

UDC 533.6.071.4

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-596

ジェットを含む流れと風胴壁の干渉

重見 仁・岩崎昭人・深沢政広

1980年1月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

ジェットを含む流れと風胴壁の干渉*

重 見 仁** 岩 崎 昭 人** 深 泽 政 広**

Boundary Wall Effects of Wind Tunnel on Flow Field Including Jet

Masashi SHIGEMI, Akihito IWASAKI
and Masahiro FUKASAWA

ABSTRACT

The recent demand for short take-off and landing makes designers of airplanes pay attention to powered high lift devices. When, however, they intend to test the model of such airplanes in wind tunnels, they sometimes face a new problem: the interference between boundary walls and the jet of high pressure, which is indispensable to simulate airplanes with powered high lift devices, may be so strong as to be beyond the ability of the existing methods of boundary-wall correction.

An experiment was, therefore, conducted to inquire into the magnitude of interference between the boundary walls and the flow including jet. A two-dimensional wing was set in the gust wind tunnel of NAL Chofu Branch, which, contrary to the term used, can be used as an ordinary wind tunnel with the aid of a cart with fixed boundary walls. The working section of the cart is 2m × 2m. The two-dimensional wing we used had an elliptical cross section, but the rear end part of it was replaced by a circular cylinder. High pressure air, introduced into the inside of the circular cylinder, was blown out as a jet through a slit cut along the meridian of the cylinder.

In order to investigate the interference between the walls and the flow including jet systematically, some parameters were chosen. Relative strength of the jet was set to the desired value by changing the velocity of the free stream, with the pressure of the air in the circular cylinder being fixed. The angle of blowing of the jet was set to be 0°, 30°, 60°, and 90° by rotating the circular cylinder around its axis. The effective length of the slit was also changable to examine the effect of the three dimensionality of the jet.

The measurement was made with the wing placed 1.0m, 0.55m, and 0.15m above the floor. The shifts of the path of the jet and the change of the lift force on the wing, due to the variation of the parameters mentioned above, were investigated carefully and the data were compared with those given by early workers.

In order to estimate the strength of the interference between the boundary walls and the flow including jet, and to make the corrections of the data distorted by the effects of the boundary walls easy, a method to predict the induced angle of attack was developed. In this method, a formula of the panel method is applied to find an angle of attack, with which velocity distribution around the wing, in a potential flow, can be as close as possible to the distribution worked out from the measured pressure distribution.

.The amount of change of lift is thus transformed into that of an induced angle; that is, the magnitude of interference between boundary walls and flow including jet is accounted for in terms of the induced angle of attack.

* 昭和54年11月19日受付

** 新型航空機研究グループ

1. 序

風胴試験による測定結果と、実機の飛行試験結果の間に生ずる差異の一つの原因として、風胴の境界壁の影響がある。これは実際の飛行を模した試験は、完全に free を空間で行なうべきであるのに、風胴という固定された壁で囲まれた空間で測定を行なうために、流れに強制条件が加わることに帰因している。この境界壁の影響については、既に多くの研究¹⁾がなされ、それに基づき、風胴試験の現場では境界壁の影響を算出し、測定結果に修正を施して、free を空間で得られるであろう値を推定している²⁾。

さて、最近 STOL 性の強い要求を満たすため、Power-High-Lift-Device (PHLD) を備えた航空機が注目されており、航空宇宙技術研究所でも、PHLD の一形式である Upper Surface Blowing (USB) 方式による STOL 実験機の試作を目指して、その設計資料を得る仕事に、多くの研究者が従事している。USB 方式とは、従来、主翼の下に吊り下げられることの多かったジェットエンジンを、主翼上に据え、翼上面をエンジン排気が流れるように配置する方式である。このようにすると、離着陸時には、大偏角にセットされたフラップ面に沿って、エンジン排気は下向きに曲がるため（コアンダ効果）、その反作用として機体は揚力を得るのである。この種の航空機の特性を把握するための実験では、風胴内にパイプを通じて高圧空気を導き、エンジン排気を模したジェットとして噴出させて、ジェットと風胴の境界壁の間には干渉が生じる。この干渉の大きさは、ジェットの強さ、模型と風胴の相対的な大きさ、ジェットの形状などに依存する事は勿論であるが、少なくともジェットの存在しない通例の風胴試験の際の干渉量より著しく大きい場合には、揚力線理論に基づく既存の考え方³⁾ではカバーできず、新しい境界壁修正の方法が必要となる。その資料を得るために、断面が橿円形の翼の後縁からジェットを吹き出させ、風胴の境界壁との干渉を測定する実験を行なった。ここに報告する内容は、実験により測定されたデータと、そのデータを用いて理論計算を行なった結果である。後者は、二次元の非圧縮非粘性流に対するパネル法の原理を応用して求めた、誘導迎角の推定値である。これは、いわば半実験的半理論的な方法によって得られた結果であるが、より理論的方法に頼った取り扱いを後に報告する予定である。

なお、ここで我々が問題としている風胴壁の影響を考慮する必要のない風胴の試作が各国で行なわれているが^{4), 5), 6)}、まだ実用までには間があるようと思われる。

2. 設備、模型、測定装置

2.1 風 胴

用いた風胴は、航空宇宙技術研究所調布分室の突風風胴である。この風胴の概要、特性については、既に報告されている⁷⁾。突風カートを用いることにより、突風応答試験を行なえることから、突風風胴と名づけられているが、本実験では、2m × 2m の測定部断面をもつ固定壁カートを用いて、通常の風胴として使用した。

2.2 橿円翼模型

模型の概要を図 1 に示す。その断面は、長軸 350 mm、短軸 105 mm ($t/c = 30\%$) の橿円であるが、後縁部分を半径 30 mm の円で置き換えてあるため、翼弦長は 340 mm となっている（図 2）。模型を二次元翼として機能させるため、翼幅は風胴断面の幅に一致させ、風胴側壁を端板として利用することにしたが、模型取り付け上、翼端と風胴側壁の間に 10 mm ずつの間隙が生ずるのを避けられなかった。従って翼幅は 1980 mm である。また、翼は常にその長軸を主流方向に平行に固定されており、幾何学的な迎角は常に 0° である。

模型の構成は、鋼製の心材、木製の翼型部、及び鋼製の円管からなる後縁部である。図 1 に示すように、木製の翼型部は 5 つの部材に分けられ、そのうち図中に A, B, C, E と記した部材は、実質上、互いに合同であるが、A にだけ、その端から 87.5 mm の断面に静圧孔が分布させてある（図 3）。A～E の部材は、前縁側から心材を衝き込むように挿入され、固定されるが、A 部材と B, C 部材の相互位置を交換することにより、更に A 部材の上下面を逆にセットすることにより、模型の 6 つの断面での圧力分布を測定することが可能である。翼の後縁部になる円管も 5 つの部材から成る。図 1 の記号で a と e, b と d は各々合同であるが、a と b には静圧測定のため外径 1 mm の銅管が 10 本配されている点が d, e と異なる（図 4）。部材 c も同様の静圧測定管をもつ。この銅管にあけられた静圧孔により、各円管の端から 160 mm の断面まわりの静圧分布を測定できる。a～e の部材の端面は、a と e の一端が閉ざされている以外は、すべて開いており、開口にはフランジが溶接されている。ジェットを噴出させるためのスリット（幅 0.4 mm）が、a～e の各管の母線に沿って切られている。ただし、a, b, d, e の中央部には、高圧空気の圧力でスリットが開くのを防ぐため、約 10 mm の切り残しを施してある。また c は、鉛直下方から伸びる圧力配管と結合するための首がついているため、このスリットの切り残しの幅は約 100 mm である。5 つの円管部材を、フランジでボルト

