

UDC 532.525 :  
533.695.7

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-343

一様流中に大きな角度で吹出したジェットの  
径路と誘導速度場

遠藤 浩・中谷輝臣・飛田和 茂  
桑野尚明・戸田亘洋

1973年10月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-322 IC演算増幅器を利用した乱流頻度計  
Application of Integrated Circuit Operational Amplifiers on Turbulence Intermittency Meters 1973年 6月 綿貫忠晴, 佐藤淳造
- TR-323 月と太陽の引力の作用下にある地球の人工衛星の運動に関する研究  
The Study on the Motion of an Artificial Earth Satellite under the Gravitational Attraction of the Sun and Moon 1973年 7月 武内澄夫, 松島弘一
- TR-324 偏揺れ振動するT型尾翼の水平尾翼に働く, 非定常ローリングモーメントの測定  
Measurement of Rolling Moments Acting on the Stabilizer of T-tails Oscillating in Yaw 1973年 6月 市川輝雄, 磯貝紘二, 安藤泰勝, 江尻宏
- TR-188T Analysis of the Anisoelastic Errors of a Floated Single Degree of Freedom Intergrating Gyro June 1973 Masao OHTSUKI, Hirokimi SHINGU, Jyoji TABATA, Takao SUZUKI, Shigeharu ENKYO
- TR-325 ロケットの分離特性に関する研究  
Some Investigation on the Separation Characteristics of a Two-Stage Vehicle Model 1973年 7月 宇宙研究グループ
- TR-326 電子衝撃型水銀イオンエンジンの研究  
Experimental Investigation on 5 cm Mercury Electron Bombardment Ion Engine 1973年 7月 中村嘉宏, 東久雄, 宮崎勝弘
- TR-327 ガスタービン燃焼器のライナにおける伝熱  
On the Liner Heat Transfer of Gas Turbine Combustor 1973年 7月 相波哲朗
- TR-328 連続板の振動  
Natural Frequencies of Continuous Plate 1973年 7月 林洋一, 川井忠彦
- TR-329 ジェットエンジン用薄肉組立ロータの曲げ剛性(静荷重試験と振動試験による測定と有限要素法による計算)  
Flexural Rigidity of the Thin Walled Build-up Rotor for the Jet Engine (Measurement by Static Load Test and Calculation by Finite Element Method) 1973年 7月 宮地敏雄, 小河昭紀, 星谷昌二, 祖父江靖
- TR-330T On the Linear Theory of Thin Elastic Shells July 1973 Tatsuzo KOGA, Susumu TODA
- TR-331 非線形層流安定理論と数値計算 (第一報 べき級数展開による Orr-Sommerfeld 方程式の数値解法)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical Calculations. (Part 1. A Power Series Method for the Numerical Treatment of the Orr-Sommerfeld Equation) 1973年 7月 伊藤信毅
- TR-332 非線形層流安定理論と数値計算 (第二報 平行流における有限攪乱理論と二次元 Poiseuille 流れへの適用)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical Calculations. (Part 2. Theoretical Analysis and the Numerical Results for Plane Poiseuille Flow) 1973年 7月 伊藤信毅

# 一様流中に大きな角度で吹き出したジェットの 径路と誘導速度場\*

遠藤 浩\*\*, 中谷輝臣\*\*, 飛田和 茂\*\*,  
桑野尚明\*\*, 戸田亘洋\*\*

## Path and Induced Field of a Jet Exhausting at a Larger Angle into a Uniform Cross Flow

By Hiroshi ENDO, Teruomi NAKAYA, Shigeru HIDAWA,  
Naoaki KUWANO and Nobuhiro TODA

### Abstract

A semi-empirical method is presented in this paper to calculate the path and the induced velocity of a round turbulent jet exhausting into a uniform cross flow. By analogy with a suction cylinder and based on a vortex-sheet theory developed in the previous paper, the jet is replaced by a vortex-doublet which is an idealized representation of the trailing vortex-sheet on the surface of the jet, the induced velocity around the jet being assumed as induced by the vortex-doublet.

The comparison of calculated downwash and sidewash angles of the induced flow with experimental results obtained in 6 M low-speed wind tunnel of NAL, it is proved that the present method can be used as a working basis for investigating the interaction with the airframe of a jet-lift VTOL aircraft through the far induced field of exhaust gas.

### 1. はしがき

航空機のエンジンから排気流が高速で吹き出すとき、その周囲に誘導される2次流は主翼や尾翼のまわりの流れを変えるため、これらの揚力面に作用する空気力やモーメントに影響を与える。この影響はエンジン排気流を人為的に下向きに偏向させて高い揚力を得る方式のSTOL機や、エンジンの推力を直接揚力として利用するジェット・リフト型VTOL機では、特に著しく現れる。したがって、この誘導速度場の研究は、この種の航究機の離着陸前後の性能や安定を解明する上で重要である。

しかし、このジェット流と一様流の相互作用は複雑な乱流現象を含む流体同志の干渉であるから、理論的取扱いは困難で、いまだに十分な解明が行なわれていない。著者らは、ジェット・エンジンの推力そのもの

の巨大化や、それを直接揚力として利用しようとする傾向に伴って、排気流と機体との干渉の問題が今後ますます深刻になると予想し、この現象の解明に努力して来た。前論文<sup>1)</sup>において、著者らはジェット流と一様流との乱流混合によってジェット流が湾曲する過程を実験的に研究し、その結果にもとづいてジェットの湾曲機構に関する理論モデルを作成した。また、このモデルを用いてジェットの湾曲径路や、それに随伴する渦系の発達を計算し、その結果が実測とよく合うことを示した。この理論の特徴は、ジェットの径路だけでなく、それに沿うエントレインメントや渦の強さの変化、およびジェットの横方向への拡張などの様々の過程が、一つのモデルに統一されていることである。したがって、この理論はジェットによって誘導される2次流の理論的推定法の基礎にすることができる。

本論文では上述の理論をさらに発展させ、ジェットの湾曲のみならず、一様流中に誘導される速度場の計算法を作成し、あわせて実験を行なってこの理論的方法の可否を検討したものである。

\* 昭和48年7月20日受付

\*\* 空気力学第2部

## 2. 記号と定義

$C_d$	ジェット流管の断面抗力係数
$d$	ジェット吹出口直径, または (34) で定義される距離
$d_0$	ジェット断面中心と場の点の距離
$d_1$	1対の渦要素の中 $M$ 点と場の $P$ 点の距離 (図 1)
$d_+, d_-$	1対の渦要素と場の点 $P$ の距離 (図 1)
$E$	エントレンメント関数, (2) または (8)
$E_1, E_2$	エントレンメント関数の各項の係数
$K_\alpha, K_\beta$	$\alpha$ および $\beta$ プローブの差圧係数
$l$	ジェット流管の周に沿う長さ
$m$	ジェット流管内の質量流束
$p_s, p_t$	ピトー静圧管により測定される静圧と全圧
$p_\alpha, p_\beta$	$\alpha$ および $\beta$ プローブの差圧
$P_s, P_r$	ジェット流管表面の圧力積分の $\xi$ および $\eta$ 成分
$q, q'$	真の動圧, および見かけの動圧 ( $p_t - p_s$ )
$R$	ジェット吹出速度と一様流の速度比 ( $U_{j0}/U_1$ )
$Re_j$	ジェット・レイノルズ数 ( $U_{j0}d/\nu$ )
$r$	ジェット流管の局所半径
$s$	ジェット径路に沿う距離
$U_j$	ジェット流管内の速度
$U_{j0}$	ジェット吹出速度
$U_{max}$	ジェット断面内最大速度
$U_e$	渦密度を導くための場の速度
$U_1$	一様流速度
$u_b, v_b, w_b$	束縛渦によって誘導された速度の3成分
$u_t, v_t, w_t$	随伴渦によって誘導された速度の3成分
$V$	速度ベクトルの大きさ
$x, y, z$	吹出口中心を原点とする座標系 (風洞軸系)
$x_0, y_0, z_0$	ジェット断面中心の座標
$x_1, y_1, z_1$	1対の渦要素の中点 $M$ の座標 (図 1)
$\alpha, \beta$	風速の吹下し角と偏角 (図 5)
$\alpha', \beta'$	プローブ軸系における吹下し角と偏角, (図 17)
$\gamma$	プローブ軸と風速ベクトルのなす角 (図 16)
$\Gamma$	理想化された随伴渦の強さ (図 1)
$\Delta$	理想化された随伴渦の対の間隔 (図 1)
$\theta$	ジェット径路の水平面からの傾角
$\theta_0$	ジェットの吹出角

$\xi, \eta, \zeta$	ジェット軸上に原点を置く直交座標系 (図 2)
$\eta_{1/2}$	断面内速度プロファイルの半値横幅 (第 9 章 参照)

## 3. ジェットと一様流の混合, エントレンメント

高速のジェットが周囲の空気と混合して, その運動量を拡散させる過程は, Slawson ほか<sup>17)</sup>によれば, ジェットが自ら作り出す乱れが支配的な初期段階と, ジェットが減衰して, 逆に周囲の大気の乱れが支配的となる終期とに大別される。我々が問題にするのは吹出口から大して離れていない領域内の流れであるから, 初期段階のみ考えればよい。このような3次元的な乱れたせん断流を理論的に解析する方法としては, 先ずレイノルズ方程式を直接解くことが考えられる。この場合, 乱流応力について何らかの仮定が必要で, 渦動粘性係数あるいは混合距離の概念を導入して, 乱流応力を平均流れのパラメータによって表現する方法が一般的である。(例えば文献 10, 11) しかし, 3次元乱流の渦動粘性係数はまだ十分研究されていない状態で, その上, 差分法によって3次元流れの境界値問題を解く場合, 電子計算機の容量と性能に対する要求は極めて大きくなる。

これに代る方法がいわゆるエントレンメント法である。これを概念的に説明すると, 高速のジェットが大気中に吹き出した場合, その周囲に乱流混合層が形成され, ジェットが持つ運動量が大気中に拡散して行く結果, 周囲の空気はジェットが持つ速度成分を獲得して, その運動に合流して行く。このように, ジェットと周囲の空気との乱流混合を外部の空気の流入として取扱かう考え (エントレンメントの仮定) を導入したのは Taylor<sup>19)</sup> である。この考えによって, 混合層内の複雑な乱流過程の細部を知らなくても, 特性流入速度を適当に仮定すれば, この混合過程の大まかな特徴を把握することができる。Kuethe<sup>9)</sup> は接触する2つの流れの間の乱流輸送の強さは, 2つの流れの相対速度に比例することを実験によって示した。この場合は, この相対速度を特性流入速度と取ることができる。エントレンメントの考えは, その後, 熱の上昇流の発達や乱流境界層の計算法に応用されて成果を収めた。(例えば文献 5 および 12)

横風の中に吹き出したジェットの混合も, 基本的にはエントレンメントの考えを適用することができる。しかし, この場合はジェットは横風方向の力を受けて湾

曲する。このような湾曲したジェットの特徴として、ジェットの軸と同じ方向に走る一対の集中渦が背後に形成されることで、この渦系は周囲の空気を背後からジェットの中心部に送り込み、激しい混合をひき起す<sup>9)</sup>。一般に旋回を伴うジェットは、そうでないものに比べて乱流混合が強いことは Rose<sup>15)</sup> が実験的に証明している。したがって、背後に集中渦系をもつ湾曲したジェットも、湾曲のないジェットに比べて乱流混合は激しいと考えなければならない。

一方、この渦によって誘導流が生じ、外部の一様流は歪められる。我々の実験<sup>1)</sup>によれば、外部の流れは全体としてジェットの方向に吹き下されるばかりでなく、左右両側には吹き上げが誘導される。このように、ジェットと一般流の相互作用は、乱流混合による直接の作用と2次的な誘導効果から成る。したがって、この相互作用を取扱う理論モデルは、両効果を単独に説明し得るだけでなく、両者を矛盾なく説明できなければ十分ではない。従来の理論はこの意味から、ほとんどすべてが一面的であったといえる。

前論文<sup>1)</sup>で我々はジェットに随伴する渦動運動を定式化するため、一対の集中渦を理想化した渦ダブルレットと呼ばれる特異性を導入した。これは集中渦系を強さが $\pm\Gamma$ で、間隔が $2d$ の一対の渦系で置き換え、量 $\mu=2\Gamma d$ を一定に保ちながら $d$ を無限小としたとき得られる特異性で、通常の2重湧出しに因んで渦ダブルレットと呼ぶ。(図1参照) $\mu$ は渦ダブルレットのモーメントと呼ばれる。

渦動運動がエントレンメントを強化するのは、それによって誘導されて外部からジェットの中心部への流入が促進されるからである<sup>1)</sup>。この流入は上述のモー

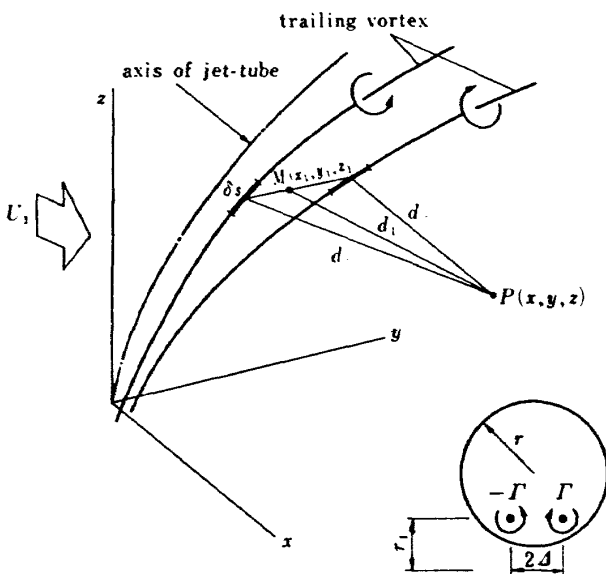


図1 ジェット背面の随伴渦系

メント $\mu$ が大きければ大きい程、強く起る。 $\mu$ は(速度) $\times$ (長さ)<sup>2</sup>の次元を持つから、長さの尺度としてジェット流管の半径 $r$ をとれば、流入速度の特性値 $V_i$ は次的的には $V_i \propto \mu/r^2$ であって、この流入はジェットの幅のオーダーの範囲で起るから、流入量は $\rho r V_i = \rho \mu/r$ に比例する。前論文ではこの渦動モードのエントレンメントを考慮した表現

$$E = E_1 \rho r (U_j - U_1 \cos \theta) + E_2 \frac{\rho \mu}{r} \quad (1)$$

を提案した。この $E$ は流管内の質量流束 $m$ の、距離 $s$ に対する増加率、すなわち

$$E = \frac{dm}{ds} \quad (2)$$

である。この第1項は軸速度シヤ( $U_j - U_1 \cos \theta$ )に関係するエントレンメントで、軸対称ジェット( $\theta=0^\circ$ ,  $\mu=0$ )の場合でも存在する項である。第2項は前述した湾曲ジェットに特有な渦動項である。

このように、エントレンメントを軸速度のシヤと、軸に垂直な面内のクロス流に関する項の重ね合わせによって表現する考えは、はじめ Platten ほか<sup>12)</sup>によって提案された。また、Akutov<sup>9)</sup>はこの一対の渦によって背後から流入が誘導される現象を、ジェットの背面の流入路(廊下)を通してエントレンメントが起るというモデルによって表現し、エントレンメントを(1)に類似した2項の和で表現し、ジェットの湾曲機構の運動量理論を作り、それに含まれる4つの常数を実験的に決定することによって径路を計算する方法を完成し、実験結果をよく説明することができた。

このようにエントレンメントを2項の重ね合わせで表現することの妥当性については、最近、Hoult ほか<sup>6)</sup>および Kamotani ほか<sup>7)</sup>が実験的に証明している。したがって、2項の係数 $E_1$ と $E_2$ を次のように独立に決定することが許される。

静止大気中に吹き出す軸対称ジェットに対しては渦は発生せず、 $\mu=0$ であるから、(1)の第2項はなくなり

$$E = E_1 \rho r U_j \quad (3)$$

となる。したがって、実験によって $E_1$ ,  $r$ および $U_j$ を測定すれば $E_1$ が決定できる。前論文では Wooler ほか<sup>22)</sup>にならって、Ricou ほか<sup>14)</sup>の実験式

$$\frac{m}{m_0} = 0.32 \frac{x}{d} \quad (Re_j \geq 2.5 \times 10^4) \quad (4)$$

を用いて $E_1$ を決定した。ここで $m$ はジェット流管内を流れる質量流束、 $m_0$ は吹出口における $m$ の値、 $Re_j = U_{j0} d / \nu$ は吹出口直径にもとづくレイノルズ数で

ある。定義から  $E=dm/dx$  であることを考えると、(3) と (4) から

$$E_1 = 0.16\pi \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{U_{j0}}{U_j} \quad (5)$$

となって、厳密には  $E_1$  は常数ではない。しかし、 $r_0/r$  と  $U_{j0}/U_j$  の変化は互に打消し合うように変化するので、前論文では近似的に  $(r_0/r)^2 U_{j0}/U_j \approx 1$  と置き

$$E_1 = 0.16\pi \quad (6)$$

を採用した。しかし、この論文では厳密な (5) を用い、しかも常数係数  $0.16\pi$  もフリーにして  $E_1'$  と置き、

$$E_1 = E_1' \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{U_{j0}}{U_j} \quad (7)$$

として、この  $E_1'$  を実験データから決定する。後で、実際には  $E_1'$  は  $0.16\pi$  に極めて近いことが示される。

エントレンメントの表現は、今までの結果

$$E = E_1 \rho r \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{U_{j0}}{U_j} (U_j - U_1 \cos \theta) + E_2 \frac{\rho \mu}{r} \quad (8)$$

となる。 $E_1'$  はダッシュを省いた。

なお、吹出口付近に層流のコアがあるジェットを取扱った論文<sup>18,22)</sup>では、コアの乱流化が完了しない領域 (development region) と、コアが消滅してジェットが完全乱流となった領域 (developed region) では別個のエントレンメントの式を採用しているが、我々の研究ではエンジン排気のように吹出口ですでに乱流であって、上述のコア現象が存在しない場合を取扱かうから、development region は考慮しない。

