u' が, かなり大きく測定されている。また r/r_i に対する u' の値に規則性のないのは, いかんに理解しておられるのか。

〔回答〕 本報の噴流中心軸近くにおける乱れ強さの値は, 付図 1 の鴨井・田中(付1)によって測定された二次元衝突噴流の乱れ強さ分布と比較すると, 確かに少し大きいと思われる。しかし, 全体的な乱れ強さのオーダは付図 1 とほぼ同じであり, 大きな測定誤差はないものと考えている。

また, 軸対称衝突噴流の壁面近傍において, 半径方

向に乱れを測定した西脇ら⁽⁴⁾の論文によると, 衝突高さ $h/d_o = 15$ の場合, $r/d_o \approx 0.6$ (本報の $r/r_i \approx 0.13$ に相当) においてピークがある。このピークの存在により, 本報のような r/r_i 断面で測定した乱れ強さ分布は r/r_i に対する規則性を示さないものと考えられる。

〔質問〕 谷 口 清 一〔北見工業大学〕

(1) $h/d_o, d_o, w_o$ の変化によらず衝突噴流の時間平均的諸量には相似性がある。しかし, 図 15~17 に示されるように, 乱れ分布には上記パラメータの影響による違いが顕著である。これらのパラメータに依存する乱れ分布の相違についての物理的解釈をお示し願いたい。

付図 1

(2) 衝突噴流の場合、軸方向の乱れ分布が衝突領域と壁面近傍において異なる要因についてご説明願いたい。特に、噴流が壁面に近づくに従ってその最大値が噴流中心軸へ移動する理由についてご教示願いたい。

(3) ガウス関数およびゲルトラー解と著者らの近似式とを比較して、たとえば図 18 の流線、図 19 の壁面静圧分布にどの程度の差異が現れ、かつそれがどのような問題になるかお示し願いたい。

〔回答〕 (1) 図 16, 17 は図 14, 15 の流速分布に対する乱れ強さのオーダを示すため、乱れを一定値のノズル出口速度 (w_0) で無次元化して示している。このような無次元表示では、衝突高さ (h/d_0) を変えると衝突速度が変わるので当然その速度の乱れ強さも変わると考えられ、乱れ強さ分布が h/d_0 にかかわらず相

似になるとは考えられない。同様なことが w_0 を変えた場合にもいえる。乱れ分布の相似性を検討するためには上記のことを考慮し、適切な無次元化によって整理する必要がある。

なお、図 16, 17 の乱れ強さ分布が r/r_i の変化により異なっている理由は斎間氏への回答で述べている。

(2) 衝突領域入口付近における乱れ強さの分布は、自由噴流と全く同様に噴流中心軸上に谷をもち、速度分布のこう配が最大となる半径においてピークをもつ分布形をしている。しかし、壁面の近くになると、図 18 の速度ベクトルと流線からわかるように、噴流中心軸から遠ざかるにつれて流れ方向が壁面と平行に近づき、壁面に垂直な速度成分は減少するので、それに対する乱れ成分も減少し、噴流中心部における乱れが最大になるものと考えられる。

(3) 三つの近似式による流線の計算結果は、噴流の内部ではよく一致しているが、噴流外縁部において図 9 や図 10 と同じ程度異なっている。また、三者による壁面圧力分布の計算結果の差は非常に小さい。

このように、三つの近似式による計算結果は噴流内部ではよく一致するので問題はないが、噴流外縁部において流線や流速分布に差異が現れるので、より良い実験値の予測を行う必要がある場合には問題となる。

(付 1) Kamoi, A. and Tanaka, H., *Theor. Appl. Mech.*, 23 (1973), 163.