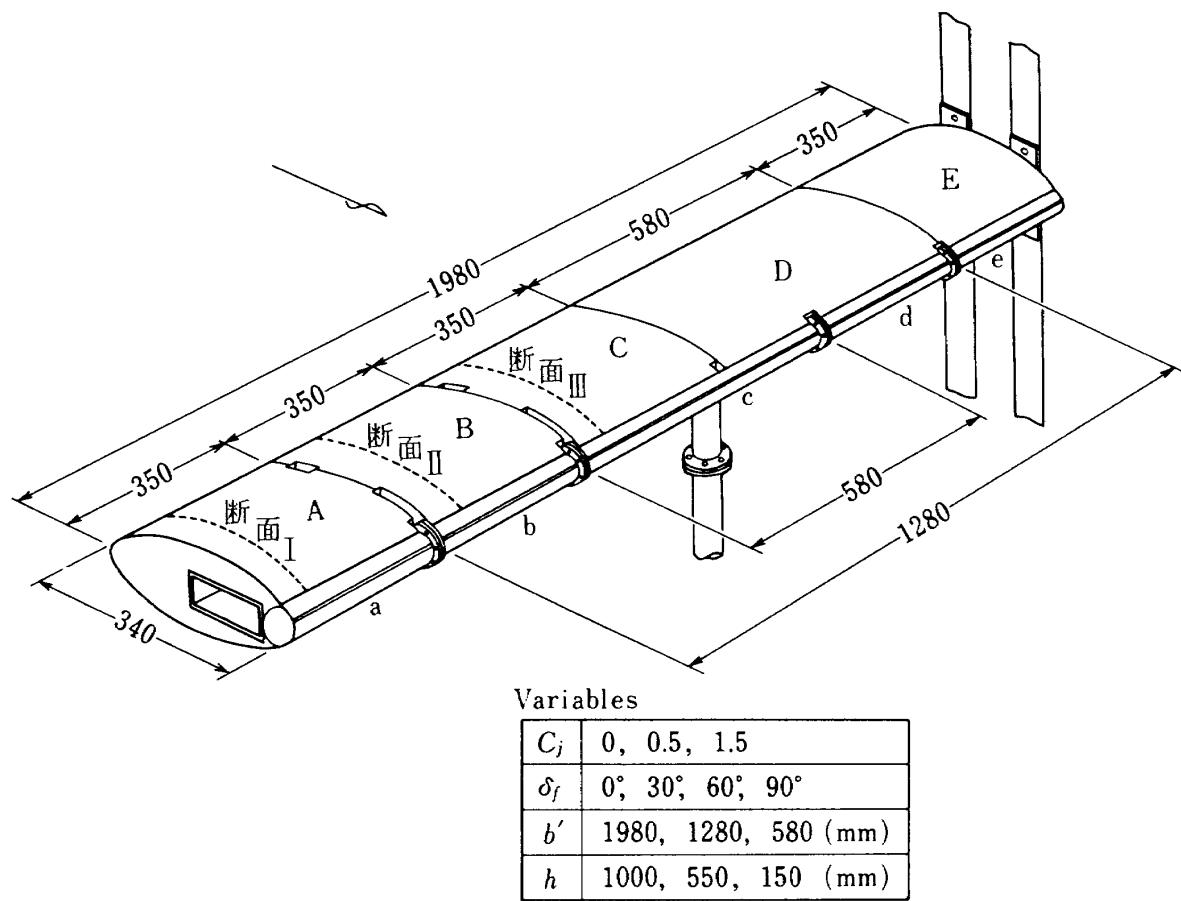


図1 模型概念図

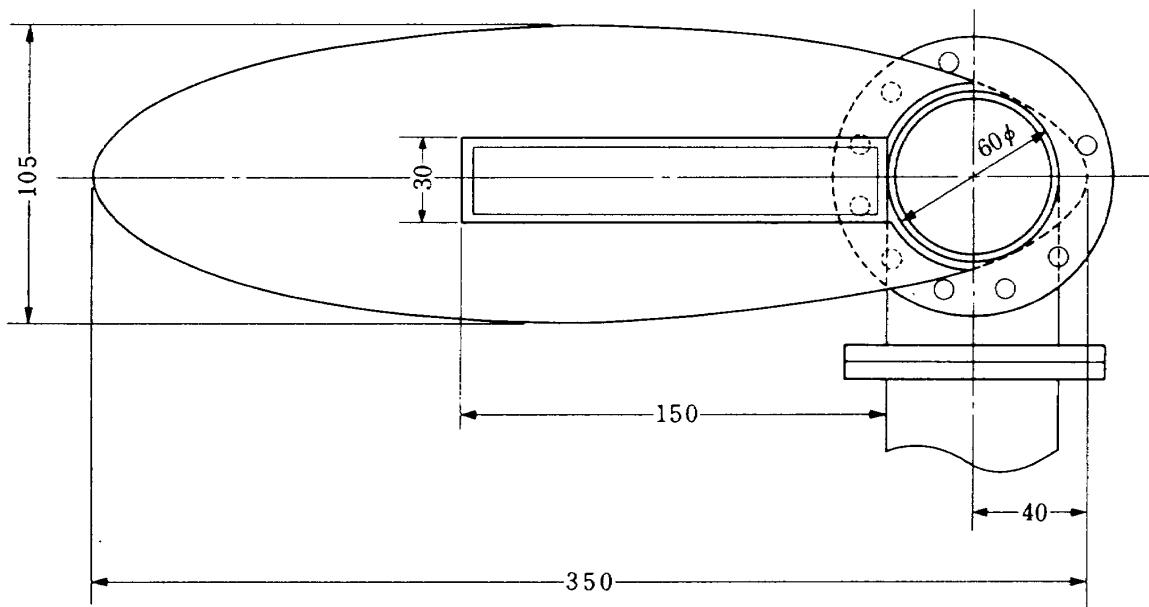


図2 模型断面図

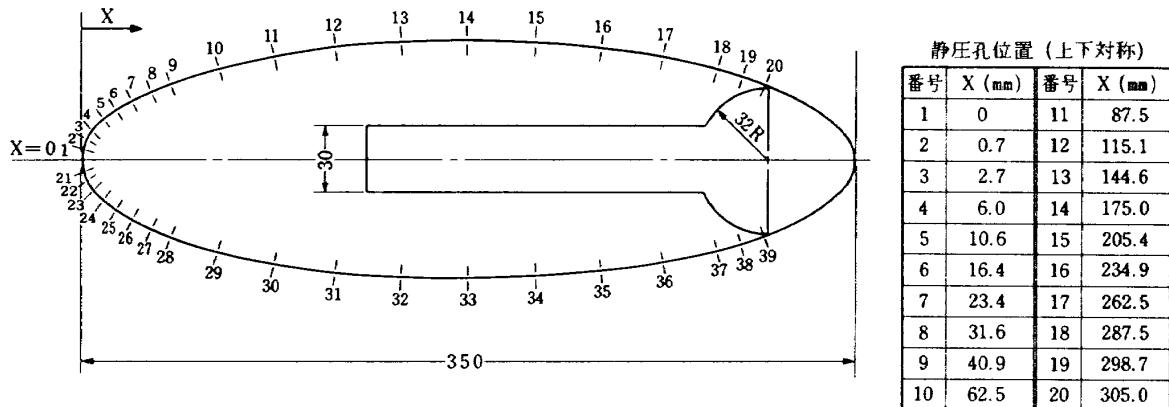


図3 静圧孔分布

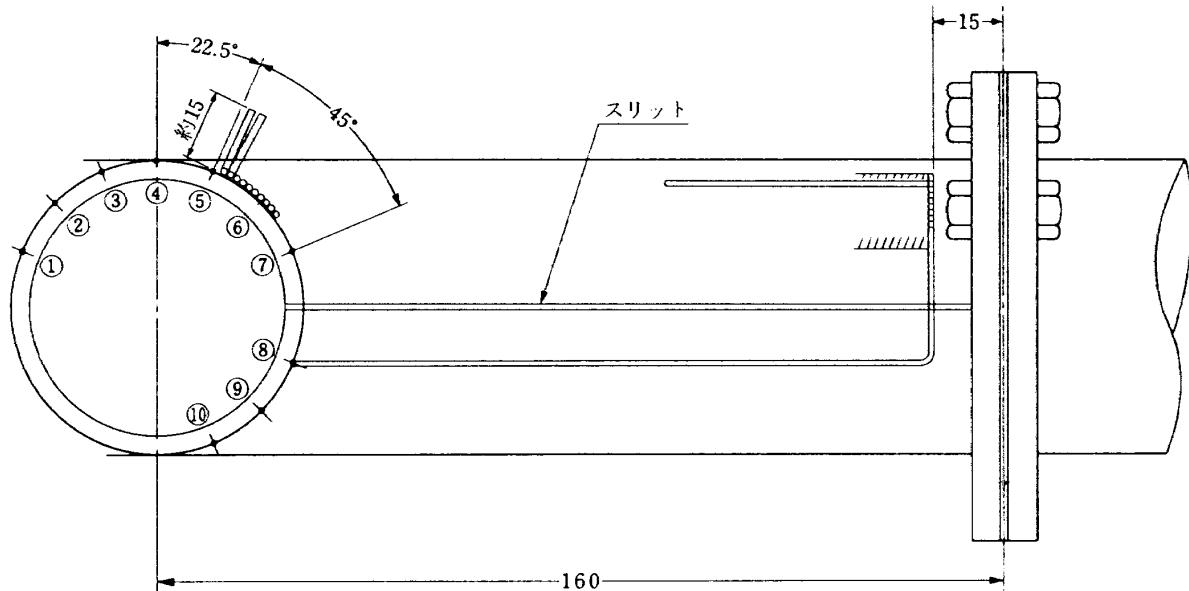


図4 静圧孔位置（円柱まわり）

締めして、一本の円管（両端は閉じている）にするわけであるが、この際、相面する2枚のフランジの間に盲板を挿むことにより、ジェットの吹出し幅を変えることができる。本実験ではa～eのfull spanで吹き出させた場合、b, c, dから吹き出させた場合、そしてcだけから吹き出させた場合、の3つのケースについて、測定を行なった。この円管は翼の心材に固定されるが、円管をその中心軸まわりに回転させて固定することにより、ジェットの吹き出し角を変えることができる。ただし、部材cだけは、圧力配管と結合するための首がついており、自由な回転は許されない。そこで部材cだけは、0°, 30°, 60°, 90°の吹出し角をもつ4つの部材を別々に作った。

前に述べたように、部材a, bには外径1mmの鋼管

10本がハンダ付けされており、円管まわりの静圧分布を測定できるのであるが、ジェットの吹出し角 θ_f を設定した場合、10個の静圧孔のうち幾つかは、翼内部に隠れてしまう。そこで各ケースにつき測定する円管部の静圧孔は6個で、外気に開放されているものを選んで使う。部材cは θ_f に応じて4種類あるが、いずれも静圧孔の数は6である。

2.3 極型ピトー

ジェット後流の位置を知るため、極型ピトーを用いた。一般にジェットパスの形を推定することは不可能であり、ジェット軸に極型ピトーを正対させることができないため、全実験を通じて、極型ピトーは主流方向を向けて固定した。

2.4 高圧空気源

ジェットを噴出させるための高圧空気源は、航空宇宙技術研究所突風風胴付属の設備⁸⁾を用いた。

2.5 データの記録

梢円翼まわりの静圧孔と、後流測定用槽型ピトーから延長されたビニル管は、2基のスキャニバルブに結合される。そして、ここで圧力信号は電気信号に変えられ、航空宇宙技術研究所突風風胴付属のデータ集録装置により、磁気テープに記録される。

3. 実験内容

風胴内にセットされた梢円翼後縁からジェットシートが吹き出された時に起こる現象を、ボテンシャル流中の渦を考え方の基本において、次のように解釈する。まず曲率をもった二次元のジェットシートを Spence⁹⁾ 流に理解すれば、ジェット層を代表する一つの面に沿って分布した渦の列となる。この渦の列は風胴の床面と干渉を起こす。これは地面効果として多くの研究者が扱っている問題と同一である。風胴内のジェットの場合には当然床面だけでなく天井とも干渉をおこすが、本実験のように、翼弦長に比べて充分大きな測定部をもつ風胴内でジェットを下向きに角度をとって吹き出す場合には、この効果は小さいと考えられる。次にジェットの幅が有限で自由端をもつ場合、Helmholtz の法則により渦は自由端を持つことができないので、渦列はジェットの端付近で屈折して軸を流れの方向に向け後流渦となって無限下流へ流れ去らねばならない。すなわち三次元翼後方のように一对の後流渦が形成されるであろう。この渦は風胴壁と干渉を起こす。