#### 4. ジェットに随伴する渦系、渦ダブレット

流れの中にある物体の効果を湧出し、二重湧出し、渦などの特異性によって代表させる方法は、空気力学では古典的ではあるが、いまだに高い実用性を持っている。前章で述べたように、ジェットと一様流の混合の効果を現象論的に外からの空気の流入と見るエントレンメントの仮定に立てば、ジェットの内部の複雑な過程を直接取扱かうことなく、その代わりにこの流入速度によってジェットと外部の流れとの相互作用を表現することによって誘導される2次流の場を解析することができる。そのために前論文<sup>1)</sup>で導入されたのが、吸込み円柱の類推である。すなわち、一様流中の乱流ジェットが周囲の空気を引き入れる状況と、一様流中にある円柱の表面から吸い込みを行なった場合の状況の類似から、吸込み円柱の表面に負圧が発生すると同様に、乱流ジェットの流管表面に圧力分布が生じ、これが流管を曲げる力を発生すると考える。また、この圧力分布に等価な、表面に分布した特異性の誘導する流れが、一様流とジェットの干渉によって生じた流れ場を表現すると考えるのがこのアナロジの立場である。

前論文では図2に示すように、ジェットの流管に垂直な平面内の流れは準2次元的で複素速度ポテンシャルを持つものとして、この圧力積分を計算し

$$P_\xi = EU_1 \sin \theta, \quad P_\eta = 0 \quad (9)$$

を得た。 $(\xi, \eta)$  は流管断面の中心に原点を持つ座標系で、 $\xi$  は面内で一様流方向を向き、 $\eta$  はそれに垂直で

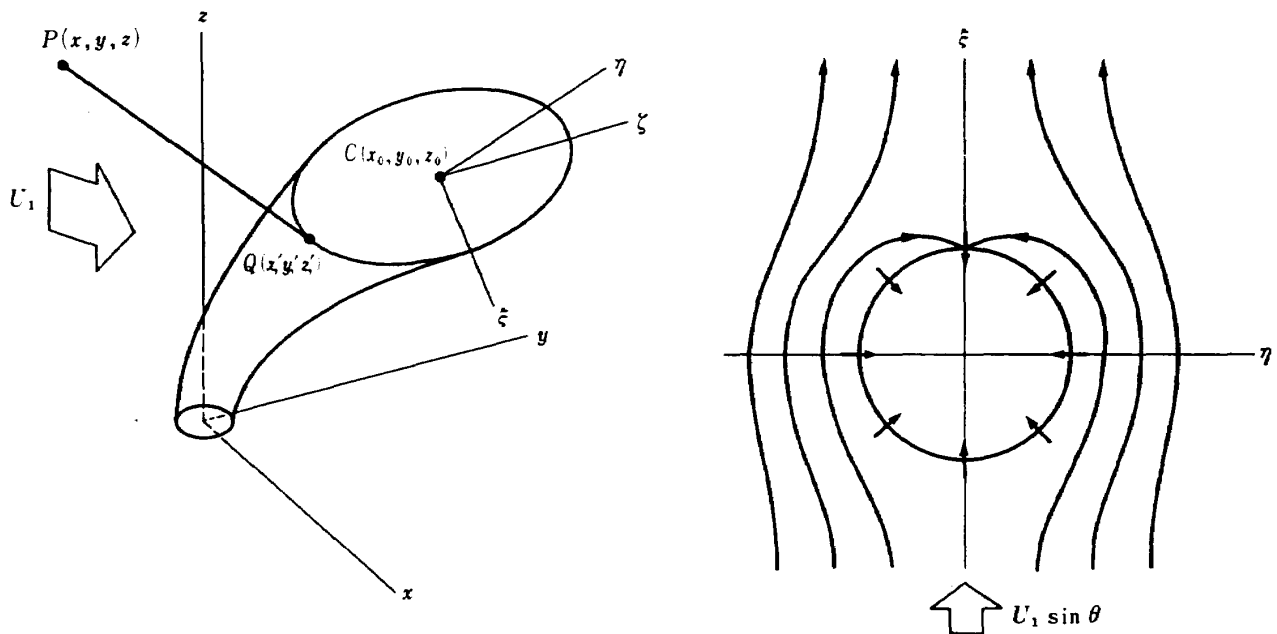


図2 ジェット流管と垂直断面内の流れ場

ある。したがって、圧力積分はジェット流管を一様流の方向に曲げる法線力として働く。

渦層理論によれば、この圧力分布に対応して流管表面には束縛渦層が存在する。この渦層の面密度を  $\gamma_b$ 、渦層の位置における場の風速を  $U_e$  とすれば、圧力積分は単位長さ当り  $\rho \int U_e \gamma_b d\eta$  となる。これは (9) で求めた圧力積分を、等価な渦層で表現したものに過ぎないから、両者を等置して次式を得る。

$$\rho U_e \int \gamma_b d\eta = E U_1 \sin \theta \quad (10)$$

ここで  $U_e$  は流管の周上で一定と仮定した。次に、 $\gamma_i$  を束縛渦層から流れ出す随伴渦層の面密度とすれば、図3に示すように  $\gamma_b$  の一部が流れ出して  $\gamma_i$  となる

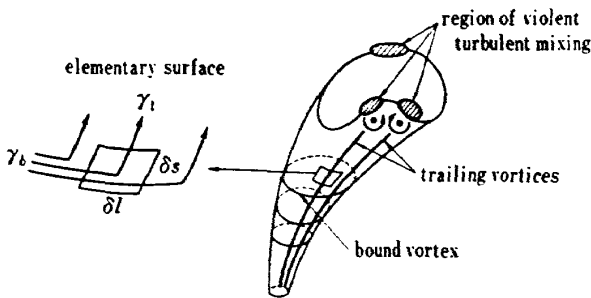


図3 ジェット流管表面の渦層

から、次式が成立する。

$$\gamma_i = -\frac{\partial \gamma_b}{\partial l} \quad (11)$$

この関係を恒等式

$$\int \frac{\partial(\gamma \gamma_b)}{\partial l} dl = \int \gamma \frac{\partial \gamma_b}{\partial l} dl + \int \gamma_b \frac{\partial \gamma}{\partial l} dl = 0 \quad (12)$$

に入れれば

$$\int \gamma_b d\gamma_i = \int \gamma_i \gamma dl \quad (13)$$

が求まる。ここで  $l$  は図3に示すように、流管の周に沿う長さである。したがって、(10) と (13) から

$$\rho U_e \int \gamma_i \gamma dl = E U_1 \sin \theta \quad (14)$$

が得られる。

いま、積分  $\delta s \int \gamma_i \gamma dl$  を考えると、これは流管の  $ds$  要素から流れ出す随伴渦の  $\xi$  軸に関するモーメントである。吹出口から距離  $s$  までの流管のすべての要素からの寄与を積分した量  $\mu_s \equiv \int_0^s ds \int \gamma_i \gamma dl$  は (13) によって次のように2通りに表現することができる。

$$\mu_s = \int_0^s ds \int \gamma_i \gamma dl = \int_0^s ds \int \gamma_b d\gamma_i \quad (15)$$

この  $\mu_s$  はエントレンメントの式 (8) を導くとき導入された理想化された渦ダブルットのモーメント  $\mu$  と

同じ物理的内容を持つ。ジェット流管の半径が無限小の場合には、両者は全く同一の効果を持つことは、第6章で示される。以下では (8) 中の  $\mu$  の代りに上述の  $\mu_s$  を用いることにし、また、添字  $s$  を省略する。

上述の結果、(14) は

$$\frac{d\mu}{ds} = \frac{E U_1}{\rho U_e} \sin \theta \quad (16)$$

と書くことができる。

前論文では場の風速  $U_e$  について簡単な仮定

$$U_e = U_1 \quad (17)$$

を用いた結果、(16) は

$$\frac{d\mu}{ds} = \frac{E}{\rho} \sin \theta \quad (18)$$

となった。しかし、この仮定は  $U_1=0$  のとき不合理を生じることが、後で判明した。なぜなら、 $U_1=0$  の場合 (10) は無意味な関係  $0=0$  を与えるから (18) は成立しない。このとき形式的に (18) を用いると  $d\mu/ds \neq 0$  となって、静止大気中に吹き出すジェットにも随伴渦が発達することになって、事実と反する。

$U_1=0$  の場合はジェットは湾曲せず、特に我々の理論を適用する必要もないが、しかし、理論としての普遍性を欠くので、次のように訂正する。そのためには、 $U_1 \rightarrow 0$  のときでも  $U_e$  は有限であるように選ぶはよい。現実のジェットでは流管はそれ程はっきりした界面を持つわけではないから、渦層はジェットと一様流の移行領域内にある。したがって、 $U_e$  は  $U_1$  と  $U_j$  の中間値をとると考えるのがもっともらしい。そこで本論文では

$$U_e = 0.99 U_1 + 0.01 U_j \quad (19)$$

と置く。このとき (16) は

$$\frac{d\mu}{ds} = \frac{1}{0.99 + 0.01 U_j / U_1} \frac{E}{\rho} \sin \theta \quad (20)$$

となる。この式は実験に問題となる風速比  $U_j / U_1 \approx 10$  では (18) とほとんど同じ結果を与える。この式を積分すれば、ジェットの径路に沿って  $\mu$  の値が求められる。

## 5. 湾曲ジェットの力学方程式

前節まで、ジェットに関係したエントレンメント  $E$  と、渦層の強さを表現する渦ダブルットのモーメント  $\mu$  の表現を導いた。これらの量が計算されるためにはジェットの傾き  $\theta$ 、速度  $U_j$ 、半径  $r$  などの、ジェットの径路に沿う変化が知らなければならない。これらの変数を支配する方程式系は前論文で導出されてい

るので、ここではその結果だけを引用する。

$$-\rho\pi r^2 U_j^2 \frac{d\theta}{ds} = EU_1 \sin \theta + C_d \rho r U_1^2 \sin^2 \theta \quad (21)$$

$$\frac{d}{ds} (\rho\pi r^2 U_j^2) = EU_1 \cos \theta \quad (22)$$

$$\frac{d}{ds} (\rho\pi r^2 U_j) = E \quad (23)$$

(21) はジェット流管に作用する法線力の釣合を表わす式で、左辺は遠心力、右辺の第1項は(9)で求めた圧力積分、第2項は流管の断面抗力で、クロス流の動圧  $\frac{1}{2}\rho(U_1 \sin \theta)^2$  に比例すると仮定された。(22)と(23)は流管内の運動量流束と質量流束の増加を表わすもので、単位時間、単位長さ当り  $E$  なる質量の空気が流管内にエントレンされると、その空気が本来持っていた軸方向運動量成分  $EU_1 \cos \theta$  がジェットの運動量流束を増加させることを表現したのが(22)である。

(8), (20)~(23) は変数  $U_j, r, \theta, E$  および  $\mu$  に関する閉じた方程式系を作る。初期条件は

$$s=0 \text{ で } U_j=U_{j0}, \quad r=r_0, \quad \theta=\theta_0, \quad \mu=0 \quad (24)$$

である。数値積分に便利のように、この方程式系を次のような1階の常微分方程式系に書き直す。

$$\frac{dU_j}{ds} = \frac{E(\cos \theta - U_j)}{\pi r^2 U_j} \quad (25)$$

$$\frac{dr}{ds} = \frac{E(2U_j - \cos \theta)}{2\pi r U_j^2} \quad (26)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{E \sin \theta + C_d r \sin^2 \theta}{\pi r^2 U_j^2} \quad (27)$$

$$\frac{d\mu}{ds} = \frac{E \sin \theta}{0.99 + 0.01 U_j} \quad (28)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{r} \left\{ E_1 R \left( 1 - \frac{\cos \theta}{U_j} \right) + E_2 \mu \right\} \quad (29)$$

初期条件は次のようになる。

$$s=0 \text{ で } U_j=R, \quad \theta=\theta_0, \quad r=1, \quad \mu=0 \quad (30)$$

ただし、(25)~(30)では変数はすべて次のように無次元化した。

$$U_j = U_j / U_1, \quad r = r / r_0, \quad s = s / r_0, \quad \mu = \mu / r_0^2 U_1, \\ \mathbf{E} = E / \rho r_0 U_1 \quad (31)$$

ジェットの径路  $x=x(s), z=z(s)$  を計算するためには次の幾何学的関係を用いた。

$$\frac{dx}{ds} = \sin \theta, \quad \frac{dz}{ds} = \cos \theta \quad (32)$$

## 6. 誘導速度場の解析的表現

我々のモデルではジェットと一様流の干渉によって生じる2次流は、ジェット流管の表面に分布した渦層の誘導するポテンシャル流れであると仮定している。

この渦層を考えてみると、図3に示すように流管の周に沿う束縛渦と、軸方向の随伴渦とから成る。先ず束縛渦の誘導場を考える。流管の面素  $\delta l \delta s$  に束縛された渦の強さは  $\gamma_b \delta l \delta s$  で、この渦による誘導速度の3成分は、ビオ・サバールの法則によって次のように書かれる。

$$\left. \begin{aligned} \delta u_b &= -\frac{\delta s}{4\pi} \oint \frac{\gamma_b}{d^3} \{ (y-y')d\zeta - (z-z')d\tau \} \\ \delta v_b &= -\frac{\delta s}{4\pi} \oint \frac{\gamma_b}{d^3} \{ (z-z')d\xi - (x-x')d\zeta \} \\ \delta w_b &= -\frac{\delta s}{4\pi} \oint \frac{\gamma_b}{d^3} \{ (x-x')d\tau - (y-y')d\xi \} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

ここで  $(x, y, z)$  と  $(x', y', z')$  はそれぞれ、誘導速度を計算しようとする場の点  $P$  と、着目する線素  $\delta l$  の座標である。また、 $d$  は両者の距離、すなわち

$$d = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \quad (34)$$

である。 $\xi, \eta, \zeta$  は断面の円の動径ベクトル  $\vec{r}$  の  $x, y, z$  成分であるから、 $\delta \vec{l} = (\delta \xi, \delta \eta, \delta \zeta)$  である。

吹出口からジェット径路に沿って測うた距離  $s$  における流管断面を考え、その中心を  $(x_0, y_0, z_0)$  とすれば、 $x' = x_0 + \xi, y' = y_0 + \eta, z' = z_0 + \zeta$  である。いま、 $r \ll d$  と仮定すれば

$$\xi \ll x - x_0, \quad \eta \ll y - y_0, \quad \zeta \ll z - z_0 \quad (35)$$

であるから、近似的に

$$\frac{1}{d^3} = \frac{1}{d_0^3} [1 + 3\{(x-x_0)\xi + (y-y_0)\eta + (z-z_0)\zeta\} / d_0^2] \quad (36)$$

である。ここで、 $d_0 = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$  は断面中心から場の点までの距離である。

(36)を(33)に代入すれば、右辺の被積分項は、例えば

$$\gamma_b (y-y') / d^3 = (\gamma_b / d_0^3) [y - y_0 - \eta + 3(y-y_0)\{(x-x_0)\xi + (y-y_0)\eta + (z-z_0)\zeta\} / d_0^2]$$

のような項の和に展開される。そのとき、(33)の右辺は  $\gamma_b$  の積分  $\oint \gamma_b d\xi, \oint \gamma_b d\eta, \oint \gamma_b d\zeta$  を含む項と、 $\gamma_b$  の1次のモーメント  $\oint \gamma_b \xi d\tau, \oint \gamma_b \eta d\zeta, \dots$  を含む高次項の和からなる。さし当り仮定(35)によって後者の高次項は微小であるとして省略する。最初の3つの積分の中、 $\gamma_b$  の対称性から  $\oint \gamma_b d\eta$  だけがゼロでない。したがって、(33)はジェット流管の全体について積分すれば、次のようになる。



$$\left. \begin{aligned} u_b &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty ds \frac{z-z_0}{d_0^3} \oint \gamma_b d\eta \\ v_b &= 0 \\ w_b &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty ds \frac{x-x_0}{d_0^3} \oint \gamma_b d\eta \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

渦ダブルレット  $\mu$  の定義 (15) を用いれば, 上式は次のように簡単化される。

$$\left. \begin{aligned} u_b &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{\mu_\infty} \frac{z-z_0}{d_0^3} d\mu \\ v_b &= 0 \\ w_b &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^{\mu_\infty} \frac{x-x_0}{d_0^3} d\mu \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

次に, 随伴渦の誘導場の表現を求める。図4に示すように, ジェット流管の面素  $\delta l \delta s$  から流れ出す半無

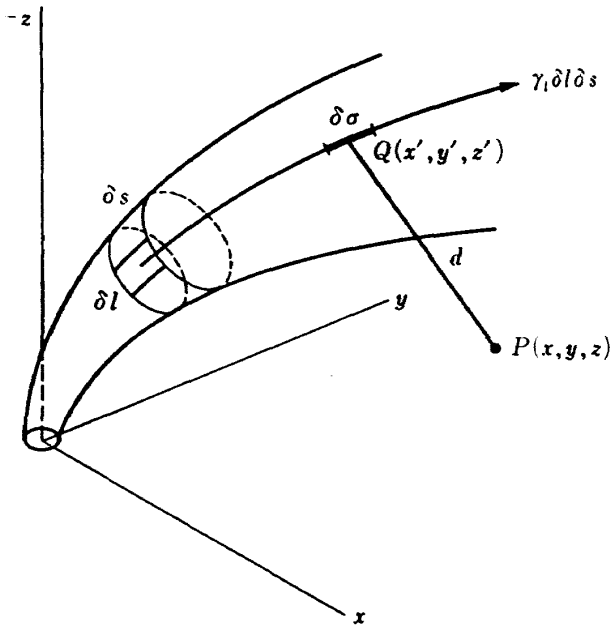


図4 随伴渦の誘導場の計算の図式

限渦系の強さは  $\gamma_i \delta l \delta s$  である。この渦系による誘導速度は, 再びビオ・サバルの法則によって

$$\left. \begin{aligned} \delta u_i &= -\frac{\delta l \delta s}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\gamma_i}{d^3} \{ (y-y') d\zeta - (z-z') d\eta \} \\ \delta v_i &= -\frac{\delta l \delta s}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\gamma_i}{d^3} \{ (z-z') d\zeta - (x-x') d\zeta \} \\ \delta w_i &= -\frac{\delta l \delta s}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\gamma_i}{d^3} \{ (x-x') d\eta - (y-y') d\zeta \} \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

である。ここで,  $d\xi, d\eta, d\zeta$  は渦系の線素  $d\vec{\sigma}$  の  $x, y, z$  成分であるが, 渦系は局所的にはジェット軸に平行に走っているとみてよいため,

$$d\xi = d\sigma \cos \theta, \quad d\eta = 0, \quad d\zeta = d\sigma \sin \theta$$

と置くことができ, また,  $\sigma$  はジェット軸に沿う距離とみることができる。そのとき (39) は次のようにな

る。

$$\left. \begin{aligned} \delta u_i &= -\frac{\delta l \delta s}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\gamma_i}{d^3} (y-y') \sin \theta d\sigma \\ \delta v_i &= -\frac{\delta l \delta s}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\gamma_i}{d^3} \{ (z-z') \cos \theta \\ &\quad - (x-x') \sin \theta \} d\sigma \\ \delta w_i &= \frac{\delta l \delta s}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\gamma_i}{d^3} (y-y') \cos \theta d\sigma \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

この式をすべての面素について積分すれば, 随伴渦の誘導速度場が求まる。そのとき  $\sigma$  と  $l$  の積分順序を交換し, 先ず  $l$  について積分する。

$$\left. \begin{aligned} u_i &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty ds \int_0^\infty d\sigma \sin \theta \oint \frac{\gamma_i (y-y')}{d^3} dl \\ v_i &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty ds \int_0^\infty d\sigma \left\{ \cos \theta \oint \frac{\gamma_i (z-z')}{d^3} dl \right. \\ &\quad \left. - \sin \theta \oint \frac{\gamma_i (x-x')}{d^3} dl \right\} \\ w_i &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty ds \int_0^\infty d\sigma \cos \theta \oint \frac{\gamma_i (y-y')}{d^3} dl \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

$d$  の近似式 (36) を上式に代入し, (38) を導いたときと全く同じ省略を行ない, さらに (15) を用いて積分変数を  $\mu$  に変換すれば, (41) は次の形になる。

$$\left. \begin{aligned} u_i &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{\mu_\infty} d\mu \int_0^\infty \frac{\sin \theta}{d_0^3} \left\{ 1 - \frac{3(y-y_0)^2}{d_0^2} \right\} d\sigma \\ v_i &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^{\mu_\infty} d\mu \int_0^\infty \frac{3(y-y_0)}{d_0^3} \{ (z-z_0) \cos \theta \\ &\quad - (x-x_0) \sin \theta \} d\sigma \\ w_i &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^{\mu_\infty} d\mu \int_0^\infty \frac{\cos \theta}{d_0^3} \left\{ \frac{3(y-y_0)^2}{d_0^2} \right\} d\sigma \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

上の方程式の右辺は一般形  $\int_0^{\mu_\infty} d\mu \int_0^\infty g(\sigma) d\sigma$  で表わされる。これは部分積分の公式から

$$\begin{aligned} \int_0^\infty ds \frac{d\mu}{ds} \int_0^\infty g d\sigma &= \left[ \mu \int_0^\infty g d\sigma \right]_{s=0}^\infty + \int_0^\infty \mu g ds \\ &= \int_0^\infty \mu g ds \end{aligned} \quad (43)$$

と変形される。ここで, 吹出口における条件  $[\mu]_{s=0} = 0$  を用いた。この結果を (42) の右辺に適用すれば, 次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} u_i &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\mu}{d_0^3} \left\{ 1 - \frac{3(y-y_0)^2}{d_0^2} \right\} \sin \theta ds \\ v_i &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{3\mu(y-y_0)}{d_0^3} \{ (z-z_0) \cos \theta \\ &\quad - (x-x_0) \sin \theta \} ds \\ w_i &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\mu}{d_0^3} \left\{ 1 - \frac{3(y-y_0)^2}{d_0^2} \right\} \cos \theta ds \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

以上の結果は仮定 (30) にもとずいている。換言すれば、流管を非常に細いと考え、その表面に分布した渦層の誘導効果を、軸上に分布した渦ダブレットの誘導として計算している。したがって、この結果は流管の直径に比べて十分遠い距離の誘導場に対してのみ有効である。しかるに、実際の応用ではもっと近い距離が問題になることも多い。例えば、主翼や尾翼はジェット半径の数倍程度の距離にある。実験結果と計算値の予備的な検討から、束縛渦の寄与は誘導場全体の中で占める割合が小さいので (37) でも精度は十分であるが、随伴渦の誘導場の式 (44) は中距離に対して精度が悪いことがわかった。それで、以下では (44) に対する高次の近似を求める。高次項を求めるためには、渦層モデルよりも単純化したモデルを使用することが許されよう。

実際にジェット随伴する渦度を測定してみると、それはジェットの背面に一对の集中渦を形成している。したがって、これを理想化して一对の渦系とみなし、各渦の強さは  $\pm\Gamma$ 、両者の間隔は  $2D$  とする。(図 1 参照) 吹出口から距離  $s$  にある一对の渦系の要素  $\delta\sigma$  を考える。両渦系は局所的にはほぼ平行であるから、(39) の場合と同様に  $dr=0$  と置くことができる。そのとき、この渦要素の誘導速度成分は、ビオ・サバールの法則から

$$\left. \begin{aligned} \delta u_t &= -\frac{\Gamma}{4\pi d_+^3}(y-y_1-D)\delta z \\ &\quad + \frac{\Gamma}{4\pi d_-^3}(y-y_1+D)\delta z \\ \delta v_t &= -\frac{\Gamma}{4\pi} \{ (z-z_1)\delta z - (x-x_1)\delta z \} \\ &\quad \times \left( \frac{1}{d_+^2} - \frac{1}{d_-^2} \right) \\ \delta w_t &= \frac{\Gamma}{4\pi d_+^3}(y-y'-D)\delta z \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

ここで  $x_1, y_1, z_1$  は 2 つの渦要素の中心  $M$  の座標、 $d_+$  と  $d_-$  はそれぞれの要素と場の点  $P$  と距離である。この中心が流管断面の中心から  $r_1$  だけ背後にずれているとすれば

$$x_1 = x_0 + r_1 \sin \theta, \quad y_1 = y_0, \quad z = z_0 - r_1 \cos \theta \quad (46)$$

である。この中心と場の点の距離を

$$d_1 = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2}$$

とすれば、 $d_+$  と  $d_-$  は  $(y-y_1)d/d_1^2$  のべき級数に展開できるが、2 次の項までを残して、次のように近似することができる。

$$\left. \begin{aligned} 1/d_+^3 &= (1/d_1^3) \left\{ 1 + 3(y-y_1)d/d_1^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{15}{2}(y-y_1)^2 d^2/d_1^4 \right\} \\ 1/d_-^3 &= (1/d_1^3) \left\{ 1 - 3(y-y_1)d/d_1^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{15}{2}(y-y')^2 d^2/d_1^4 \right\} \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

(47) を (45) に代入して展開し、それを渦系の全長について積分すれば、渦の誘導場の 3 成分の表現が次のように求まる。

$$\left. \begin{aligned} u_t &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{2\Gamma D}{d_1^3} \left\{ 1 - 3 \frac{(y-y_1)^2}{d_1^2} \right\} \sin \theta ds \\ &\quad + \frac{15}{8\pi} \int_0^\infty \frac{2\Gamma D}{d_1^3} \frac{(y-y_1)^2 d^2}{d_1^4} \sin \theta ds \\ v_t &= \frac{3}{4\pi} \int_0^\infty \frac{2\Gamma D}{d_1^3} (y-y_1) \{ (x-x_1) \sin \theta \\ &\quad - (z-z_1) \cos \theta \} ds \\ w_t &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{2\Gamma D}{d_1^3} \left\{ 1 - 3 \frac{(y-y_1)^2}{d_1^2} \right\} \cos \theta ds \\ &\quad - \frac{15}{8\pi} \int_0^\infty \frac{2\Gamma D}{d_1^3} \frac{(y-y_1)^2 d^2}{d_1^4} \cos \theta ds \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

この式で  $2\Gamma D$  を  $\mu$  で置きかえてみると

$$\left. \begin{aligned} u_t &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\mu}{d_1^3} \left\{ 1 - 3 \frac{(y-y_1)^2}{d_1^2} \right\} \sin \theta ds \\ &\quad + \frac{15}{8\pi} \int_0^\infty \frac{\mu}{d_1^3} \frac{(y-y_1)^2 d^2}{d_1^4} \sin \theta ds \\ v_t &= \frac{3}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\mu}{d_1^3} (y-y_1) \{ (x-x_1) \sin \theta \\ &\quad - (z-z_1) \cos \theta \} ds \\ w_t &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\mu}{d_1^3} \left\{ 1 - 3 \frac{(y-y_1)^2}{d_1^2} \right\} \cos \theta ds \\ &\quad - \frac{15}{8\pi} \int_0^\infty \frac{\mu}{d_1^3} \frac{(y-y_1)^2 d^2}{d_1^4} \cos \theta ds \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

となるが、この式で  $d \rightarrow 0$  とすれば、極限において右辺第 2 項は消滅し、渦ダブレットの誘導場 (44) と全く一致する。このことから、渦ダブレットは 2 本の逆符号の渦系が、そのモーメント  $2\Gamma D$  を一定に保ちながら無限に接近したものと等価であることがわかる。それと同時に、(49) は渦分布が有限の広がりを持つことを考慮した修正項 (右辺第 2 項) を含む、より高次の近似であることも明らかである。

渦系の実効離心距離  $r_1$  と実効間隔  $d$  は、実験結果から

$$r_1 = 0.7r; \quad d = 0.35r \quad (50)$$

と決定される。

(38) と (40) の積分は数値的に行なう。その準備

として第5章で述べた方法によってジェット径路  $x = x(s), z = z(s)$  と、それに沿う渦ダブルレットのモーメント  $\mu = \mu(s)$  を計算する。速度ベクトルの3成分とその大きさは、各渦系の誘導速度と一様流速度の和としてそれぞれのように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} u &= U_1 + u_t + u_b, & v &= v_t + v_b, & w &= w_t + w_b \\ V &= \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

実験との比較は、図5に示すような吹き下し角  $\alpha$  と

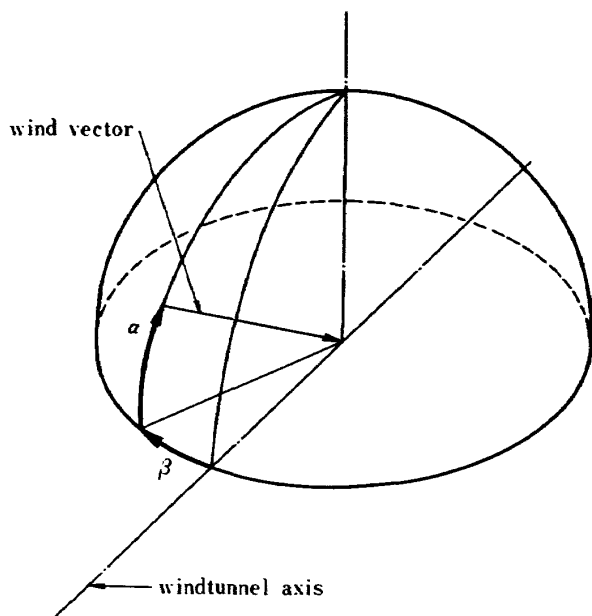


図5 風洞軸系における風速ベクトルの吹き下し角  $\alpha$  と偏角  $\beta$  (球面座標表示)

偏角  $\beta$  について行なったので、次のような角度計算が必要となる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \arctan(w / \sqrt{u^2 + v^2}) \\ \beta &= \arcsin(v / \sqrt{u^2 + v^2}) \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

この章で述べた方法により計算された理論値と実験値の比較は、第11章で行なう。

### 7. ジェットの径路と中心速度の測定

前論文では一様流に対し垂直に吹き出したジェットについて検討した。本論文では、より一般的な斜め吹き出しの場合についても実験を行なった。また、より大きな吹出口をもつ垂直吹き出しジェットについて径路を測定し、レイノルズ数効果も調べた。

斜め吹き出しジェットの実験は前の研究で使用され実験装置を一部改造して用い。風洞は縦65cm, 横55cmの4隅を切落し八角形の測定部断面をもつ低速風洞である。ジェット発生装置も前と同じ乱流ジェットノズル(図6)で、多孔板から細噴流を混合室内に吹き出

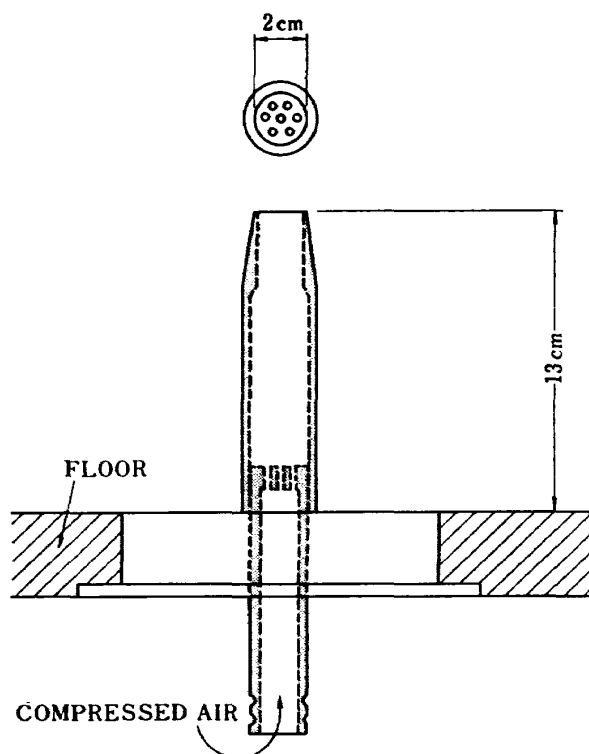


図6 乱流ジェットノズルの構造

して、乱流化したものをノズルから外に吹き出した。このノズルを測定部の床に取り付け、水平からの傾きを  $30^\circ$  から  $30^\circ$  おきに  $150^\circ$  まで変えた。

ジェット径路はそれに垂直な断面内の最大速度点を結んだ線と定義する。この最大速度点は熱線風速計によって断面内をトラバースして決定した。風洞測定部内の装置の配置を図7に示した。

ジェットの吹出速度は  $30 \sim 80$  m/s の範囲で、また、測定部風速は  $10 \sim 30$  m/s の範囲で変えた。その結果、風速比  $R$  は  $1 \sim 8$  の範囲にわたった。吹出速度と吹出口直径  $d$  にもとづくジェット・レイノルズ数  $Re_j (= U_j d / \nu)$  は  $(0.8 \sim 2) \times 10^5$  であった。

大きい口径 (50 mm) をもつジェットの径路と誘導速度場の測定は、航技研大型低速風洞で実施した。この風洞は縦 6.5 m, 横 5.5 m の測定部をもつ。一對の模型支柱の内部に吹出空気用の配管が施されている。空気源からゲージ圧  $7 \text{ kg/cm}^2$  の圧縮空気を導き、図8のように支柱間に渡した横梁から下方に突出した腕の中を通して、空気を模型内に供給した。

模型は前後端を丸めた円柱で、下面に直径 50 mm の吹出口がある(図9)。模型の姿勢は迎角が  $30^\circ \sim -15^\circ$  の間で任意に変えることができる。偏揺角と横揺角はとれない。模型内に導入された圧縮空気は模型中央部の空気溜に入り、そこから多孔性のパフ板を通るとき減圧され、次に第2の多孔板から吹き出し、