以上の考察から実験のパラメータは次の4つとした。

(i) ジェットの強さ C_j

ジェットの強さを表すパラメータとして推力係数 C_j を用いた。これは静止大気中にジェットを噴出させた時の推力を無次元化した量であり、風胴に付属した天秤で模型に及ぼされる力を測定すれば容易に求めることのできる量であるが、本試験では模型は風胴壁に固定された支柱により支えられており、付属の天秤と切り離されているため、力の測定はできない。そこで C_j を文献 10) で議論されている方法で計算して求めた。この方法ではダクト圧 P_D と大気圧 P_∞ の比 P_D/P_∞ が臨界値 1.893 より小さくなり、流れがスロート部でチョークする場合、外気中に仮想の拡大ノズルを設け、このノズル内を流れるに従い、流れは等エントロビ的に圧力回復を行なうとする。実際にスリットを出た音速流が等エントロビ的に減速するかという点はやや疑問であり、むしろ文献 11) で述べ

られているようなマッハディスクを生じて不連続な圧力回復を行なうのではないかと懸念されるが、文献 10) に与えられた実験範囲内 ($0 \leq C_j < 0.4$, すなわち $1.0 \leq P_D/P_\infty < 4.0$) では、天秤出力から求めた C_j と上に述べた計算法で求めた C_j の一致は悪くないので、仮想ノズルに依拠する方法で C_j を決定することにした。

推力 T は

$$T = (P_e - P_\infty) A_e + w q_e \quad (3.1)$$

P_e : スリット出口圧力

A_e : スリット面積

w : 質量流量

q_e : スリット出口速度

で表わされる。上に述べた仮定の下に超音速流の関係式を用いて

$$T = \left[\left(\frac{2}{r+1} \right)^{r/(r-1)} P_D (1+r) - P_\infty \right] A_e \quad (3.2)$$

となるから（ただし γ は比熱比），これを用いて

$$C_j = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S_w} \quad (3.3)$$

が求まる。 S_w は翼面積である。

本実験では $C_j = 0.5$ 及び 1.5 につき測定を行なった。模型の強度、高圧空気吹出しのためのバルブ操作の能率等を考慮して、ダクト圧 P_D は一定にして、一様流風速を変えて所期の C_j を得ることにした。すなわち P_D (ゲージ圧) = 5 kg/cm^2 ($4.9 \times 10^5 \text{ Pa}$) とし、一様流の速度を $C_j = 1.5$ に対し $U_\infty = 25.0 \text{ m/sec}$, $C_j = 0.5$ に対し $U_\infty = 43.3 \text{ m/sec}$ とセットした。この P_D と U_∞ の値はジェットの吹出し幅 b' を変えて上に記した値に保たれる。すなわち (3.3) 式の S_w は（ジェット幅）×（翼弦長）と解釈されている。

(ii) ジェットの吹出し角 δ_f

主流方向（翼の長軸方向）に対して、下向きに $\delta_f = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ につき測定を行なった。

(iii) ジェットの吹出し幅 b'

公称の b' は

full span で吹出す場合 $b' = 1980 \text{ mm}$

円管部材 b, c, d だけから吹出す場合 $b' = 1280 \text{ mm}$

円管部材 c だけから吹出す場合 $b' = 580 \text{ mm}$

である。ただし各円管部材のフランジ部とその近傍 10 mm 程度、円管 a, b, d, e では中央部分 10 mm 程度、及び円管 c では中央部分約 100 mm はスリットが切られていないので実際の吹出し幅は上に示した値より小さくなる。スリットに切り残しのあることの影響については、随所に必要に応じて述べる。

(iv) 楕円翼の床からの高さ h

$h = 1000\text{mm}, 550\text{mm}, 150\text{mm}$ の 3 ケースにつき測定を行なった。

一方、これらのパラメータを変化させて測定した量は次の通りである。

(i) 楕円翼まわりの静圧分布

前述の通り、木製部材 A～E のうち静圧孔を分布させてあるのは A だけであるが、これと B, C の相互位置を交換し、また裏返すことにより、6 断面での静圧分布が測定できる。これら 6 断面の位置は、各々壁から

102.5mm (断面 I)

277.5mm

452.5mm (断面 II)

627.5mm

802.5mm (断面 III)

977.5mm

である。本報告ではこのうち壁から 102.5mm, 452.5mm, 802.5mm の断面で得られたデータについて言及するのでこの 3 つの断面に各々断面 I, 断面 II, 断面 III と名をつける。また後縁の円柱部分の静圧分布は、円管部材 a, b, c の静圧孔の測定値を各々断面 I, II, III の静圧分布と結びつけた。

(ii) 後流分布

後流の分布は筒型ピトーにより測定された。後流の速度分布を知るにはピトー管を流れの方向に正対させねばならないが、ジェットの吹き下してくる方向を予測することはむずかしいので、本実験では筒型ピトーは主流方向を向けて固定した。このため測定値からジェットの存在する範囲やピークの位置をることはできるが、風速の正確な値をることはできない。測定位置は、 x 方向については椭円翼後縁から下流へ 530mm 及び 1130mm の二点、 y 方向については風胴壁から

	断面 A
50mm (壁ぎわ)	
360mm (フランジ後方)	// B
535mm (円管 d の中央断面内)	// C
710mm (フランジ後方)	// D
855mm (円管 a の 1/4 断面内)	// E
1000mm (風胴の中央断面内)	// F

の 6 点である。各断面に A～F の名を付す(図 7)。

4. 実験結果

4.1 基本形態での流れ

最初に、一番基本となる形態での測定結果を、議論する。図 5, 図 6 は、 $h=1.0\text{m}$, $b'=1980\text{mm}$, $\delta_f=0^\circ$ の時の椭円翼まわりの静圧分布である。理想的には、この

実験条件の下に、上面と下面の圧力分布は完全に一致し、揚力は 0 になるべきであるが、実際には両図からわかるように、揚力を発生している。計算結果によれば図 5 の場合 $C_L=0.097$, 図 6 の場合 $C_L=0.083$ である。ただし C_L の定義は式(5.3)による。揚力発生の原因となり得るもの列举すれば、風胴主流の偏向性、椭円翼の製作精度の悪さ、床から垂直に延びる圧力配管の影響、スリットの向き及び開き幅の非一様性、フランジ部と端板際等に於けるジェットの間欠の影響、などが考えられる。このうち風胴主流の特性については文献7)に報告されており、これが大きな影響を及ぼすとは考えられない。図 7

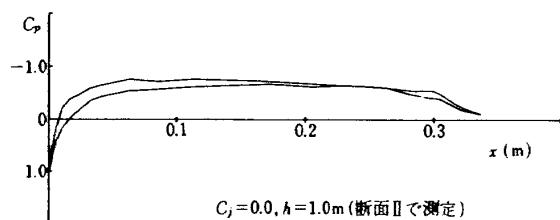


図 5 圧力分布(1)

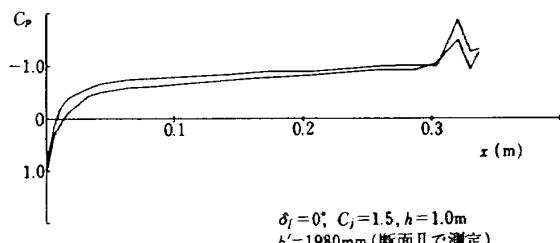


図 6 圧力分布(2)

$h=1.0\text{m}$, $\delta_f=0^\circ$, $b'=1980\text{mm}$
後縁より 530mm 後方で測定

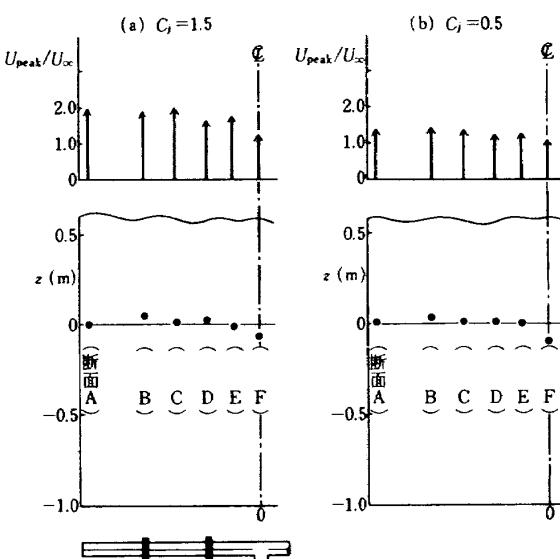


図 7 ジェットピークの位置とその大きさ

は翼後縁から530mm後方の風洞断面を表わしており、横型ピトーを6カ所移動させて測った、この平面内でのジェットピークの位置がプロットされている。すなわちプロットを結べば、このyz平面でジェットシートを切った、切り口の形が求められるわけである。また測定した6点でのジェットのピーク値を図の上方に矢印の長さで表示した。これからジェットピークの流速は、風洞の中央付近を除けば、ほぼ一様になっていることがわかる。

中央付近でピーク値が小さいのは、この付近にスリットが切られていない事が原因であると思われる。また、中央付近では吹下しを生じているが、これは主として、床から垂直に伸びる圧力配管のブロック効果によるものであろう。吹下しの原因として、模型の二次元性の欠如に帰因する、誘導後流渦の影響も考えられるが、図5、6のケースでは、翼まわりの循環値が小さいので、この影響も小さいと思われる。

測定された静圧分布を基にして、翼の各断面での誘導迎角を求めた結果を図8に示した。誘導迎角の定義と計算法は、後に述べる。この図より、ジェットが存在する時の誘導迎角は、ほぼ一様で1°内外であること、ジェットの無い時は、中央線付近で大きくなることがわかる。

以上の諸点から、本実験の基本とも言うべき、この形態での二次元性は必ずしも満足できるものではないが、圧力分布に関しては断面II、後流分布に関しては断面Cのデータが、理想的な二次元流が実現できた時の値を代表していると見做し、比較の際の基準データとする。