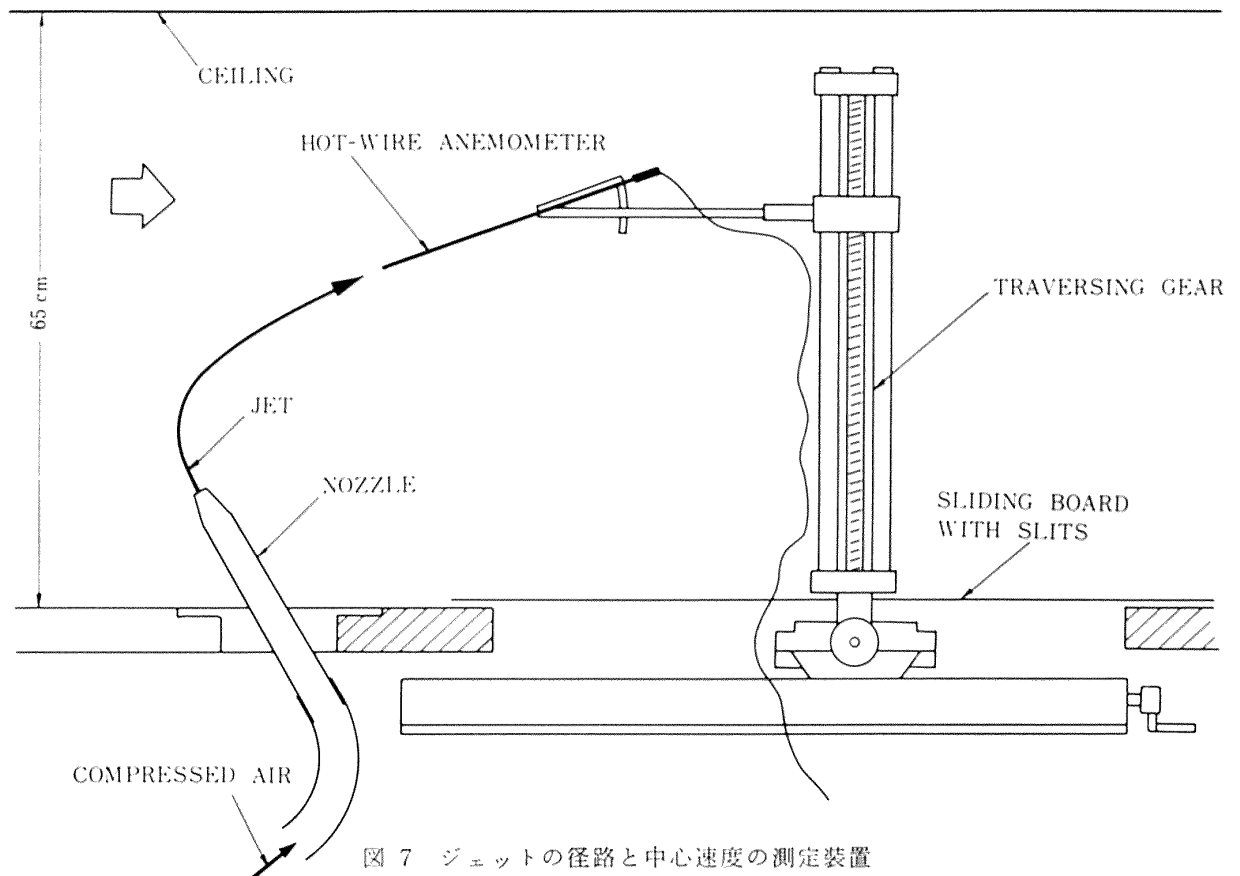


図 7 ジェットの径路と中心速度の測定装置

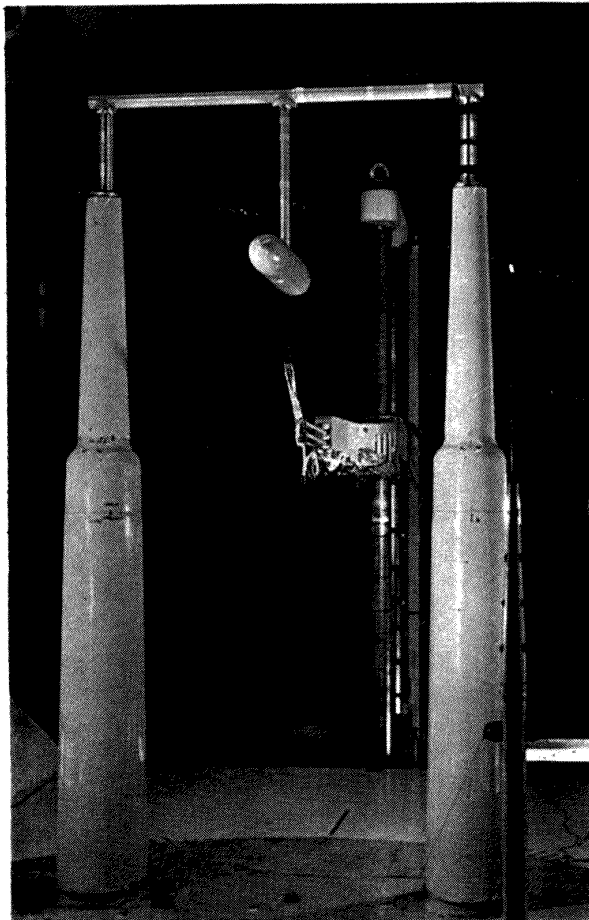


図 8 大型低速風洞測定部内の概観（上流側から見た模型、支柱およびトラバース装置）

40 cm の長さの混合室を通過して、ほぼ一様な乱流となって外部に吹出す。吹出口における速度分布は図 10 に示すように完全に一様でないのは、空気溜の容積が十分にとれず、その中の流れが偏ったためである。吹出したジェットの流れの強さは、多孔板の孔の径と配列を変えれば調節できる。この乱れのレベルがジェット径路に与える影響は、次章で述べる。

吹出速度は空気溜の内圧  $p_s$  を目安にして調節した。この内圧と吹出動圧が比例することは、事前の較正によって確認されている。常用した吹出速度は 100 m/s で、 $Re_j$  は  $3.2 \times 10^5$  であった。速度比  $R$  の変更は測定部風速を 10 m/s から 50 m/s の範囲で変えて行ない、2, 4, 6, 8 および 10 に正しく設定した。そのほか、吹出速度を 60 m/s に落してレイノルズ数を下げた場合の径路を測定して、比較検討した。

最大速度点の決定には全圧管を用い、その出力を抵抗線歪ゲージ式圧力変換器によって電圧に変換し、他方、トラバース装置の  $x$  方向ストロークをポテンシオメータで検出し、両者の出力を XYレコーダに記録した。高さを様々に変えて  $x$  方向にトラバースし、得られた XYレコーダのトレースから全圧のピークの座標を決定し、これを結んでジェット径路とした。このようにして得られた径路を、吹出角  $\theta_0$  ごとにまと

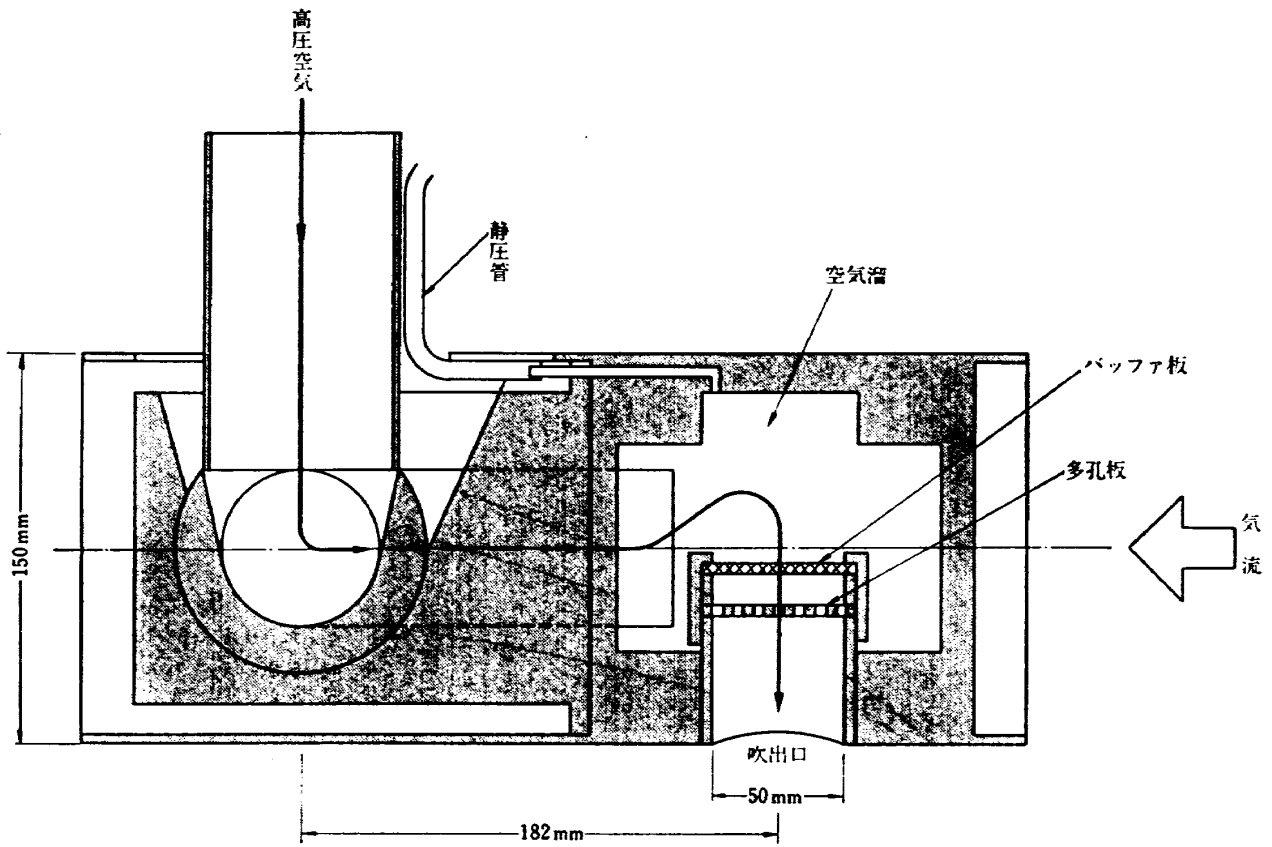


図 9 リフトジェット模型中央部断面

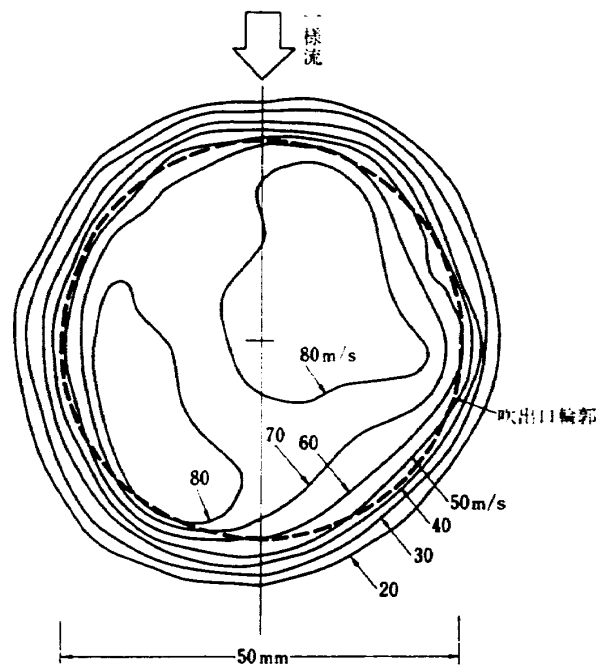


図 10 リフトジェット模型、吹出速度分布 (吹出口から 25 mm 下流)

めて、図 11 に示した。

斜め吹出ジェットの中心速度は、熱線風速計で径路

を追跡したときの速度プロフィルのピーク値から決定

した。各吹出角毎のデータを図 12 a~e に示した。

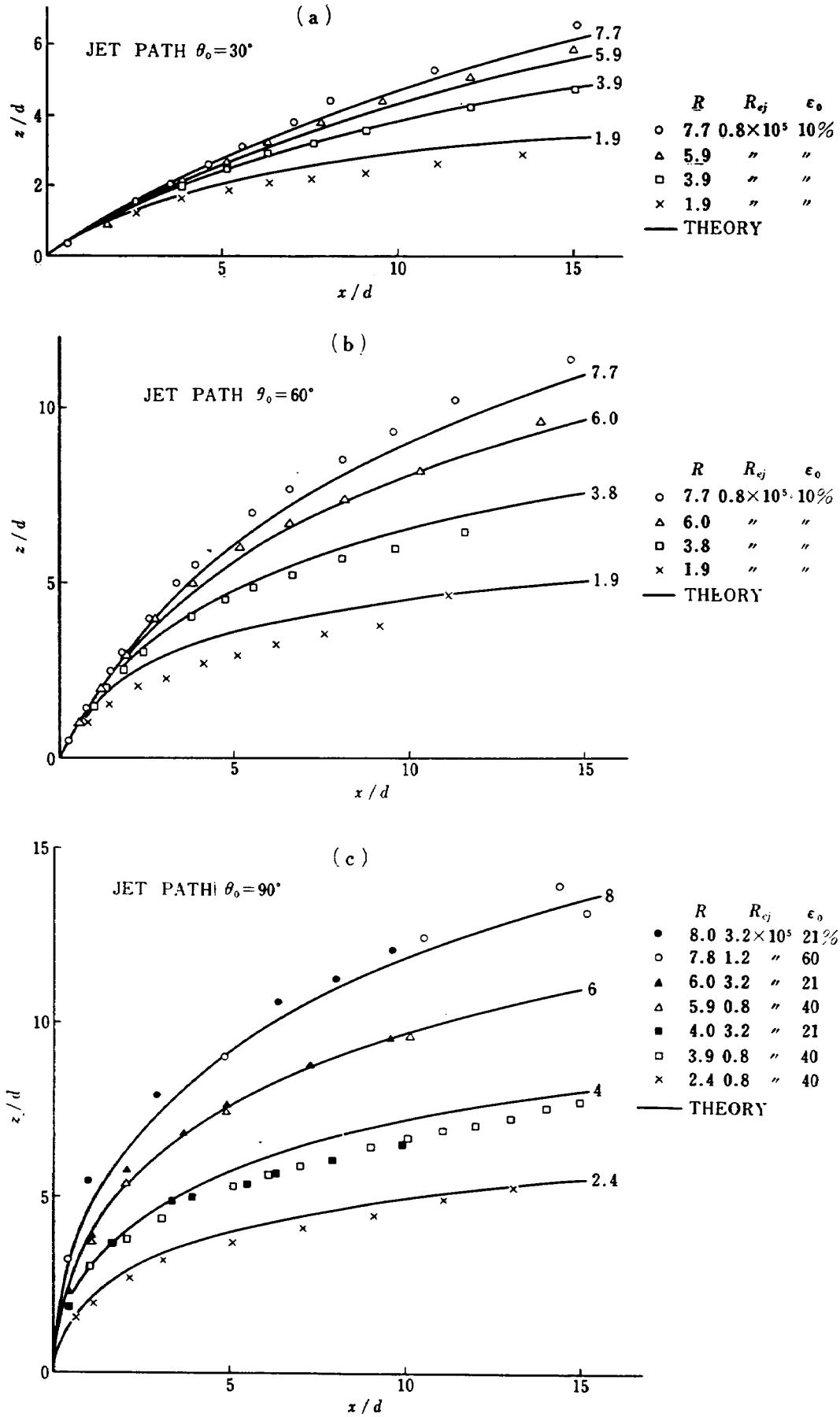


図 11 ジェットの径路 a)  $\theta_0=30^\circ$ ; b)  $\theta_0=60^\circ$ ; c)  $\theta_0=90^\circ$ ; d)  $\theta_0=120^\circ$ ; e)  $\theta_0=150^\circ$

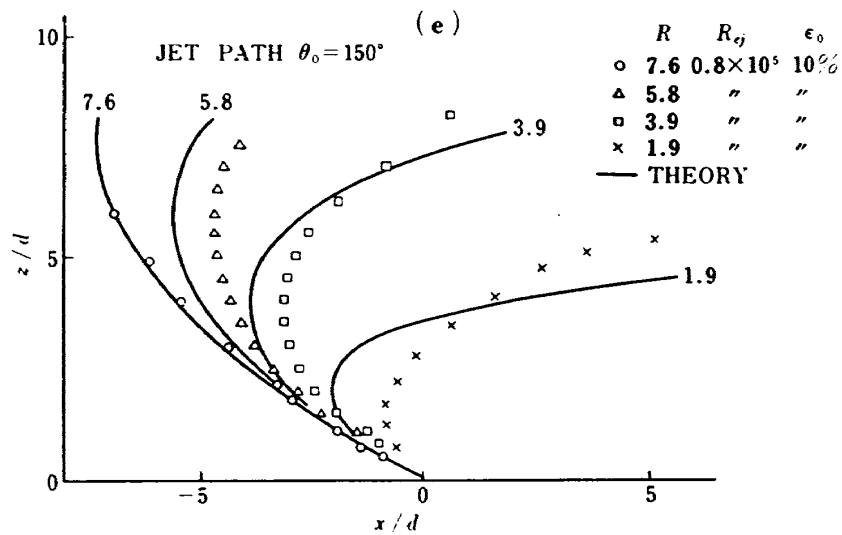
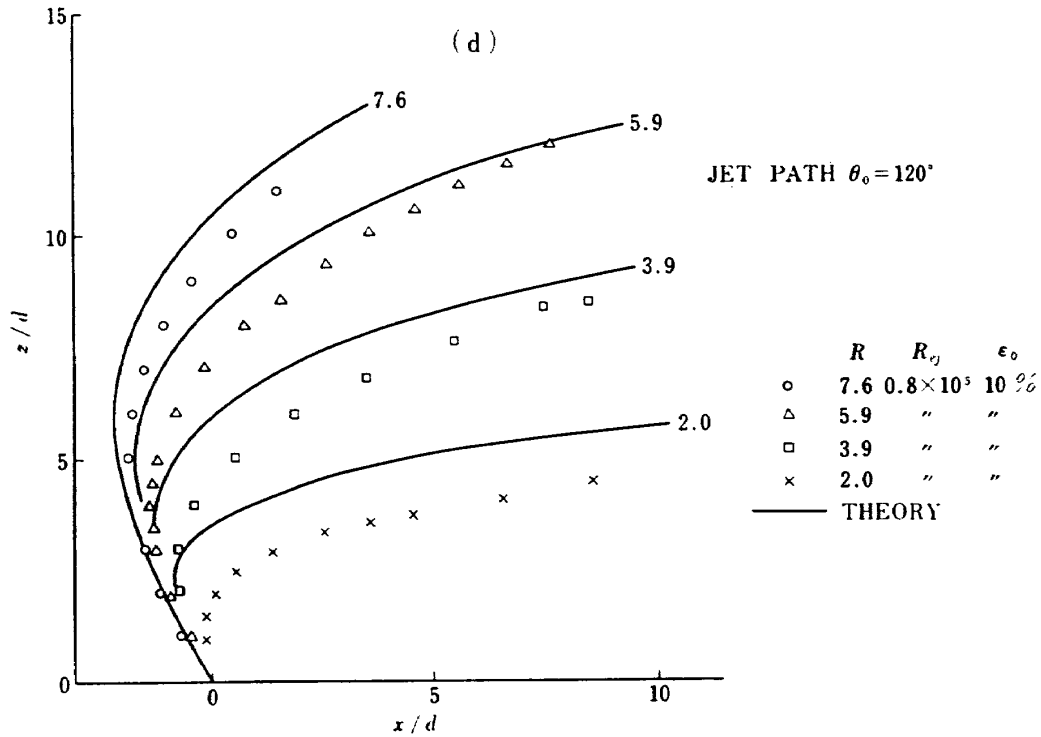


図 11 つづき

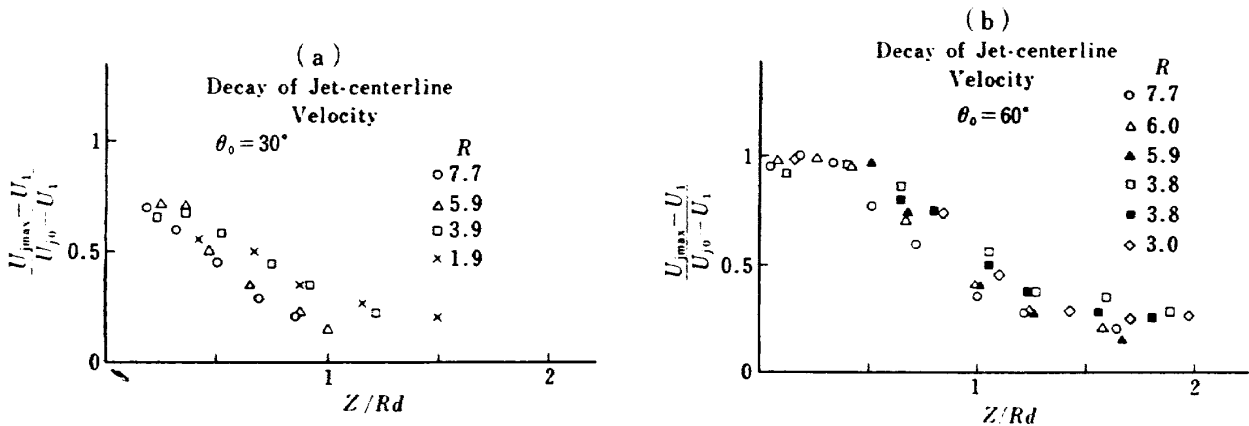


図 12 ジェット中心速度の減衰 a)  $\theta_0=30^\circ$ ; b)  $\theta_0=60^\circ$ ; c)  $\theta_0=90^\circ$ ; d)  $\theta_0=120^\circ$ ; e)  $\theta_0=150^\circ$