4.2 境界壁の影響

まず、ジェットがfull spanで吹き出された場合の測定値を検討する。この場合、高さを変えたことにより現われる変化は、床の影響と考えることができる。図9～11は、翼後縁より530mm、1130mm後方の風洞断面内に於ける、ジェットピークの位置を表わしている。図9は $\delta_f=0^\circ$ の結果であるが、 $h=0.55\text{m}$ にしても、4.1で述べた $h=1.0\text{m}$ 時のジェットピーク位置のy方向の不揃いは、殆んど同じ形で維持されている。しかしあく $h=0.15\text{m}$ にすると、不揃いは小さくなる。図10、11は、各々 $\delta_f=30^\circ$ 、 60° についての測定結果であるが、図9の $\delta_f=0^\circ$ の場合に比較して、壁近く（断面B、C）でのプロットが、風洞中心近く（断面E）のプロットとの相対関係に於いて、下がっていること（すなわち、BとEのプロットを結んだ線分の傾きは図9では左上りだが、図10、11ではその傾きが小さくなる、あるいは右上りになること）、しかも下流に流れるにつれて、それが著しいことがわかる。このことは、断面B、C付近に他より強い吹下しのあることを意味しており、流れ方向に軸をもつ後流渦の存在

を暗示している。スリットには数カ所の切り残しがあり、そこから翼まわりの束縛渦は後流渦として放出されているが、B、C断面付近の吹下しの原因となる後流渦は、その軸がB、C断面より外側にあると考えられるため、今、問題としている吹下しの犯人は、スリットの切り残し部から放出される渦よりも、むしろ翼端から放出された渦であろうと考えられる。すなわち図10、11に見られ

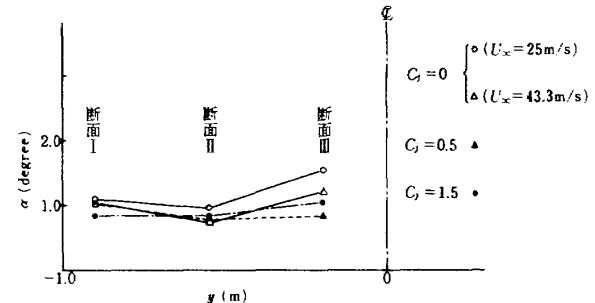


図8 誘導迎角の断面による変化

測定位置	翼後縁より530mm下流		翼後縁より1130mm下流	
	$h = 1.0\text{m}$	$h = 0.55\text{m}$	$h = 0.15\text{m}$	$h = 0.55\text{m}$
h (m)	●	▲	□	△

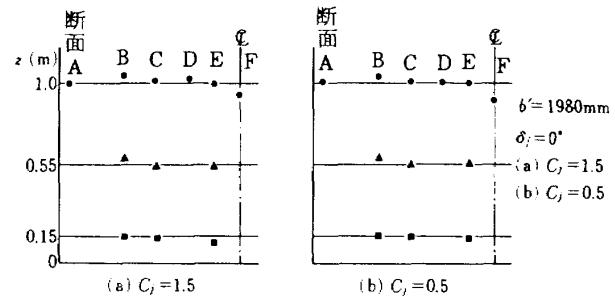


図9 ジェットピーク位置の変化(1)

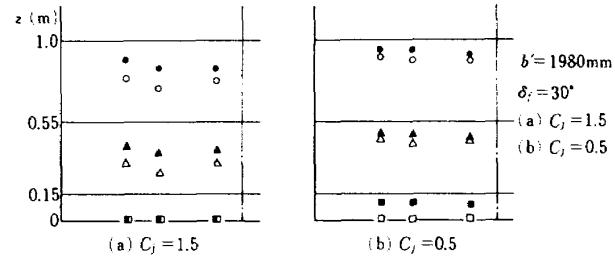


図10 ジェットピーク位置の変化(2)

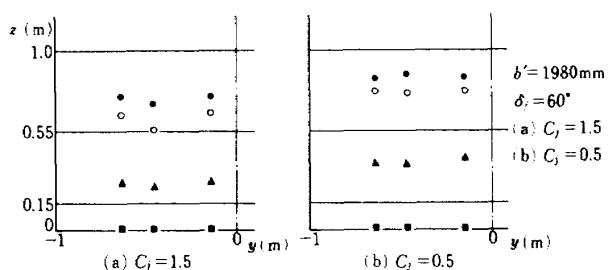


図11 ジェットピーク位置の変化(3)

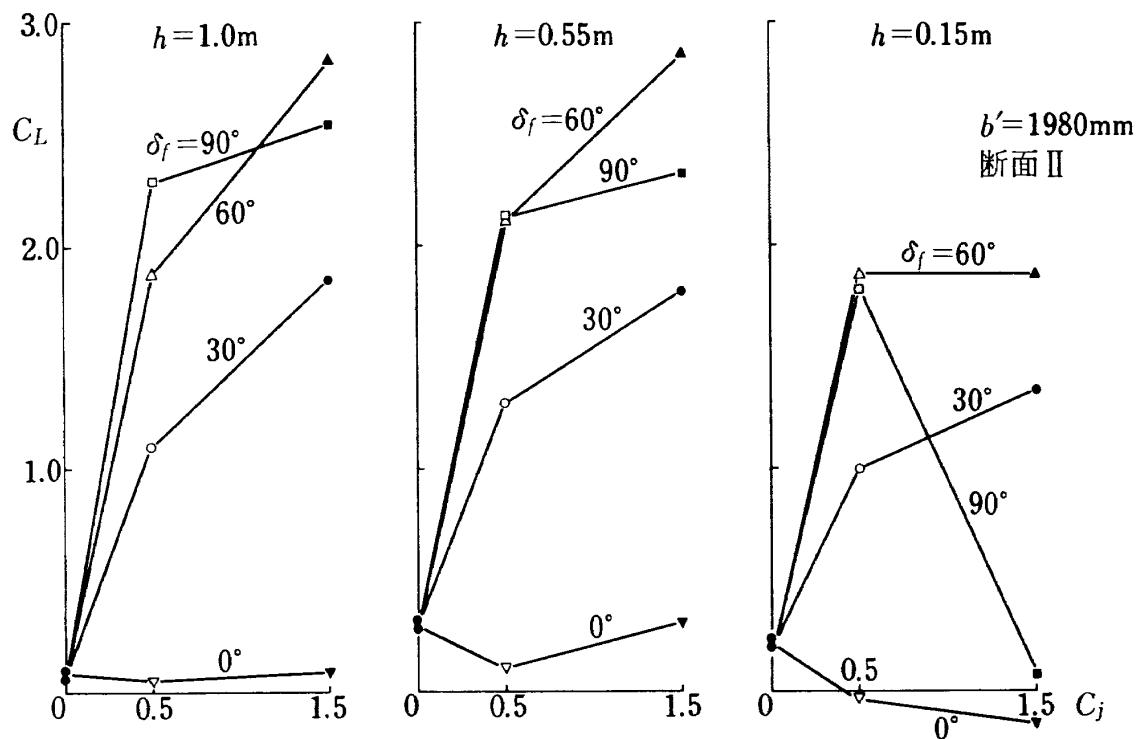


図12 揚力変化(1)

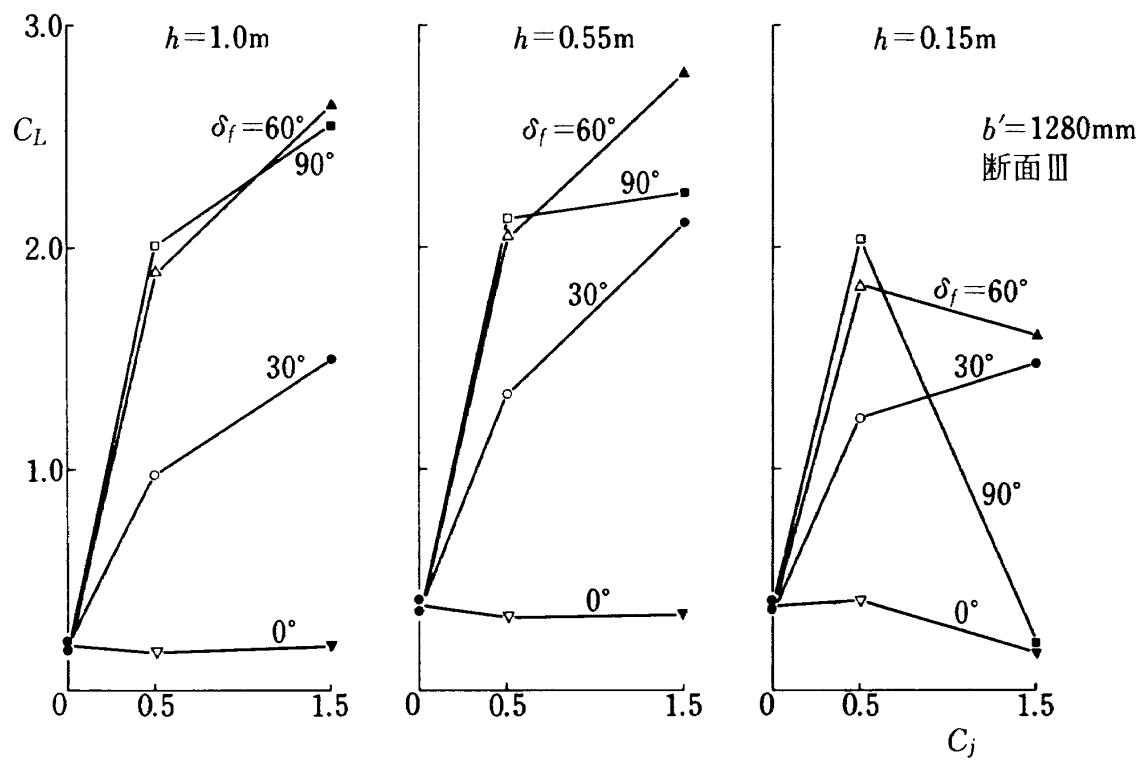


図13 揚力変化(2)