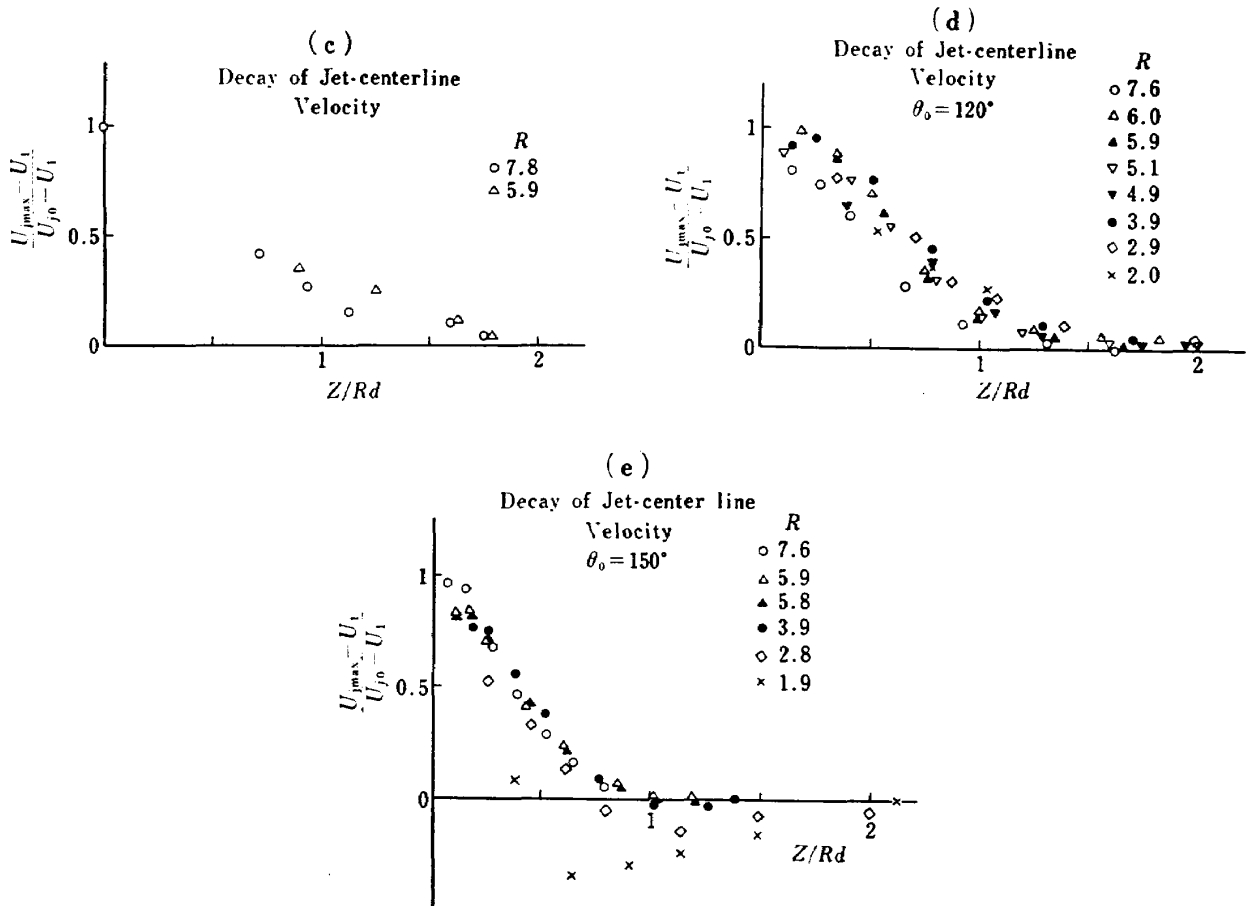


図 12 つづき

8. 初期乱れがジェット径路に及ぼす影響

Keffer ほか<sup>9)</sup>は、吹出口付近に層流のコアがあると、ジェットは横風に抗して直進し、このコアが消滅した点から曲り始めることを観測した。彼等はジェットの原点をこのコアの長さだけずらすことによって、実験データを整理している。

ジェットがはじめから乱れていると、このコアの消滅は早い。中心速度が始まる点をコアの端とみなせば、初期乱れ  $\epsilon_0$  が 21% を越えると中心速度は吹出口直後から減衰し始めるから、コアは事実上消滅する<sup>9)</sup>。したがって、初期乱れが 21% 以下のときは、ジェットの原点を移動させねばならない。

図 13 には初期乱れが異なる幾つかの垂直吹出ジェットの径路を示した。これを見ると、初期乱れが大きいと径路は下方へほぼ平行移動し、 $\epsilon_0$  が 21% 以上では、径路は事実上  $\epsilon_0$  によらない。この変位  $s_0$  は、およそ次式で与えられる。

$$s_0/d = \begin{cases} 0.12(0.21 - \epsilon_0) & (0.07 < \epsilon_0 < 0.21 \text{ に対し}) \\ 0 & (\epsilon_0 \geq 0.21 \text{ に対し}) \end{cases} \quad (53)$$

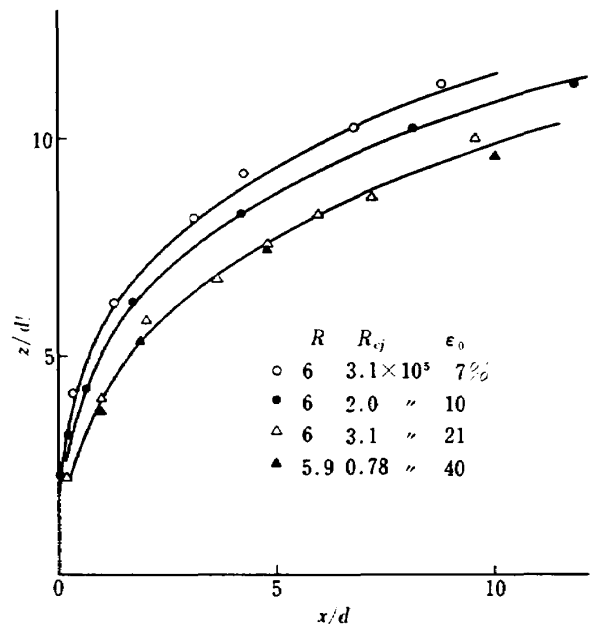


図 13 初期乱れが径路に及ぼす影響

使用した実験データは少数であるが、この結果は Keffer ほかや Ginevskii の得た結果からの推論、すなわち  $\epsilon_0$  が 21% 以内なら、コアの長さだけジェットが直進することに、よく対応している。それで、我々



の計算結果と実測値を比較する場合は、初期乱れを考慮してジェットの原点を (53) で与えられるだけ、吹出方向にずらした。Snel<sup>16)</sup> によれば、コアの長さは  $R$  や  $\theta_0$  によって幾分違うが、その差は無視した。図 11 に示された理論曲線には、この原点修正を施してある。

## 9. 実験常数の決定と、理論計算結果の精度の検討

方程式系 (25)~(29) は3つの実験常数  $E_1$ ,  $E_2$  および  $C_d$  を含んでいる。このうち  $E_1$  と  $E_2$  は2つの違ったモードのエントレンメントに関連して導入された。我々の理論には、それ以外に第3のパラメータとしてジェット流管の断面抗力係数  $C_d$  が含まれている。前論文では  $E_1$  として (6) を仮定し、 $E_2$  と  $C_d$  を実験データに合うよう定めた。しかし、(6) を仮定することに疑問が残るので、この論文では3つのパラメータを全部フリーにし、理論と実験の対比から最適の値を決定した。

このようなパラメータの選び方は、前論文と同じ curve-matching 法である。先ず3つのパラメータの色々な組合せについて前章に述べた方法でジェットの湾曲径路  $z=z(x)$  と流管半径  $r=r(s)$  を計算し実験値と比較した。流管半径に対応する実測値としては、断面内速度プロファイルの横方向半値幅  $r_{1/2}$  を採用した。この値は断面内速度分布から  $(U_1 + V_{\max})/2$  の等速線を描き、その  $r$  方向の幅として決定した。この等速線はジェットの輪郭を代表するものであるが、吹出口付近では円形で、次第に横に扁平になると共に、背面の凹んだ馬蹄形に変わっていく。この過渡領域は比較的短かく、その後の領域では等速線の形はほぼ相似に保たれるので、この領域では両者の比較も、無意味ではない。この  $r_{1/2}$  の代りにジェットの断面積に等価な円の半径などを用いれば、理論上、より厳密であるが、速度分布は非常に複雑であるから、この種の半径の決定には大きな誤差が予想されるので、この研究では比較的簡単、かつ正確に決定できる量として  $r_{1/2}$  を採用した。いずれを採用しても、それに応じて  $E_1$  と  $E_2$  が実験と理論の一致が得られるように選ばれるので、両者の優劣は、結局、渦や誘導場などの、curve-matching に用いなかった他の特性量の推定が正確に行なわれるが否かにかかってくる。

3つのパラメータの無数の組合せの中から最適値を選び出すには、多少の洞察が必要である。そのため次の事実を用いた。

イ)  $E_1$  は吹出口付近の径路の湾曲と半径の拡張に影響する。 $E_2$  は、逆に、吹出口から遠くで影響が大きい。

ロ)  $C_d$  は半径の拡張率にはほとんど影響を与えないが、径路全体の湾曲を支配する。

具体的に説明すれば、仮に  $E_1$  を (6) のようにおき、 $E_2$  を適当に仮定して、 $C_d$  の様々の値について径路を計算して実験と比較し、全体的によい一致を与える  $C_d$  を求める。次に  $E_1$  と  $E_2$  を変えて部分的な湾曲がよく合うように調節する。再び  $C_d$  を変えて計算し、一致を改善する。以上の手続きを繰返し、最適の  $E_1$ ,  $E_2$  および  $C_d$  を見出す。次に、ジェットの流管半径を比較し、一致を確認する。

以上のようにして決定された常数の組合せは、次の通りである。

$$E_1=0.55; E_2=0.35; C_d=1.8 \quad (54)$$

ここで注意したいのは、この  $E_1$  の値は (1) で求めた Ricou ほかの実験から期待される値  $0.16\pi=0.50$  とほぼ一致することである。また、 $C_d$  の値は、分子動粘性係数  $\nu$  を用いて計算されたレイノルズ数  $Re_j \approx 2 \times 10^4$  における円柱の断面抗力係数  $C_d=1.1$  よりは、むしろ、渦動粘性係数  $\nu_e^*)$  を用いて計算したレイノルズ数 ( $\approx 40$ ) における値 2.1 に近いことも興味深い。

図 11a~e には、上記のパラメータを用いて計算した径路が実験結果と共に記入されているから、最終的な curve-matching の状況がわかる。この図をみると、主流に垂直および下流方向に吹き出した場合には、概して一致がよい。しかし、流れに逆らって吹き出した場合 ( $\theta_0 > 90^\circ$ ) には、弱い ( $R$  が小さい) ジェットほど一致はよくない。この原因は、我々の理論ではジェット径路の曲率は小さいと仮定されているのに、逆流噴射の場合は、図 11d および e にみられるように、弱いジェットではかなり急激な湾曲が吹出口付近で起るためと思われる。

ジェット中心速度の減衰については、応用面ではジェットが一様な横風中をどの程度の深さまで貫通するかが重要なので、図 12 には横軸としては無次元深さ  $z=Rd$  を採用した。この減衰比は吹出口で 1、無限下流で 0 となる。

貫通深度を速度比  $R$  と吹出口半径  $d$  の積で無次元化したのは、このようにすれば  $R$  の大きな違いにもかかわらず、実験結果がかなり狭い領域にまとまるこ

\* ) 文献 16 によれば、円形断面ジェットに対する渦動粘性係数は  $\nu_e=0.0256r_{1/2}U_j$  である。

とを示すためである。 $\theta_0=90^\circ$  の場合は、前論文から引用した。

減衰比が 0.1 になるを貫通深度の目安とすれば、この程度の  $R$  に対して、およそ次のようになる。

吹出角 $\theta_0$	30°	60°	90°	120°	150°
貫夜通深 $(z/Rd)_{0.1}$	1.1	1.8	1.6	1.1	0.8

この結果をみると、最も深く貫通するのは垂直に吹き出したときではなく、流れの方向に 30° だけ傾けたときであるといえる。また、 $\theta_0$  が一定なら、 $z$  は  $R$  と  $d$  にほぼ比例すること、すなわち強いジェットほど、また吹出口径の大きいジェットほど深く貫通するという、もっともな結論が得られる。中心速度については実測値と対比できる理論値がないので、図には実測値のみを示した。理論値と比較するためには、速度分布について何らかの仮定を行ない、平均速度から中心速度を換算する必要がある。

図 14 にはジェットの横幅  $r_{1/2}$  の実測値を理論から

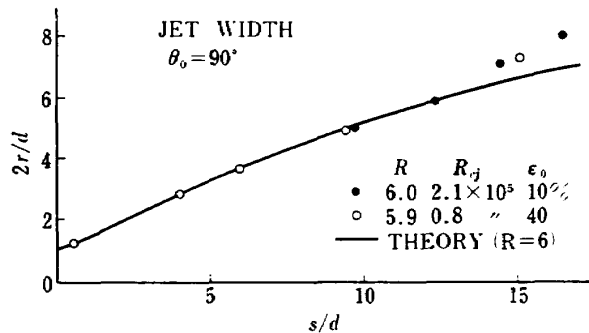


図 14 ジェット幅

計算された流管半径と比較したものである。実験はレイノルズ数の違う 2 つのジェットについて行なわれた。理論と実験の一致は概して良好であるが、下流ではジェットは減衰してしまっており、半値幅の測定精度がよくないため多少のずれがある。

以上述べたように、一組の実験常数 (54) は湾曲し

たジェットの 2 つの特性、すなわち、径路と横幅の理論値と実測値の良好な一致を与え、また、このようにして決定された  $E_1$  と  $C_a$  の値は、他の実験事実から推定される結果と一致する。したがって、我々が提案した湾曲ジェットの力学的機構のモデルは、現実の物理過程の本質をかなりよく捉えているとみてよいであろう。

図 11c には、特にレイノルズ数の影響をみるために  $R$  が 4 と 6 のジェットに対しては  $R_{ej}$  が  $0.8 \times 10^5$  と  $3.2 \times 10^5$  の 2 つの場合についての径路の測定結果がプロットされている。小さい方の  $R_{ej}$  に対する実験は図 6 に示した模型で、また大きい方の  $R_{ej}$  に対する実験は図 9 に示した模型で行なった。各模型に対して  $\epsilon_0$  が違っているが、いずれの場合も  $\epsilon_0 \geq 21\%$  なので、8 章で述べた理由から  $\epsilon_0$  の違いは径路には影響しないと考えてよい。この図から、この程度のレイノルズ数の範囲では径路は事実上  $R_{ej}$  に無関係で、速度比  $R$  にのみ依存すると結論できよう。このことは、Ricou ほか<sup>14)</sup>が求めたエントレンメントの実験式 (4) が、 $R_{ej} \geq 2.5 \times 10^4$  では  $R_{ej}$  に無関係に成立つこともとも符合する。これらの事実は、いわゆる Reynolds number similarity の仮説、すなわち、レイノルズ数が十分大きければ乱流構造は相似であって流れの空間的尺度と特性速度によって決定されるという説 (例えば、文献 20 参照) の裏付けとも考えられる。

### 10. 誘導速度場の測定

誘導速度の測定は、航技研 6 m 風洞で、前章で述べたリフトジェット模型を使って行なった。測定範囲はジェット吹出口を原点として風洞軸の下流方向に 900 mm、横方向に  $\pm 495$  mm、下方に 720 mm の直方体の空間内を一辺が 30 mm の立体格子に分割し、その格子点で速度ベクトルを決定した。

風速ベクトルを測定するためのプローブは、図 15

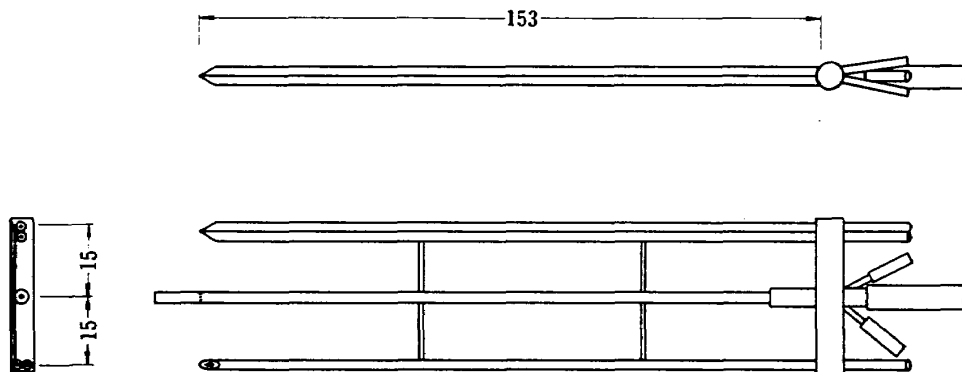


図 15 風速プローブ

示すように、ピトー静圧管を中心に両側に 15mm の間隔で 1 対のコンラッド型ヨーメータを配列したレークである。コンラッド管は内径および外径がそれぞれ 1mm および 2mm の 2 本の真鍮管を平行に接着し、先端を半頂角 30° の楔状に切落したものである。向って左側のコンラッド管は  $\alpha$  方向の、右側のものは  $\beta$  方向の風速成分に対して最大感度をもつよう取付けられている。ピトー静圧管は外径 2.5mm の外筒と、外径 1mm の内筒から成っており、先端は内面が摺鉢状になっており、比較的広範囲の偏角に対し全圧の感度が一定である。先端から 10mm の位置に 7 箇の静圧孔を設けた。このような圧力プローブは乱れの強い気流中では必ずしも正確な値を示さないが、この実験のように、ジェットの外部の乱れの少ない領域に誘導される速度場の測定のために使用することは許される。

トラバース装置は上述のプローブを  $x, y, z$  の各方向とも遠隔操作で連続的に移動させ、また、そのときの座標を  $\pm 1$ mm の誤差で検出することができる。今回の実験では  $x$  と  $z$  を固定し、 $y$  方向に 33 mm/s の速度で連続的に走査した。コンラッド管の先端と静圧孔は一直線上に並んでいるから、ドラバースするときこれらの圧力孔は次々に同一の測定点を通過する。その瞬間の差圧が自動的に計測され集録された。全圧測定点は 10mm だけ前方にずれるが、ジェットの極く近くを除けば全圧分布はほとんど同様であるから、この位置のずれによる誤差は僅小である。

各プローブからの差圧は圧力変換器に導かれて電圧に変換された後、動的量データ処理設備によってオンラインで集録され、処理された。この設備はコンピュータを使って 8 チャンネルのアナログ量を自動的にサンプルした後、AD 変換し、それと同時に、サンプルした結果をブラウン管上に図形表示してモニタに役立たせ、一回の走査後、これをデジタルテープに転送し集録する機能をもつ。したがって、測定結果を実時間でモニタしながら、実験の繰返し、中断、シフトなど

を判断することができる。この設備の詳細については桑野の報告<sup>2)</sup>がある。

同じコンピュータを使って、集録された 3 つの差圧から風向角  $\alpha$  および  $\beta$ 、風速などを計算した。 $\alpha$  プローブ差圧  $p_\alpha$ 、 $\beta$  プローブ差圧  $p_\beta$ 、および見かけの動圧  $q' (=p_t - p_s)$  から無次元係数

$$K_\alpha = p_\alpha/q', \quad K_\beta = p_\beta/q' \quad (55)$$

を作ると、これらはいずれもあるレイノルズ数範囲では  $\alpha$  と  $\beta$  の 2 変数関数で、近似的に

$$\left. \begin{aligned} K_\alpha &= A_0 + A_1\alpha + A_2\beta + A_3\alpha^2 + A_4\alpha\beta \\ &\quad + A_5\beta^2 + A_6\alpha^3 + A_7\alpha^2\beta + A_8\alpha\beta^2 \\ &\quad + A_9\beta^3 + \dots \\ K_\beta &= B_0 + B_1\beta + B_2\alpha + B_3\beta^2 + B_4\alpha\beta \\ &\quad + B_5\alpha^2 + B_6\beta^3 + B_7\alpha\beta^2 + B_8\alpha^2\beta \\ &\quad + B_9\alpha^3 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

のように展開できる。常用される  $\alpha$  と  $\beta$  の範囲では、右辺の  $A_1\alpha$  と  $B_1\beta$  の項が卓越し、その他の高次項は微小なので、 $\alpha$  と  $\beta$  の 4 次以上の高次項は省略する。

常数  $A_i, B_i (i=0, 1, 2, \dots)$  を決定するため、風洞気流中で多数の  $\alpha$  と  $\beta$  の組合せについて  $K_\alpha$  と  $K_\beta$  を測定し、これを上式の左辺に入れて、最小自乗法で  $A_i$  と  $B_i$  の最確値を求めた。風速が 10~35 m/s の範囲では高次項の係数が多少変化するので、この範囲の平均値を用いる。採用された係数の値を表 1 に掲げた。

この較正結果から  $\alpha$  と  $\beta$  を決定するには、実測された  $K_\alpha$  と  $K_\beta$  を (56) の左辺に入れ、この連立方程式を  $\alpha$  と  $\beta$  について解けばよい。まず、 $\alpha = K_\alpha/A_1$  と  $\beta = K_\beta/B_1$  を出発値として Newton-Raphson 法によって逐次解の精度を高める。我々の場合は出発値がすでに、かなりよい近似値なので、3 度の繰返し計算で十分であった。

動圧を決定するためには、同じように動圧係数  $K_q$  を  $\alpha$  と  $\beta$  の関数として

表 1 差圧係数較正式の係数

$i$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$A_i$	-0.003	2.405	-0.044	-0.411	0.045	0.060	-1.654	-0.815	—	—
$B_i$	-0.002	2.594	-0.020	0.286	-0.137	0.012	-2.238	0.432	—	—
$C_i$	1.005	-0.015	-0.045	0.235	-0.104	0.296	-0.002	-0.246	0.324	-0.412

$$\text{較正式} \left\{ \begin{aligned} K_\alpha &= A_0 + A_1\alpha + A_2\beta + A_3\alpha^2 + A_4\alpha\beta + A_5\beta^2 + A_6\alpha^3 + A_7\alpha^2\beta + A_8\alpha\beta^2 + A_9\beta^3 \\ K_\beta &= B_0 + B_1\beta + B_2\alpha + B_3\beta^2 + B_4\alpha\beta + B_5\alpha^2 + B_6\beta^3 + B_7\alpha\beta^2 + B_8\alpha^2\beta + B_9\alpha^3 \\ K_q &= C_0 + C_1\alpha + C_2\beta + C_3\alpha^2 + C_4\alpha\beta + C_5\beta^2 + C_6\alpha^3 + C_7\alpha^2\beta + C_8\alpha\beta^2 + C_9\beta^3 \end{aligned} \right.$$

$$K_q = \frac{q}{q'} = C_0 + C_1\alpha + C_2\beta + C_3\alpha^2 + C_4\alpha\beta + C_5\beta^2 + C_6\alpha^3 + C_7\alpha^2\beta + C_8\alpha\beta^2 + C_9\beta^3 + \dots \quad (57)$$

のように、べき級数に展開し、常数  $C_i$  ( $i=0, 1, 2, \dots$ ) を実験的に決定する。結果は表 1 に与えられている。すでに決定されている  $\alpha$  および  $\beta$  と、測定された見かけの動圧  $q'$  を (57) に代入すれば、真の動圧  $q$  が計算できる。

上述の測定法の精度を調べるため、風洞測定部内の一様気流の中で、このプローブに既知の  $\alpha$  と  $\beta$  の角度を与え、各プローブの差圧から上述の方法で  $\alpha$ ,  $\beta$  および  $q$  を計算し、これらを実際に設定した値と比較したのが図 16 a~c である。横軸には設定値、縦軸にはこの方法で測定した値をプロットした。ただし、図 16 c は風速の測定値と設定値の比を、風速ベクトルとプローブ軸の間の角距離  $\gamma$  に対してプロットしたものである。図 16 a と 16 b の実線上では、 $\alpha$  と  $\beta$  の真値と測定値が一致し、破線で挟まれた範囲内では測定誤差が  $\pm 1^\circ$  以内である。この図をみると、 $|\beta| \leq 20^\circ$  ならば  $\alpha = -5^\circ \pm 20^\circ$  の範囲で  $\alpha$  の測定誤差が  $1^\circ$  以下である。また、 $|\alpha| \leq 35^\circ$  なら  $|\beta| \leq 20^\circ$  の範囲で  $\beta$  の測定誤差は  $1^\circ$  以内である。両方の結果を合わせると、この測定法の誤差は  $\alpha = -25^\circ \sim 15^\circ$ ,  $\beta = -20^\circ \sim 20^\circ$  の範囲で  $1^\circ$  以下であると結論できる。

図 16 c によれば、 $q$  の測定値は無修正のままであれば  $\pm 2\%$  の誤差をもつ。しかし、この誤差は  $\gamma$  に対して系統的であるから、図で実線で示した平均曲線を用いて修正すれば、誤差は破線で示したように  $\pm 0.5\%$  の範囲に入る。

上述したように、このプローブはある範囲の  $\alpha$  と  $\beta$  に対してのみ、精度のよい結果を与える。したがって、一本のトラバース線上で  $\alpha$  の変化が大きいときは、プローブの設定迎角  $\alpha_0$  をその変域の中央をもって行くと、一般的に精度のよい結果が期待される。そのときは、上述で求められたプローブ軸系における角度を、風洞軸系におけるに変換しなければならない。図 17 は両座標系での角度関係を球面座標上で表わしたものである。O を極とする球面が風洞座標系に、また O' を極とする球面がプローブ軸系に対応し、両者の間には設定迎角  $\alpha_0$  の傾きがある。

風洞軸系とプローブ軸系における迎角と偏角をそれぞれ  $\alpha, \beta$  および  $\alpha', \beta'$  とし、P を球面上で風速ベクトルの方向を表わす点とする。球面三角法の公式を  $\triangle OO'P$  に適用すれば

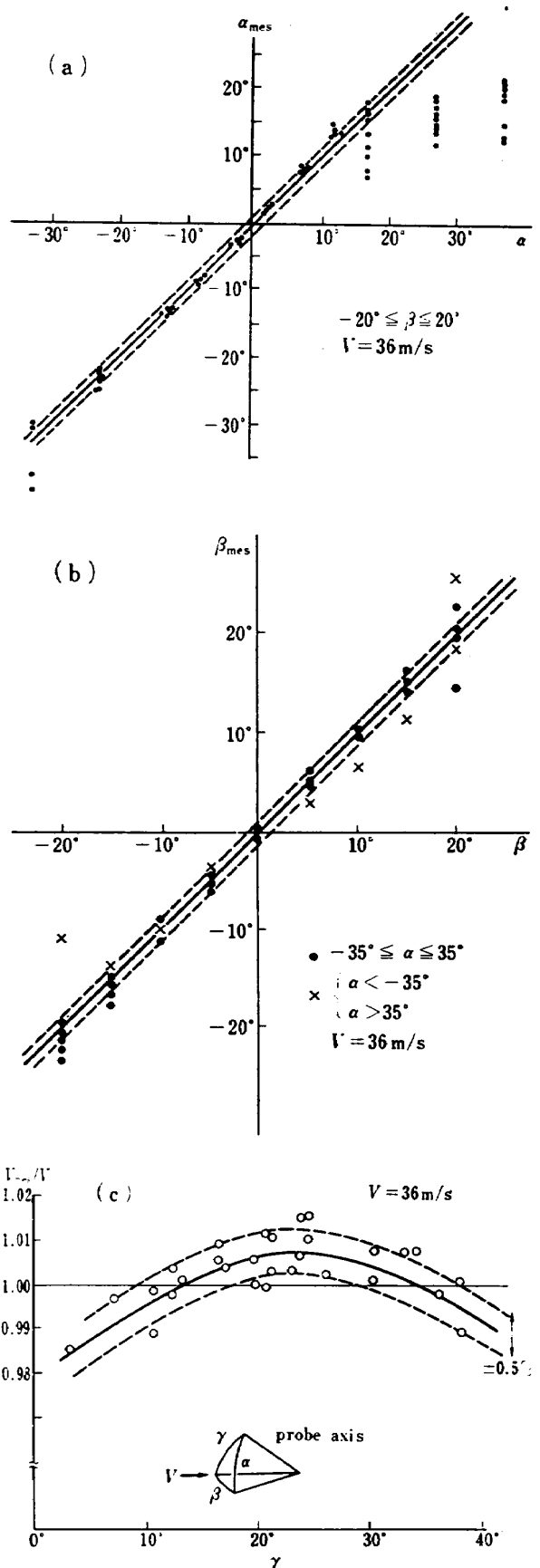


図 16 風向・風速測定精度  
a) 吹下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$ ; c) 風速  $V$   
横軸—真値 (設定角), 縦軸—測定値

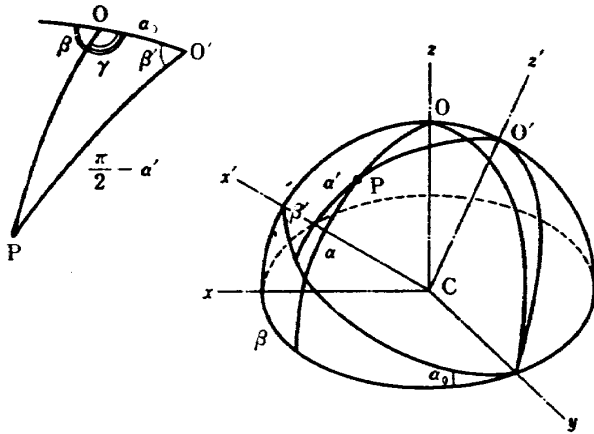


図 17 風胴軸系  $(x, y, z)$  と傾斜プローブ軸系  $(x', y', z')$

$$\begin{aligned} \cos \overline{OP} &= \cos \overline{OO'} \cos \overline{O'P} \\ &+ \sin \overline{OO'} \sin \overline{O'P} \cos \angle O' \end{aligned} \quad (58)$$

を得る。この式に  $\angle O' = \beta$ ,  $\overline{OO'} = \alpha_0$ ,  $\overline{O'P} = \frac{\pi}{2} - \alpha'$  を代入すれば、(58) は

$$\cos \overline{OP} = \cos \alpha_0 \sin \alpha' + \sin \alpha_0 \cos \alpha' \cos \beta' \quad (59)$$

となり、この式から風胴軸系における  $\alpha$  が、次のように求められる。

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\pi}{2} - \overline{OP} = \arcsin (\cos \alpha_0 \sin \alpha' \\ &+ \sin \alpha_0 \cos \alpha' \cos \beta') \end{aligned} \quad (60)$$

次に、 $\beta$  の変換式を求める。 $\triangle OO'P$  について球面三角法の公式から

$$\frac{\sin \beta'}{\sin \overline{OP}} = \frac{\sin \gamma}{\sin (\frac{\pi}{2} - \alpha')} \quad (61)$$

が成り立つ。しかるに、 $\sin \gamma = \sin \beta$ ,  $\sin \overline{OP} = \sin (\frac{\pi}{2} - \alpha) = \cos \alpha$  であるから

$$\sin \beta = \frac{\cos \alpha'}{\cos \alpha} \sin \beta' \quad (62)$$

となる。

結局、 $\alpha$  と  $\beta$  の変換式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \arcsin (\cos \alpha_0 \sin \alpha' + \sin \alpha_0 \cos \alpha' \cos \beta') \\ \beta &= \arcsin \left( \frac{\cos \alpha'}{\cos \alpha} \sin \beta' \right) \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

### 11. 誘導速度場の理論的推定結果の検討

この章では前章の方法によって求められた誘導速度場の実測結果を、6章で述べた理論的方法による推定値と比較し、この方法の妥当性を検討する。

図 18 には  $R=6$  のジェットについて、吹出口から

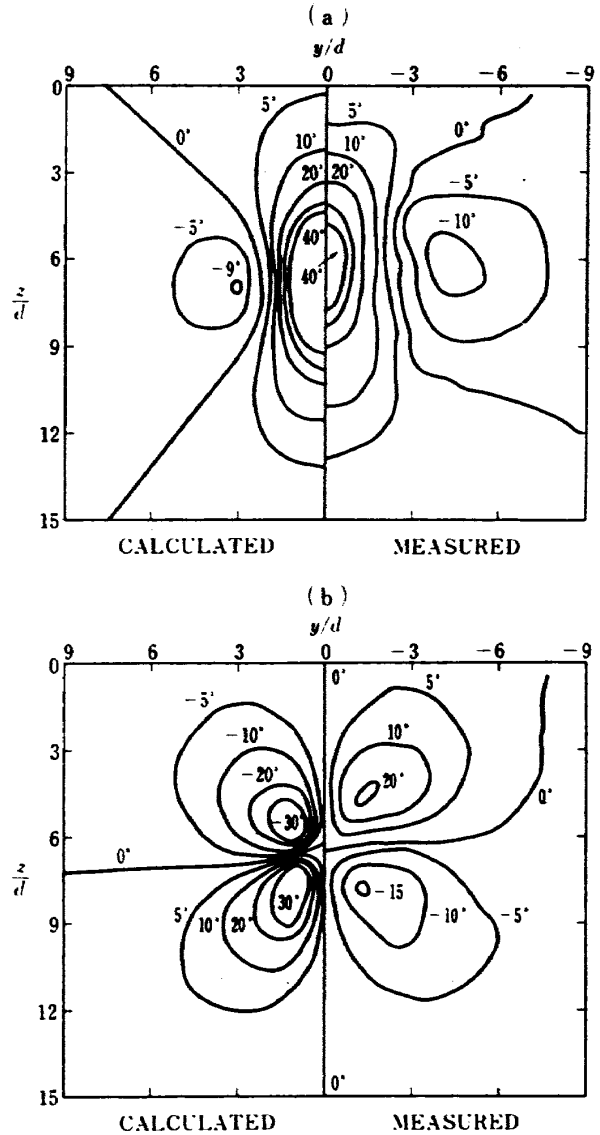


図 18 風向の計算値と実測値の比較  
鉛直面  $x/d=8$ ;  $R=6$   
a) 吹き下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$

下流に  $x/d=8$  の距離にある鉛直面上の  $\alpha$  と  $\beta$  の等値線を示した。左半面が理論値で右半面が実測値である。  $\alpha$  は中心線について対称、  $\beta$  は逆対称であるから、  $\beta$  の符号は左右で逆になることに注意する。

まず、図 18 a の吹き下し角についてみると、ジェット軸は  $z/d=6$  の近くでこの面を貫いている。軸上に渦ダブレットが存在するため、その付近で計算値は特異性を示し、異常に高くなっているため、記入していない。この付近を離れると計算値と実測値の一致はよくなる。しかし、  $5^\circ$  以下の領域では、  $1^\circ$  の測定誤差でさえ等値線の形を著るしく歪めることを考えれば、この図に示された結果はほぼ満足すべき一致を示すものとみてよい。特に、ジェットの左右の特徴ある吹き上げ領域の位置と、吹き上げの強さも、実験誤差の範

図内によく推定されている。図の上方の  $5^\circ$  の実測等値線の異常は、明らかに、すぐ上方に存在する模型の影響である。

図 18 b をみると、左右対の渦動運動に対応して、 $\beta$  の分布は 4 象限に分れている。 $0^\circ$  から  $10^\circ$  程度の等値線は、実測と計算が割合によく合っているが、ジェット中心に近いピーク値は計算値の方が異常に高くなっており、前述の  $\alpha$  の場合と同様、特異点法の適用限界が現れている。