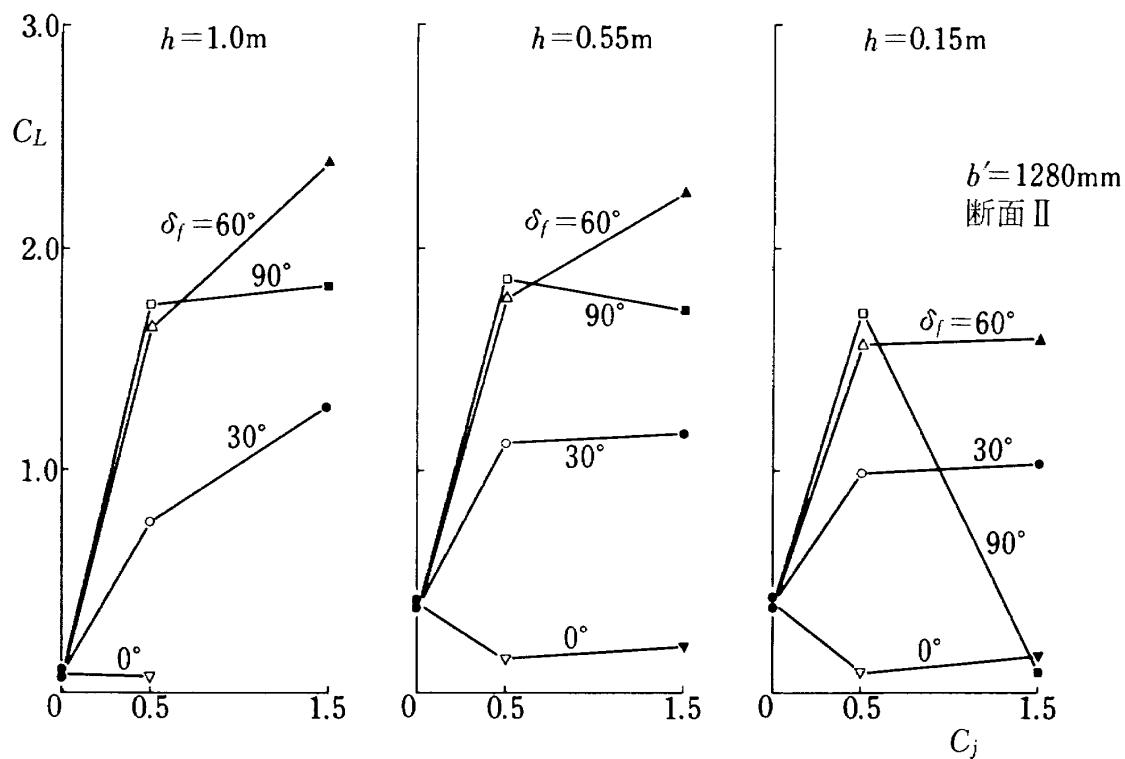


図14 揚力変化(3)

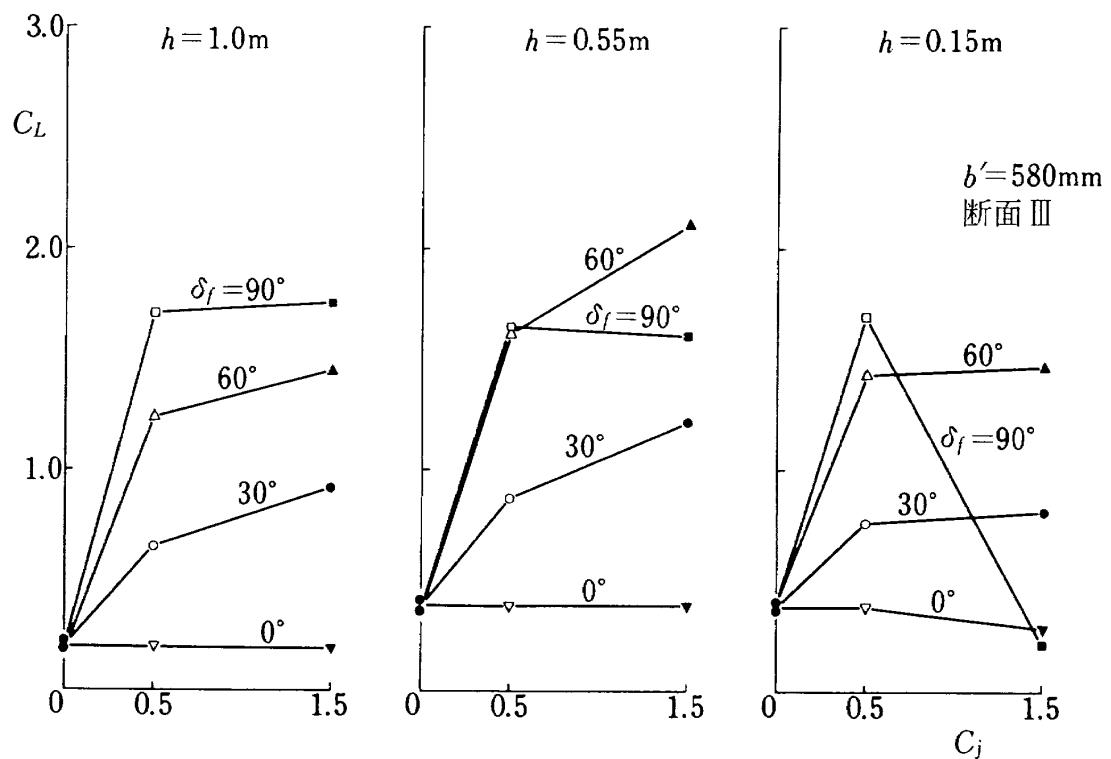


図15 揚力変化(4)

る流れの二次元性の悪さの主原因是、風胴壁が端板として、充分に機能していないことであると思われる。

図12は断面IIで測定された揚力 (C_L の定義は(5.3)式) を C_j の関数として、吹出し角 δ_f をパラメータとしてまとめたものである。 $h=1.0\text{m}$, 0.55m , 0.15m の3つの場合の図から構成されている。3つの図中、 $C_j=0.0$ のケースのデータが2つずつあるが、これは一様流の風速を $U_\infty=25.0\text{ m/s}$ (ジェットを噴出した場合の $C_j=1.5$ に対応する速度) と $U_\infty=43.3\text{ m/s}$ (同 $C_j=0.5$ に対応する速度) とで測定したためである。 h を変えた3つのグラフを概観すると、 $h=1.0\text{m}$ と $h=0.55\text{m}$ の各グラフは傾向的に良く似ているのに対し、 $h=0.15\text{m}$ のグラフは C_L が小さくなっている。これは $h=0.15\text{m}$ では、ジェットが直接風胴床に衝突し、翼まわりの圧力分布が大きく変化するためであるが、この現象については、次章で述べる。 $h=0.15\text{m}$, $\delta_f=90^\circ$, $C_j=1.5$ のケースは他のケースと比べて殊に著しく揚力が小さくなっている。このケースは、ジェットと床の干渉が本実験の試形態中最も severe になる。観察によれば、この時、翼まわりの静圧は非常に時間的変動が激しいので、このケースの揚力値は定性的な理解に留めるべきである。

以下で三次元ジェットと風胴壁の干渉を検討する。図16は $\delta_f=30^\circ$, $C_j=1.5$ の時のジェットピークの位置を示しており(翼後縁より 1130 mm 後方の断面内で測定)，ジェット幅が小さくなる程、ジェットピーク位置は下に下がることがわかる。

図13はジェット b' を 1280 mm とした時の断面IIIに於ける揚力である。この断面の揚力は二次元の場合の図12と比較すると、全体の傾向は殆んど変わらない。両図の対応する点の揚力値を比べると、ほぼ等しい値をとるか、二次元の場合の方が大きいケースが大部分で、例外は $h=0.55\text{m}$, $\delta_f=30^\circ$, $C_j=1.5$ のケースだけである。なお $h=0.15\text{m}$, $\delta_f=90^\circ$ も例外の部に属するが、前に述べた理由から、このケースについての定量的な議論はできない。そして二次元と三次元の揚力の差は、 C_j が大きくなる程、開きが大きくなる。

次に同じく $b'=1280\text{ mm}$ の時の揚力を断面IIで測定したのが図14である。図13と比べて、揚力は一般に減少している。 $h=1.0\text{m}$ では断面IIIのグラフと断面IIのグラフは、ほぼ平行であるが(すなわち $C_j=0.5$ と $C_j=1.5$ の時の両図の揚力差が同じ)、 $h=0.55\text{m}$ では $C_j=0.5$ から $C_j=1.5$ へ移る際の揚力変化は大きくなる。そして $h=0.15\text{m}$ では更に複雑な傾向を示す。

最後に、 $b'=580\text{ mm}$ の時、断面IIIで測った揚力の変化を図15に示す。

図17は図12～15に定量的に示された揚力の変化を定性的にまとめ直したものである。 $h=1.0\text{m}$ のデータに比べて揚力が増加しているケースには+、減少しているケースには-の符号が与えられている。()は増減の変化量が小さいことを表わす。各表を調べると、一般に-の符号は右上の欄に現われることがわかる。また、高さによる違いを調べると、 $h=0.55\text{m}$ から $h=0.15\text{m}$ に移るに従い、符号が+から-へ転ずるケースが多く、その変化も各表の右上の欄から左下に向かい浸透している。この表の中で右上の欄はジェットと風胴壁の干渉の強いケース、左下の欄は干渉の弱いケースと言える。また、他の条件が同じならば $h=0.55\text{m}$ より $h=0.15\text{m}$ のケースの方が干渉は強い。これらから、ジェットと風胴壁の干渉が強いとき、揚力への効果は adverse (揚力を減少させる側) に作用し、それより干渉が弱まると favourable (揚力を増す側) に作用する領域のあることがわかる。干渉が無限に弱くなれば、揚力は自由大気中での値に一致するのは明らかであるから、定性的には、干渉の大きさが中庸の時、風胴壁の効果は揚力に関して favourable に作用すると言えよう。また三次元の場合は、二次元の場合より、favourable に作用しやすいこともわかる。図13 中で、 $h=0.55\text{m}$, $\delta_f=30^\circ$, $C_j=1.5$ の C_L のデータが二次元の場合の対応するデータと比べて、特異な上昇を示したのは、これらの事情を象徴的に反映していると思われる。