図 19 a は吹出口から下方に  $z/d=12$  の距離にある水平面上の  $\alpha$  の分布を示す。ジェットの軸は  $x/d=18$  付近でこの面を貫いているが、前図と同様、この付近を除けば計算と実測は誤差の範囲内で一致している。実測値の  $0^\circ$  等値線の異常は、上流にある支柱のウェークの影響である。図 19 b には、同じ面上の  $\beta$  の分布を示した。 $\beta$  は  $\alpha$  より変化が小さいので、測定精度が十分でない。また、支柱のウェークの影響も無視できないことがわかる。この影響を除いて考えると、ジェット中心から離れた  $6^\circ$  以下の等値線の実測側と計算値の、かなりよい一致が期待される。

図 20 から図 23 までには、速度比  $R$  を 4, 6, 8, 10 と変えた場合の、距離  $x/d=10$  における鉛直断面

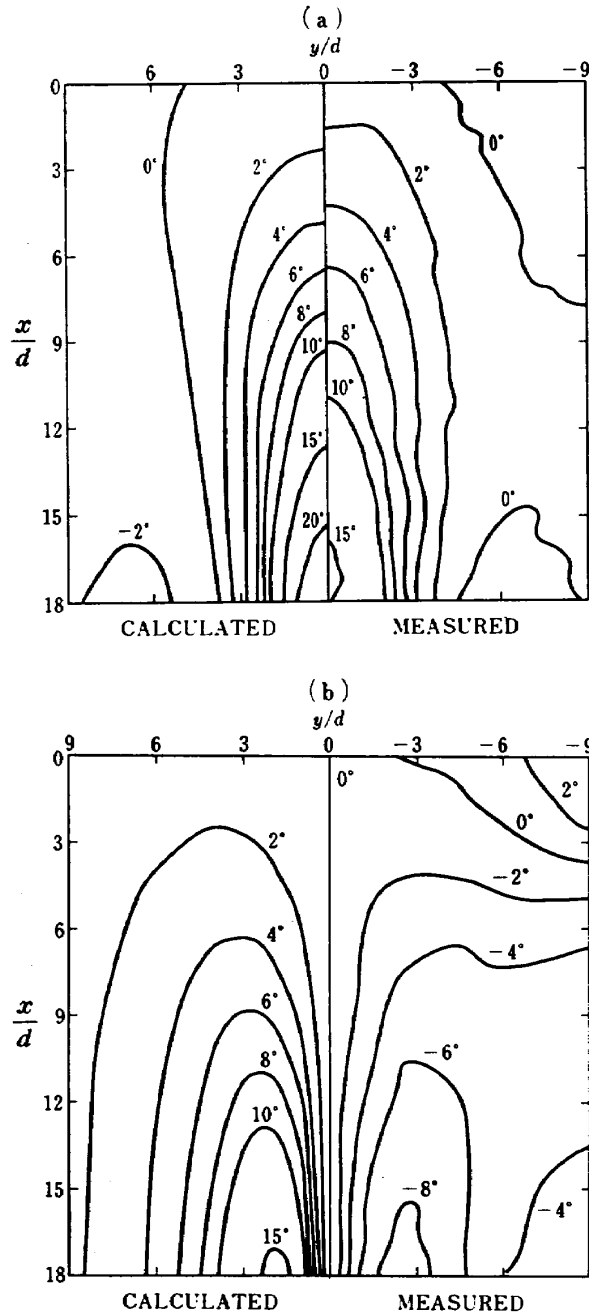


図 19 風向の計算値と実測値の比較  
 水平面  $z/d=12$ ;  $R=6$   
 a) 吹下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$

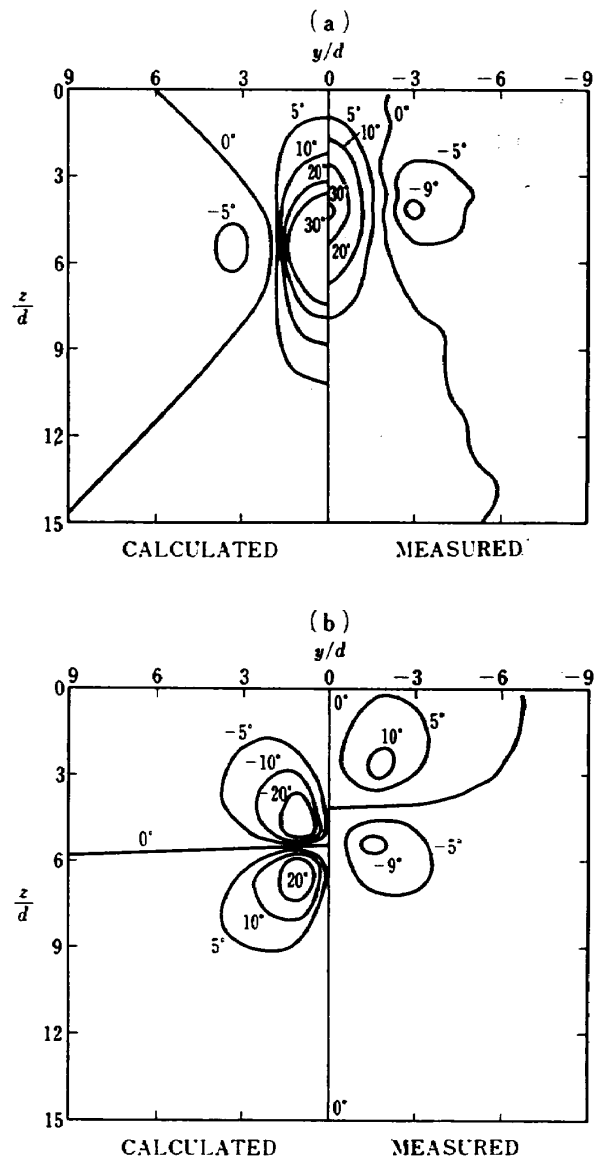


図 20 風向の計算値と実測値の比較  
 鉛直面  $x/d=10$ ;  $R=4$   
 a) 吹下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$

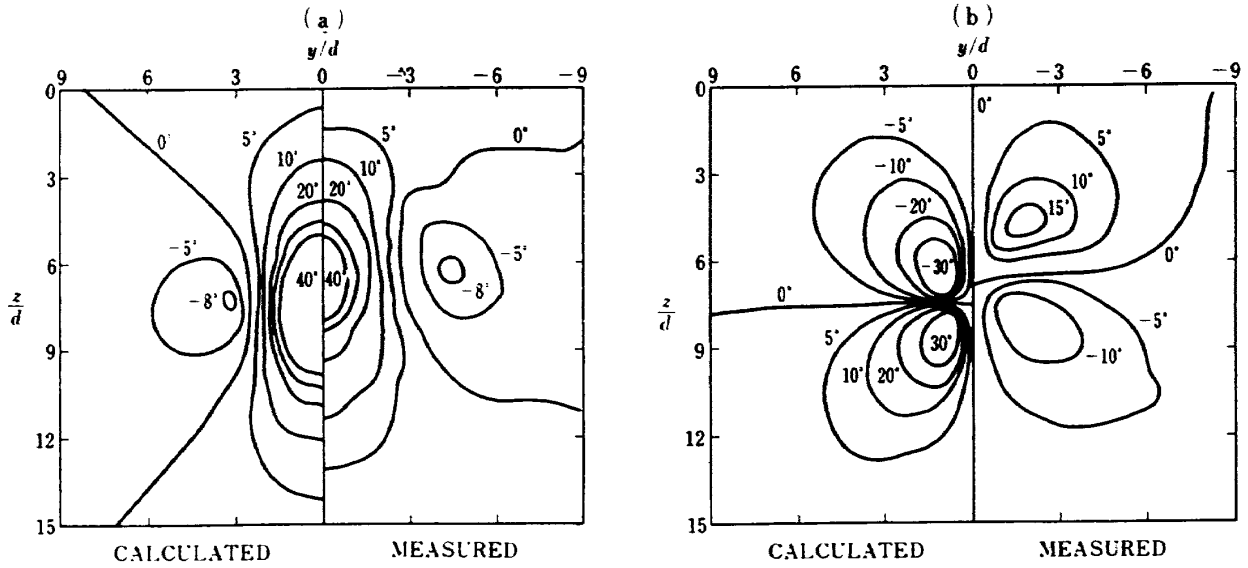


図 21 風向の計算値と実測値の比較. 鉛直面  $x/d=10$ ;  $R=6$ . a) 吹下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$ .

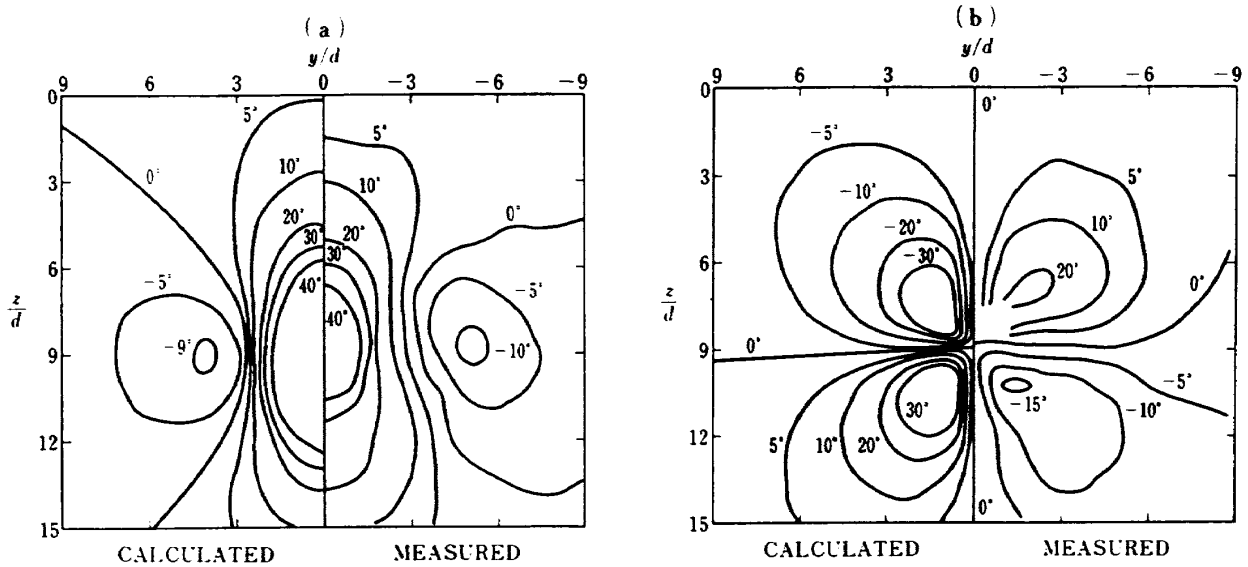


図 22 風向の計算値と実測値の比較.  $x/d=10$ ;  $R=8$ . a) 吹下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$ .

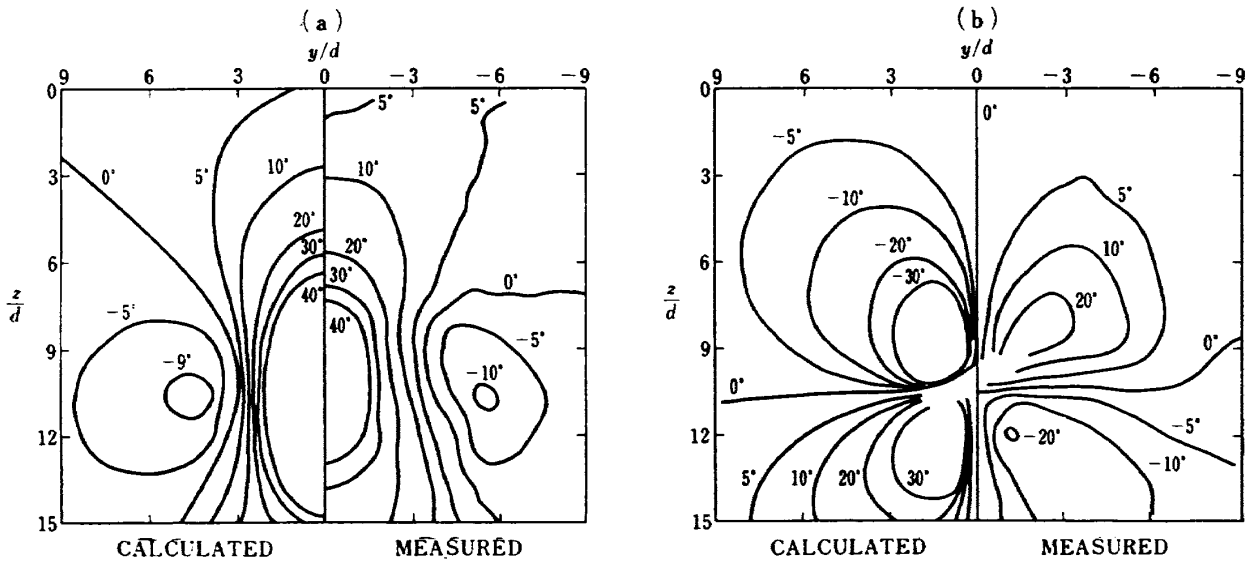


図 23 風向の計算値と実測値の比較. 鉛直面  $x/d=10$ ;  $R=10$ . a) 吹下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$ .

上の  $\alpha$  と  $\beta$  の実測と計算の結果を示した。一致の状況は図 18 で見たのとほとんど同様であるが、 $R=4$  の弱いジェットでは、パターンにずれがある。図 11c をみると  $R=4$  のジェットの径路は、実測と理論で若干のずれがあることがわかる。したがって、上述のパターンのずれは、理論がジェットの位置を低目に計算しているためである。 $R=6$  でも同様なずれが認められるが、 $R=8$  以上になると、ずれは小さくなる。

図 24 から図 27 までには、さらに下流の鉛直面  $x/d=18$  の上の  $\alpha$  と  $\beta$  の分布を示す。この距離ではジェットはかなり減衰しているため、 $\alpha$  も  $\beta$  も共に値が小さくなる反面、支柱のウェークの影響領域も拡がり、流れ場を歪めるから、測定値の分布は一段と不規則になり、計算値と比較できる精度をもたない。

この論文で提出された誘導場の理論では、ジェット内の 1 次流れの場は考慮に入れられず、それが外部に対して与える効果のみが、等価な特異性によって表現

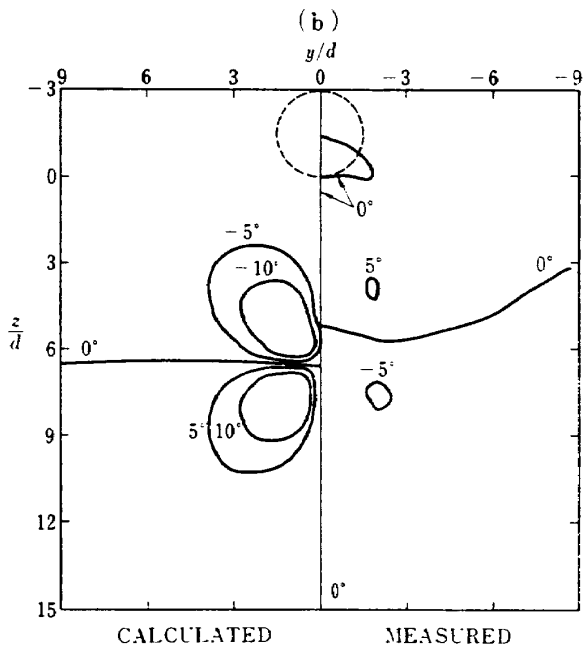
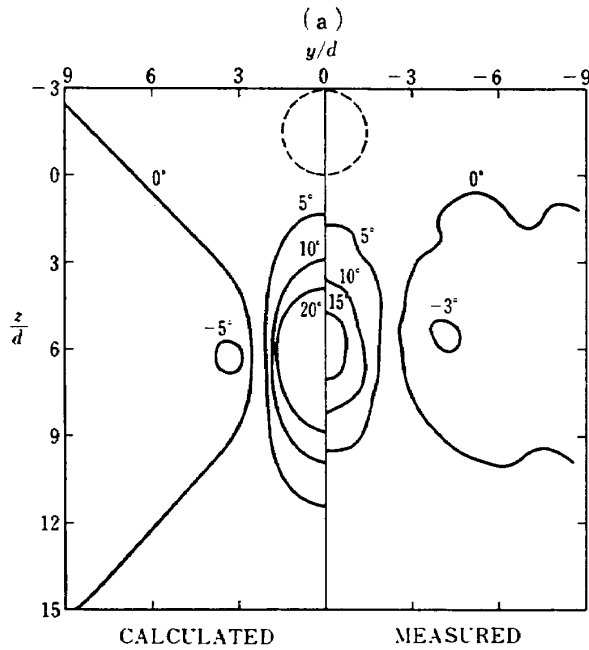


図 24 風向の計算値と実測値の比較  
鉛直面  $x/d=18$ ;  $R=4$   
a) 吹下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$   
破線の円は模型の投影

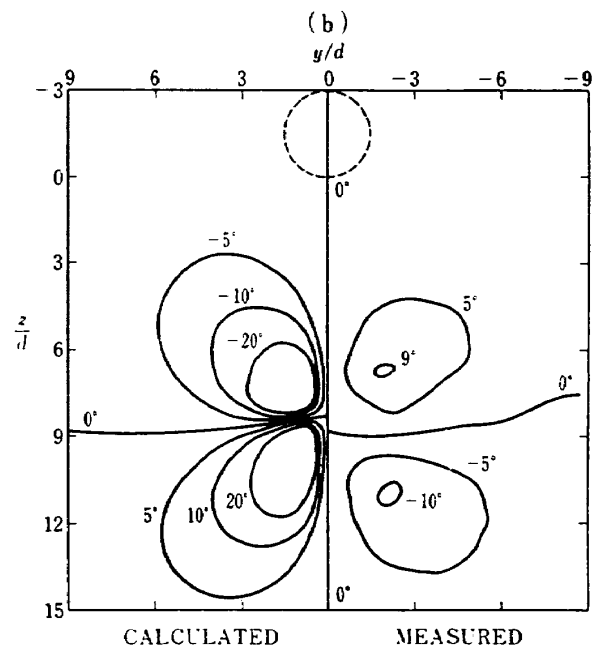
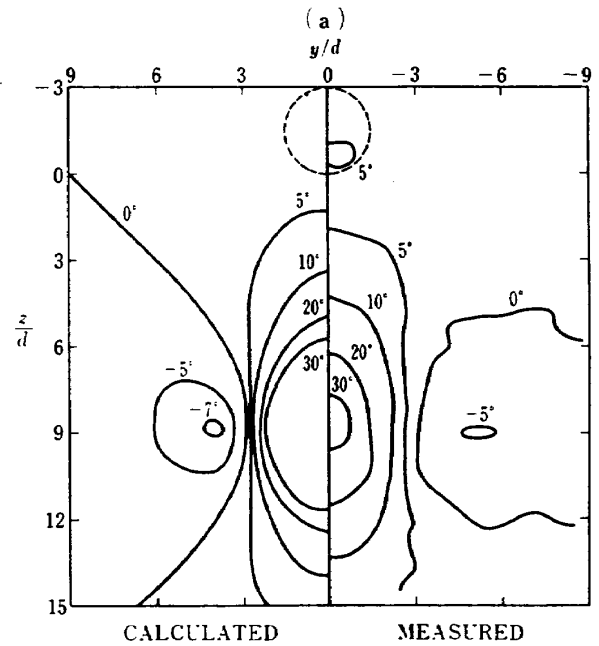


図 25 風向の計算値と実測値の比較  
鉛直面  $x/d=18$ ;  $R=6$   
a) 吹下し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$



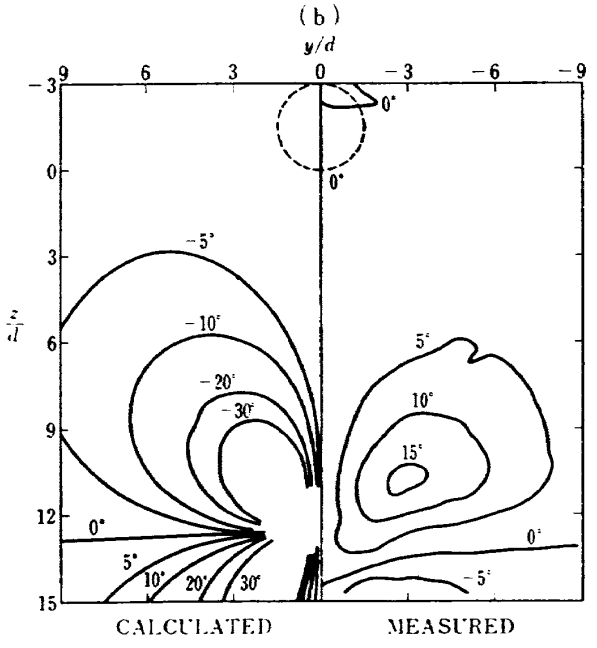
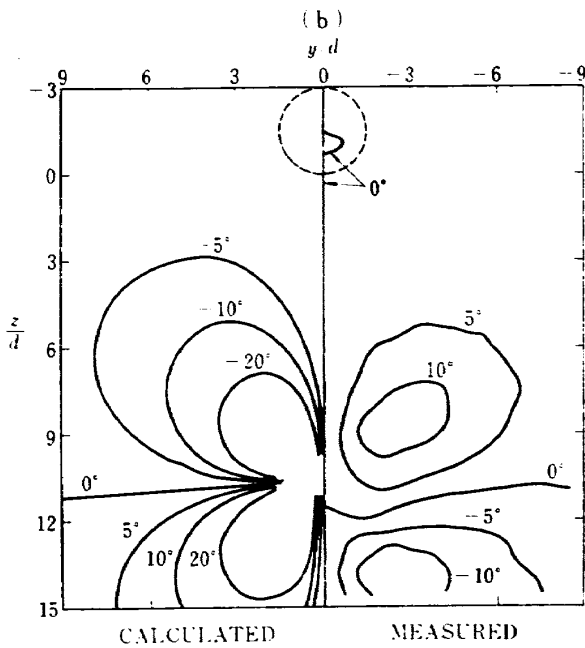
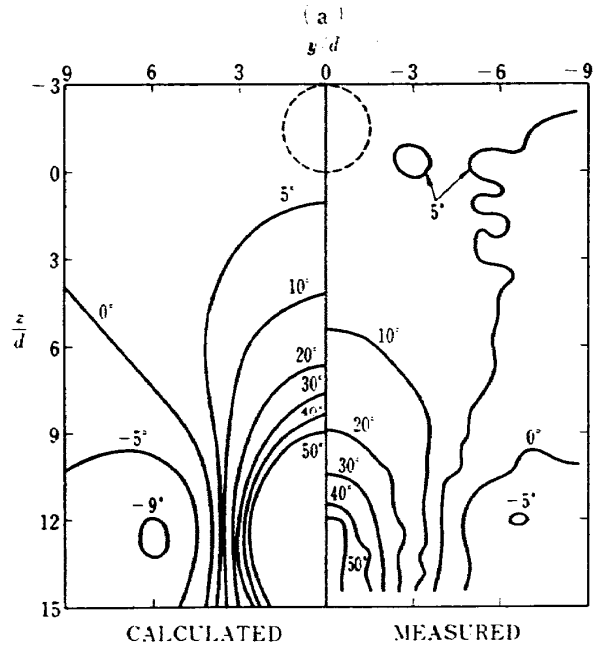
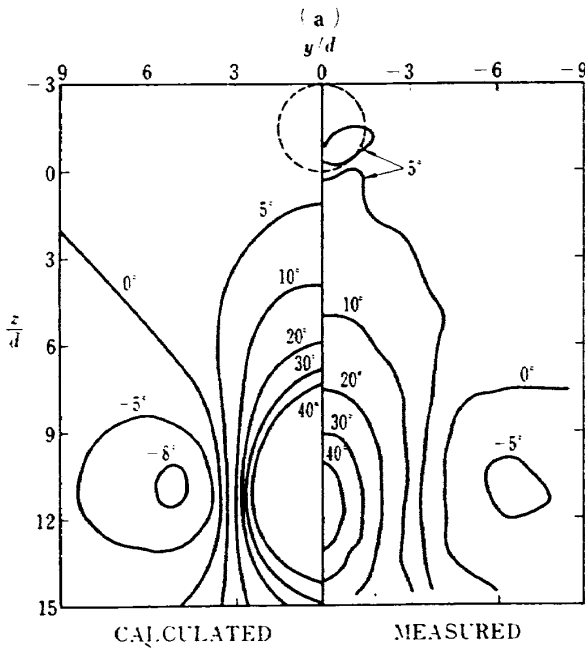


図 26 風向の計算値と実測値の比較  
鉛直面  $x/d=18$ ;  $R=8$   
a) 吹き出し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$

図 27 風向の計算値と実測値の比較  
鉛直面  $x/d=18$ ;  $R=10$   
a) 吹き出し角  $\alpha$ ; b) 偏角  $\beta$

された。したがって、この理論からジェット内部の高速の流れ場を推定する手がかりは得られない。図 28 に風速分布の実測と計算の結果を並べてあるのは、図示の便宜上からだけであって、比較検討のためではない。ジェットから十分離れば比較も意味があるが、そこでは誘導速度の値は小さく、測定精度の不足と、場の風速の歪みのため、実測値は理論値との比較に堪えない。

図 28 c および d で見られるように、湾曲したジェ

ットの特徴は輪郭が馬蹄形になることである。下流に行くにつれて高速領域は左右に分裂すが、これは弱いジェット程早く起る(図 28 a および b 参照)。この力学的機構については、すでに前論文で考察した。

## 12. 結 語

この論文では、前論文<sup>1)</sup>で提出された理論モデルを使って、横風中に吹き出されて湾曲したジェットに随伴する渦層の誘導する 2 次流の場を計算する方法を研

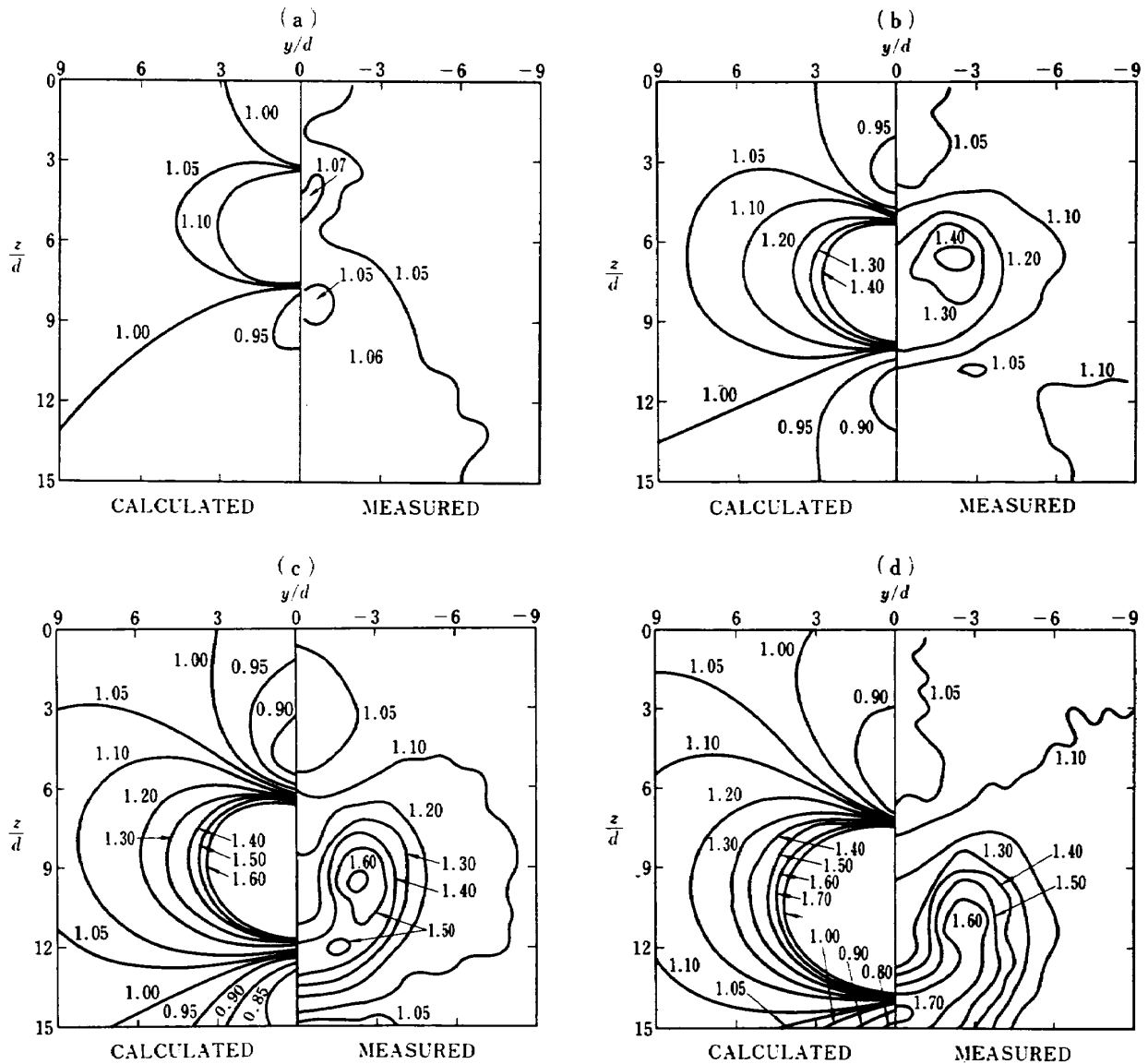


図 28 風速の計算値と実測値，鉛直面  $x/d=10$ 。a)  $R=4$ ; b)  $R=6$ ; c)  $R=8$ ; d)  $R=10$

究した。また，風洞実験によってこの誘導速度を測定して理論値と比較した結果，ジェットを中心付近の特異性の強い領域以外では，この方法は誘導場の吹き下し角と偏角をかなりよく予想できることが立証された。

この理論の基礎となっているのは，乱流ジェット内へのエレメントを吸込みのある円柱にたとえた suction cylinder analogy と，このジェットの誘導効果を円柱表面に分布する渦層によって代表させた渦層理論である。細部については，この理論はまだ多くの改善の余地があるが，ジェットの湾曲から 2 次流れの誘導までの力学的機構を一貫したモデルによって説明する可能性を示すことができたものとする。また，現状のままでも，ジェットを中心から離れた場所の誘導速度を推定する作業理論として，この方法はある程度

の実用性をもつ。

## 謝 辞

風洞実験とデータ処理に多大の協力を頂いた，大型低速風洞計測研究室の高橋室長，室田技官，写真撮影をお願いした同制御研究の白井，吉田の両技官に，心からお礼を申し上げる。

## 参 考 文 献

- 1) 遠藤 浩，中村正義；横風中の 3 次元乱流ジェットの湾曲と発達，航技研報告 TR-216 (1970)
- 2) 桑野尚明；大型低速風洞動的量データ処理設備，航技研資料 TM-236 (1972)
- 3) Akatov, N. I.; Round turbulent jets in a crosswind, Izv. Akad. Nauk SSSR, Zhidkosti i Gaza, No. 6 (1969)

- 4) Ginevskii, A. S.; Theory of turbulent jets and wakes, *Izd. Mashinostroenie, Moscow* (1969) pp. 186-190 (露文)
- 5) Head, M. R.; Entrainment in the turbulent boundary layer, *ARC R & M 3152* (1958)
- 6) Hoult, D. P. and Weil, J. C.; Turbulent plume in a laminar cross flow, *Atmospheric Environment*, Vol. 6 (1972) pp. 513-531
- 7) Kamotani, Y. and Grebner, I.; Experiments on a turbulent jets in a cross-flow, *AIAA J.* Vol. 10, No. 11 (1972)
- 8) Keffer, J. F. and Baines, G. A.; The round turbulent jet in a cross wind, *J. Fluid Mech.* Vol. 15 (1968) pp. 481-496
- 9) Kuethe, A. M.; Investigations of the turbulent mixing regions formed by jets, *J. Appl. Mech.* Vol. 2 (1935) pp. 87-95
- 10) Lettau, H. H.; New hypothesis for the relationship between eddy and mean states, *Phys. Fluid Suppl.* Vol. 10, Pt. II, No. 9 (1967) pp. S79-S83
- 11) Lettau, H. H.; A new vorticity-transfer hypothesis of turbulence theory, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 21, No. 4 (1964) pp. 453-456
- 12) Morton, B. R.; Taylor, G. I., and Turner, J. S.; Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, *Proc. Roy. Soc. A*, Vol. 234 (1956) pp. 1-23
- 13) Platten, J. L. and Keffer, J. F.; Experiment in deflected axi-symmetric jets at various angles to the stream, *Univ. Toronto, Dept. Mech. Eng. UTME-TP 6808* (1968)
- 14) Ricou, F. P. and Spalding, D. B.; Measurement of entrainment by axi-symmetrical turbulent jets, *J. Fluid Mech.* Vol. 11, Pt. 1 (1961) pp. 21-32
- 15) Rose, W. G.; *ASME Paper No. 62-WA-11* (1962)
- 16) Schlichting, H.; *Boundary Layer Theory* (1960) p. 603, McGraw Hill
- 17) Slawson, P. R. and Csanady, G. T.; On the mean path of buoyant, bent-over chimney plumes, *J. Fluid Mech.* Vol. 28, Pt. 2 (1967) pp. 311-322
- 18) Snel, H.; A semi-empirical model for the development of a round turbulent jet in a cross flow, *NLR TR 71107U* (1971)
- 19) Taylor, G. I.; Dynamics of a mass of hot gas rising in air, *U. S. Atomic Energy Commission NDCC 919, LADC 276*, (1945)
- 20) Townsend, A. A.; *The Structure of Turbulent Shear Flow*, *Cambr. Univ. Press* (1956) pp. 37-42
- 21) Williams, J. and Wood, M. N.; Aerodynamic interference effects with jet-lift V/STOL aircraft under static and forward speed conditions, *Zeitsch. Flugwiss.* Vol. 15 (1967) pp. 237-256
- 22) Wooler, P. T., Burghardt, G. H. and Gallagher, J. T.; Pressure distribution on a rectangular wing with a jet exhausting normally into an airstream, *J. Aircraft*, Vol. 4 (1967)

- T R-333 非線型層流安定理論と数値計算 (第三報  
平板境界層における有限攪乱の計算)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability  
Theory with Numerical Calculations.  
(Part 3. Numerical Results for the Flat  
Plate Boundary Layer) 1973年7月 伊藤 信毅
- T R-334 音波と乱流の干渉によるソニックブーム波  
形の変形  
Distortions of Sonic Boom Pressure Signa-  
ture by Sound and Turbulence Inter-  
action 1973年8月 河野 長正
- T R-335 航空宇宙技術研究所突風風洞の計画と整備  
試験  
Design and Development of the Gust Wind  
Tunnel at the National Aerospace Labo-  
ratory 1973年9月 廣末 健一, 北村 清美  
村上 義隆, 進藤 重美
- T R-336 モアレ法によるひずみ解析  
Strain Analysis by the Moire Analyzer  
Method 1973年9月 青木 由雄
- T R-337 回転駆動振動検出型ジャイロの運動方程式  
の一解析  
An Analysis of the Equations of Motion  
for Rotary-drive Vibratory-output Gyros 1973年10月 山田 博
- T R-338 誘導用浮動型慣性センサに用いる自己制御  
型八極磁気軸受方式の解析  
Analysis on a Passive Magnetic Suspension  
System with an Eight Pole Stator for  
Floated Inertial Sensors 1973年9月 滝沢 実, 大月 正男  
鈴木 孝雄
- T R-339 後退翼模型の遷音速風洞試験結果  
A Test of a Sweep-back Wing Model Con-  
ducted in the NAL 2 m×2 m Transonic  
Wind Tunnel 1973年10月 海老原 正夫, 瀬川 晋策  
小此木 時雄
- T R-340 半径方向励磁ヒステリシス型ジャイロモー  
タの研究  
Study of a Radial-exiting Hysteresis Gyro  
Motor 1973年11月 山田 博
- T R-341 推力中断型固体ロケット用プロペラントの  
消火圧力  
Low-Pressure Detlagration Limit of Con-  
trollable Solid Rocked Propellants 1673年10月 五代 富文, 清水 盛生  
伊藤 克弥, 西村 久男  
種村 利春, 藤原 勉

---

## 航空宇宙技術研究所報告343号

昭和48年10月発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町1880  
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)●182

印刷所 有限会社啓文堂松本印刷  
東京都文京区水道2-7-5

---