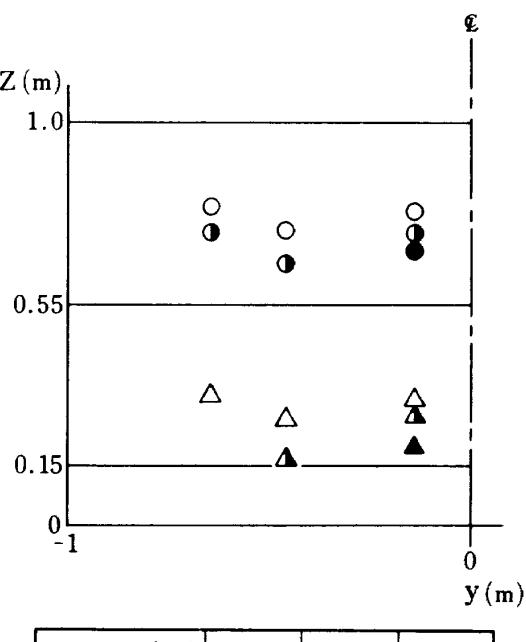


図16 ジェットピーク位置の変化(4)
翼後縁より 1130 mm 後方の断面 $\delta_f=30^\circ$

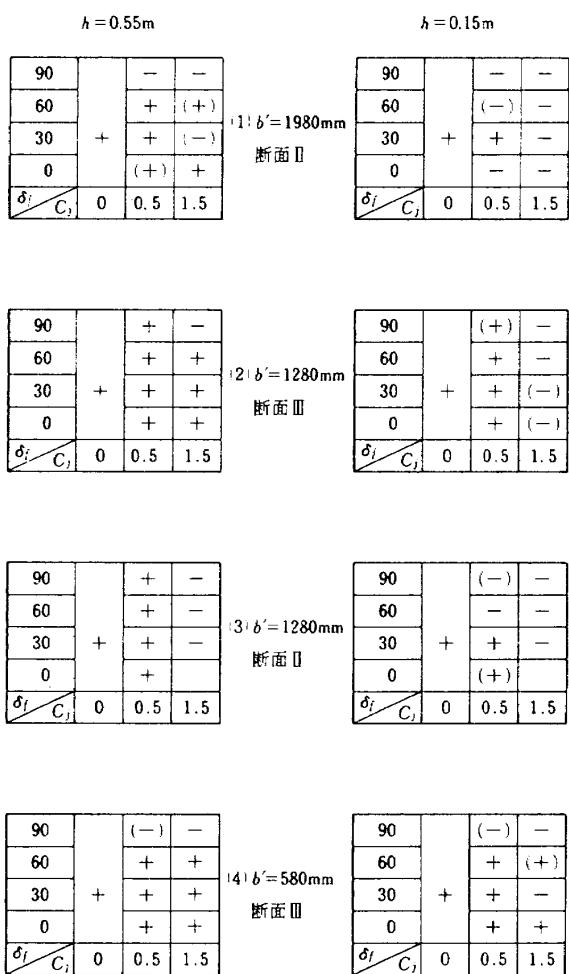


図17 風胴壁の揚力に及ぼす影響

れる。

5. 他の実験、理論との比較

本実験で用いた、翼の後縁からジェットを吹き出させるシステムは、ジェットフラップのそれと類似している。ジェットフラップは高揚力を得る手段として、早くから注目されていたもので、理論的並びに実験的研究も数多く発表されている。そのうちで、Spence¹²⁾の理論的研究は、曲率をもったジェットを渦列で置き換えて、その渦列の密度を決定することにより、平板翼に作用する力やモーメントを推定することに成功した。

Spenceの理論によれば、迎角 $\alpha=0$ の二次元平板翼に働く揚力は、

$$\bar{C}_L = 2(\pi C_j)^{\frac{1}{2}} \cdot \delta_f \quad (5.1)$$

であり、迎角の影響は、

$$\frac{\partial \bar{C}_L}{\partial \alpha} = 2\pi(1 + 0.151 C_j^{\frac{1}{2}} + 0.219 C_j) \quad (5.2)$$

で表わされる。ただし、 \bar{C}_L は我々の定義する揚力係数

$$C_L = \int_{\text{下面}} C_p d\left(\frac{x}{c}\right) - \int_{\text{上面}} C_p d\left(\frac{x}{c}\right) \quad (5.3)$$

とジェット反力の揚力成分（無次元化されている）の和

$$\bar{C}_L = C_L + C_j \sin \delta_f \quad (5.4)$$

である。

一方、Dimmock¹³⁾は断面形状が橿円形の二次元翼の後縁からジェットを噴出させる実験を行ない、この実験の結果とSpenceの理論が良く一致したことから、Spenceの理論の信頼性が確認された。Dimmockの用いた橿円断面翼は、本実験で用いたものより翼厚比が小さく、 $t/c = 1/8$ である。そもそもSpenceの理論は、平板翼についての解析であり、厚みのある翼を用いたDimmockの実験データと比較するにあたっては、ボテンシャル流の理論に基づく厚みの効果の係数 $(1 + t/c)$ を乗じた上で比較を行なっている。同様の補正を施したSpenceの理論と我々の実験データとの比較を図18で行なう。図中の曲線は

$$\bar{C}_L = 2(\pi C_j)^{\frac{1}{2}} (1 + c/t) \cdot \delta_f \quad (5.5)$$

を表わしている。本実験は、すでに述べたように、二次元性の欠如のために誘導迎角を生じている。そこで(5.2)式により、迎角変化の影響を除いた上で図中にプロットをしてある。すなわち図18のプロットは、 $h = 1.0$ m, $b' = 1980$ mmでの測定結果から求めた \bar{C}_L と、後述する誘導迎角 α とから、次式

$$\bar{C}_L = 2\pi(1 + 0.151 C_j^{\frac{1}{2}} + 0.219 C_j) \alpha$$

により求められた値である。 $\delta_f = 30^\circ$ の時、実験データと理論の一一致は良いが、 $\delta_f = 60^\circ$ になると、あまり良いとは言えない。この理由は次のように考えられる。まず、Dimmockの翼と我々の翼の大きな相違点は、Dimmockの翼の厚み比 t/c が0.125であるのに対し、我々の翼はずっと厚く0.3であること、及びDimmockの翼ではジェットが真的後縁から吹き出されるのに対し、我々の翼では($\delta_f = 0^\circ$ の場合を除いて)吹き出し口が後縁より上流にあること、しかもその位置は δ_f が大きい程、後縁から遠ざかることである。第2の点は、我々の翼では、後縁部を構成する円管を回転させて、 δ_f を変えていることに帰因している。Spenceが、平板翼の理論を厚みのある翼に適用する際に用いた、ボテンシャル流の理論に基づく厚み効果の係数を乗ずるという方法は、なる程、Dimmockの翼に対しては妥当であったのであろう。しかし、我々の翼では、特に δ_f が大きい時、翼上面の流れが鈍後縁に沿って回り込み、吹き出し口まで達するということは期待できず、それ以前に剥離をおこしている公算が大きい。このようなボテンシャル流からの隔たりの大きい流れに対しても厚み効果の係数による補正を行なったため、

図18にみられる理論値と実験値の不一致が起つたのであろう。

いくつかの地面効果の実験データの比較を図19で行なう。Turner¹⁴⁾の実験は三次元のジェットフラップを対象としており、運動量係数 C_j を用いて整理されていると称

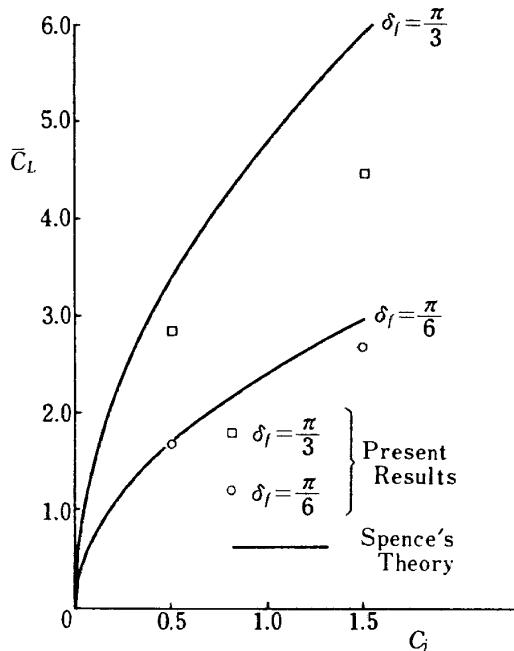


図18 Spenceの理論との比較

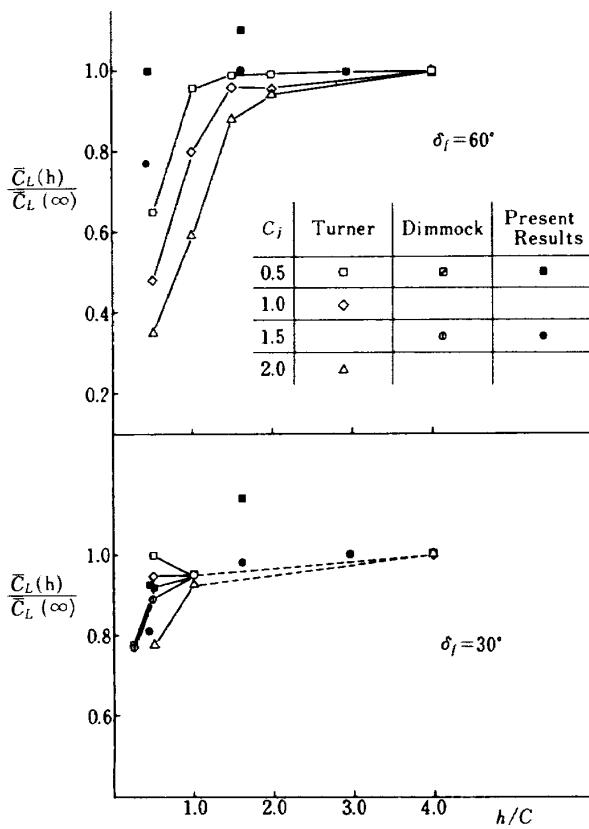


図19 地面効果(1)

するが、彼の C_μ の定義は我々の C_j の定義と同じで、静止推力を無次元化したものである。彼が実験で用いた翼は、他の翼と異なり、メカニカル・フラップがついており、ジェットは主翼素の後縁からフラップ上面に沿うように吹き出される。従って吹出角は一定であるが、ジェットはコアンダ効果により、フラップに沿って流れると思われる所以、フラップの偏角をもって我々の δ_f と対応させた。地面効果のない時の揚力係数 \bar{C}_L ($h=\infty$) とは、各実験装置の許す限りの距離を床（地面板）と模型の間に確保した時の \bar{C}_L であり、我々の実験では $h/c = 2.9$ である。Turnerは $h/c = 4.0$ を用いていると思われるが、Dimmockの実験での値は不明である。

図から直ちにわかるように、Dimmockの実験 ($\delta_f = 30^\circ$) では h/c が小さくなるにつれて、揚力は単調に減少している。Turnerの実験では $\delta_f = 30^\circ$ で、 C_j が小さい時のみ、地面近くで揚力は増加する。しかし、 $\delta_f = 60^\circ$ では Turnerの測定結果も、すべて地面に近づくにつれて、単調な揚力減少を示す。そして、この図に示した Dimmock, Turner のすべての測定結果は $\bar{C}_L(h)/\bar{C}_L(h=\infty)$ が 1 を越えていない。すなわち、地面効果は自由飛行時に比べて揚力を減少させる (adverse) 側に働く（ただし、Turnerは $\delta_f = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ について、実験を行なっており、 $\delta_f = 45^\circ$ で C_j が 1 以下のケースでは、 $\bar{C}_L(h)/\bar{C}_L(h=\infty)$ が 1 より大きくなる (favourable) ことを報告している）。一方、我々の実験の結果は、 δ_f が 30° でも 60° でも、 $C_j = 0.5$ のとき、揚力は、ある h/c の地点でピークをもち、しかもそのピーク値は $\bar{C}_L(h=\infty)$ よりも大きくなる (favourable) ことを示している。本実験結果の示すこの傾向は決して特異なものではなく、むしろ最近の多くの実験では、ジェットを含む流れの地面効果は揚力に関して favourable に作用するという結果が得られている。例えば図20は、目下、航技研で風胴試験を行なっているUSB方式のSTOL機半蔵模型の地面効果試験で得られた、生データ

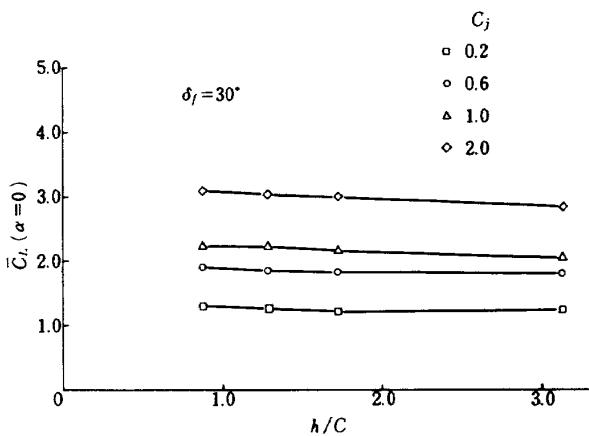


図20 地面効果(2)

の一例である（この場合、 C は平均翼弦、 h は地面板から機体重心までの距離である）。

またFA-200の模型を改造してジェットフラップを装備した高揚力機模型についての地面効果を遠藤・高橋・中谷・綿貫が報告しているが¹⁵⁾、この中でも $\bar{C}_L(h)$ が $\bar{C}_L(h=\infty)$ より大きくなる領域のあることが示されている。Campbell, Hassel and Thomas¹⁶⁾はC-8A, YC-14, YC-15という最新のSTOL機がいずれも飛行試験の結果、favourableな地面効果を得たことから、むしろ、なぜ1950年代に行なわれたDimmockをはじめとする幾つかの実験でadverseな地面効果が現われたのかを考察している。彼等はその原因の一つとして風胴の床に沿って発達する境界層の影響を挙げ、その根拠として、Moving-ModelやMoving-Beltを用いてfavourableな地面効果を得た例、あるいは、少くともadverseな地面効果を弱めた例を紹介している。Turnerや遠藤等の実験で、風胴床の境界層を除く努力をすると、揚力特性が変化することは確認できるが、遠藤等のMoving-Beltを用いないケースのデータ、あるいは我々のデータからもfavourableな地面効果が測定され、本来favourableな効果が、風胴床の境界層の存在のみによってadverseに作用するとは考えにくい。

Huggett¹⁷⁾はDimmockと全く同じと思われる模型を用いて、二次元ジェットフラップの地面効果の実験を行なっている。当然、その結果もDimmockと同様で、揚力に関してadverseな地面効果を得ているのであるが、彼の実験結果から観察されるwake blockage効果と呼ばれる現象は興味深い。彼は h/c を固定して \bar{C}_L 対 C_j のカーブを描くと、その勾配がある点で急変することを見出した。更に調べると、この点以降、 C_j を増加させても、翼まわりの圧力に基づく揚力（つまり我々の定義による C_L ）は殆んど増加せず、ジェットの反力を由来する揚力の増加のみによって、全揚力 \bar{C}_L が増加していることがわかった。しかも C_L の最大値は、吹出し角 δ_f によらず、ほぼ一定になるのである。この現象をwake blockageと呼ぶが、wake blockageが最初におこる時、すなわち C_L が最大になる時は、ジェットが初めて床に衝突した時に一致する。言い換えれば、これ以上 C_j を増加させると、ジェットの一部は床に衝突した後、流線を上流側へ曲げ、翼前縁を越えてから下流へ流れ去るようになるというcriticalな条件の下で、wake blockageは始まるのである。我々の二次元の実験結果（図12）を振り返ると、 $h=0.15\text{m}$ ($h/c=0.44$) のとき、 $\delta_f=60^\circ$ に対する C_L 対 C_j のカーブが $C_j=0.5$ 以降で飽和しており、また $\delta_f=90^\circ$ で $C_j=0.5$ の時の C_L 値もこの飽和値とほぼ等しい値をと

っている（ $\delta_f=90^\circ$, $C_j=1.5$ の時の C_L のデータが信頼できない事は前に述べた）。このことは、Huggettが彼の実験で観察した現象とよく一致しており、我々の実験でもHuggettの唱えるwake blockageが起っていることが伺われる。Huggettはwake blockageの起こる C_L 値（すなわち C_L の飽和値）を求める簡単な解析法を展開しており、それによれば $h/c=0.44$ の時の C_L の飽和値は2.47になる筈であるが、我々の実験結果では、それより小さく約1.87になっている。図14, 15を見ると三次元の場合も C_L の飽和という現象は起きていること、しかも二次元の場合より大きい h/c で、すでに起きていることがわかる。ジェット幅が有限ならば、翼下面の流れはジェットシートと床の間に割り込まなくとも、左右に拡がって流れ去ることができる。このため三次元の方が、ジェットは二次元の場合より床に衝突しやすい（図16）。三次元の場合の方が C_L の飽和が起りやすいという観察結果は、この我々の直観と一致している。しかし、図14, 15から見る限りでは、二次元の場合と違って飽和値は δ_f によって異なる値をとるようである。

二次元ジェットフラップの地面効果に関する理論的研究はLissaman¹⁸⁾が行なっており、揚力に関してfavourableな地面効果を予言している。彼の理論は線形理論であり、wake blockage現象の起こらない領域のみに適用させることができる。

6. 誘導迎角の推定

測定された圧力分布を積分すれば梢円断面翼に作用する揚力は求められるが、風胴壁が流れ場に与える影響を理解するには、その影響を表わす指標として揚力よりも誘導迎角を用いた方が良いと思われる。誘導迎角は着目している流れ場の特性を直接表わす量であるのに対し、揚力はそのような特性をもった流れ場が物体（梢円断面翼）に及ぼす作用の応答であり、物体が異なれば当然応答も異なるため、揚力値の変化から流れ場の変化を直ちに推定することはかなりの熟練を要すると思われるからである。反面、誘導迎角を測定することは非常に困難であるのに対し、揚力は既存の設備で容易に求められる。そこで測定された揚力（圧力分布）から誘導迎角を推定する必要が生ずる。

誘導迎角の推定法を議論する前に誘導迎角について述べる。ここで用いる誘導迎角の概念はPrandtlが三次元翼理論の中で導いた概念を敷衍したものである。彼の三次元翼理論ではアスペクト比ARの変化による揚力の変化を二次元翼（ $AR=\infty$ で一定）の迎角の変化により説明し、その理論的根拠としてHelmholtzの渦定理の結果、導か

れる後流渦を挙げ、その吹下し効果と誘導迎角を幾何学的に結びつけている。一般に物体に作用する揚力 C_L はその物体形状及び外部環境を表わす諸々のパラメータの関数である。

$$C_L = f(x_1, x_2, x_3, \dots)$$

x_i としてはアスペクト比 A や迎角 α_g (誘導迎角 α と区別して形状迎角とも呼ぶ) の外に、レイノルズ数 R_e 、マッハ数 M_∞ 、地面からの高さ h/c などがある。 $x_1 \equiv \alpha_g$ としてこれを一定に保ち、他のパラメータを変化させる時、揚力の変化は

$$\Delta C_L = \frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2 + \frac{\partial f}{\partial x_3} \Delta x_3 + \dots$$

となるが、これと同じ揚力の変化を α_g のみを変化させて得るには $\Delta \alpha_g$ の大きさをいくらくらいせねばならないかを考え、 $\Delta \alpha_g$ を誘導迎角 α と呼ぶことにする。三次元翼まわりの流れにおける二次元翼まわりの流れのように、誘導迎角の考え方を用いるには基準となる性質のよくわかった流れの存在が不可欠である。我々の問題を解くにあたり、二次元の橿円まわりのボテンシャル流を以ってこれに充てることにする。我々の実験では形状迎角 α_g は 0 に統一されており、混同のおそれが無いので誘導迎角を α で表わす。

6.1 誘導迎角の求め方

上で述べたことをより具体的に要約すると、我々の目的は実験で求められた橿円断面翼まわりの圧力分布と何らかの意味でなるべく近い圧力分布をボテンシャル流中

の橿円から得るには迎角を幾らに設定しなければならないか、を計算することである(図21)。

一様流と迎角が与えられていて物体のまわりのボテンシャル流を計算する方法としてはパネル法が最も使いやすいので、この理論を応用して逆に物体まわりの流れがわかっている場合の迎角の推定を行なう。最初に二次元パネル法による物体まわりの流れの求め方を簡単に述べる。より詳しい説明は文献19)に述べられている。まず物体は多角形で近似されねばならない。パネル法の基本的な考え方は求める流れを物体表面に分布させた特異点と一様流による誘導速度の和として得ることである。特異点として渦を用いることにし、多角形の辺に沿って渦を線形に変化する密度で分布させる。多角形の頂点に 1, 2, 3, …, $m+1$ と番号をつけ頂点 j の座標を (x_j, y_j) とし、頂点 j に於ける渦の強さを r_j とする。ただし頂点 1 は物体の後方淀み点とし、時計まわりに番号をつける。そして一巡して再び後方淀み点を頂点 $(m+1)$ とする。辺 i (頂点 i と頂点 $i+1$ を両端とする辺) の中点に於ける誘導速度の接線成分 $v_i^{(t)}$ と法線成分 $v_i^{(n)}$ は各々

$$v_i^{(t)} = U_\infty \frac{X_i \cos \alpha + Y_i \sin \alpha}{l_i}$$

$$- \frac{1}{2\pi l_i} \sum_{j=1}^m \frac{(I_1 X_i - I_3 Y_i) r_j + (I_2 X_i - I_4 Y_i) r_{j+1}}{l_j}$$
(6.1)

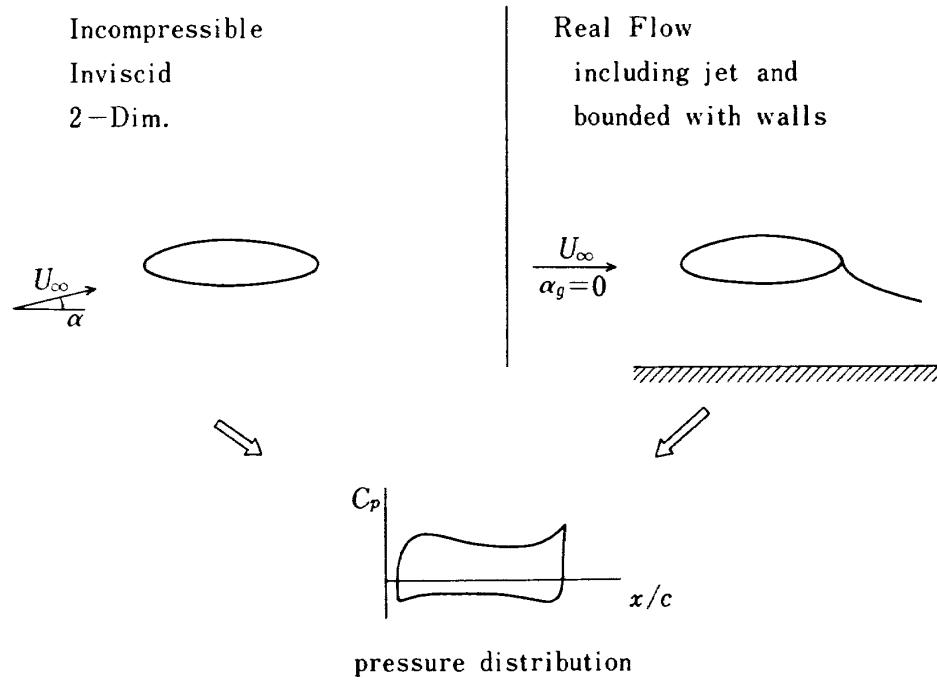


図21 実在流と理想流の対比

$$v_i^{(n)} = U_\infty \frac{-Y_i \cos \alpha + X_i \sin \alpha}{l_i} + \frac{1}{2\pi l_i} \sum_{j=1}^m \frac{(I_1 Y_i + I_3 X_i) r_j + (I_2 Y_i + I_4 X_i) r_{j+1}}{l_j} \quad (6.2)$$

と表わされる。ただし U_∞ と α は一様流の大きさと迎角であり

$$X_i = x_{i+1} - x_i, \quad (6.3)$$

$$Y_i = y_{i+1} - y_i, \quad (6.4)$$

$$l_i = \sqrt{X_i^2 + Y_i^2}, \quad (6.5)$$

また $I_1 \sim I_4$ は物体の形状だけで決まる係数である。そして (6.2) 式により $v_i^{(n)} = 0$ という境界条件を満足させ、更に Kutta の条件 $r_i + r_{m+1} = 0$ を与えて方程式系を r_j について解く。得られた r_j を (6.1) 式に代入すれば物体まわりの流れ $v_i^{(t)}$ が求まるわけである。実際には r_j が求まれば $v_i^{(t)} = -(r_i + r_{i+1})/2$ によって得られるのであるが、詳しい事情は省略する（文献19）を参照）。

さて上の (6.1) 式、(6.2) 式を用いて我々の課題である誘導迎角 α の推定を行なう。まず実験の結果得られた静圧分布から Bernoulli の公式を用いて橿円断面翼まわりの速度分布 V_i を計算する。後方淀点はスリット位置とする。

速度分布 V_i を正確に実現するボテンシャル流が存在するすれば、ある α と r_j が存在して、これら α 、 r_j を (6.1) 式、(6.2) 式に代入して得られた $v_i^{(t)}$ 、 $v_i^{(n)}$ と V_i の間に

$$\begin{aligned} v_i^{(t)} &= V_i \\ v_i^{(n)} &= 0 \end{aligned}$$

という関係が成りたつ筈である。そこで次に定義する F を最小にする r_j と α を求め、得られた α を求める誘導迎角とする。

$$F = \sum_{i=1}^m \left\{ (v_i^{(t)} - V_i)^2 + (v_i^{(n)})^2 \right\} \quad (6.6)$$

すなわち

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial r_j} &= 0 \quad (j=1, 2, \dots, m+1) \\ \frac{\partial F}{\partial \alpha} &= 0 \end{aligned} \quad (6.7)$$

として得られる連立方程式の解として誘導迎角 α を求め。 α は連立方程式の中に三角関数の形ではいってくる。非線形の連立方程式をそのままの形で解くのは困難なので、 α を既知数 α_0 とそれからの小さなずれ d の和 $\alpha = \alpha_0 + d$ の形に書き、

$$\sin \alpha = \sin(\alpha_0 + d) \approx \sin \alpha_0 + d \cos \alpha_0 \quad (6.8)$$

$$\cos \alpha = \cos(\alpha_0 + d) \approx \cos \alpha_0 - d \sin \alpha_0 \quad (6.9)$$

と近似して連立方程式 (6.7) を r_j と d の線形連立方程式として解いた。最初 $\alpha_0^{(1)} = 0$ として得られた d から $\alpha_0^{(2)} = \alpha_0^{(1)} + d$ を決めて再び (6.7) 式に代入して次の d を求め。このような繰り返し計算を d が充分小さくなるまで行ない最終的な解 α を得た。

6.2 計算結果

上で述べた方法により誘導迎角 α を求めた結果を図22～25に示す。図には誘導迎角推定プログラムで計算された迎角 α をもつ橿円断面翼まわりのボテンシャル流の速度分布と実験で得られた速度分布が重ねて描かれている（速度は時計まわりを正としてある）。いずれの図でも後縁付近で実験と計算による速度分布の差が大きいが、このあたりは後者では全く考慮されていないジェットの影響が大きい領域であるから、あらかじめ予想し、覚悟していた結果である。また $C_j = 0.5$ のケースと 1.5 のケースを比較すると $C_j = 1.5$ のケースの方が実験と計算の結果の一一致が良く更に誘導迎角の絶対値も小さいことがわかる。両ケースの間に現われたこの差は実在流のボテンシャル流からの隔たりの差であろうと考えられる。橿円に沿って流れる空気は後縁に近づくにつれ、境界層の発達、更には流れの剝離など粘性をもった実在流としての特質が顕著になってくる。しかし後縁から下流に向けて噴き出されるジェットはその周囲の流れを加速し、延いてはその流線を逆上った橿円面上の流れを加速することになる。すなわちジェットの存在により境界層制御が行なわれているのである。このように考えると $C_j = 1.5$ のジェットを伴う流れにはよく対応するボテンシャル流が存在するのに $C_j = 0.5$ の方のそれはやや遠い親戚になってしまることが理解できる。従って $C_j = 1.5$ のケースの誘導迎角と $C_j = 0.5$ のケースの誘導迎角を比較することはあまり意味がない、 C_j を一定に保った上で他のパラメータを変化させて、誘導迎角の変化を議論すべきであろう。

図12～15に対応する誘導迎角の変化を図26～29に示す。まず図26は二次元の場合である。本来、厳密な二次元流では Prandtl の意味での誘導迎角は 0 になる筈である。すなわち任意の流線は揚力体の近傍ではどんな勾配をとろうとも、無限下流では無限上流の流線に平行になる筈である。図26で α が 0 にならないのは、二次元性が完全でないためと、ここで用いている誘導迎角には上に述べたようなボテンシャル流からの逸脱の大きさという意味が含まれているからである。図27と図28は共に $b' = 1280$ mm の吹き出しであるが、 δ_f が大きい時、殊に $\delta_f = 90^\circ$ で、断面IIの誘導迎角が断面IIIのそれと比べて負の側に

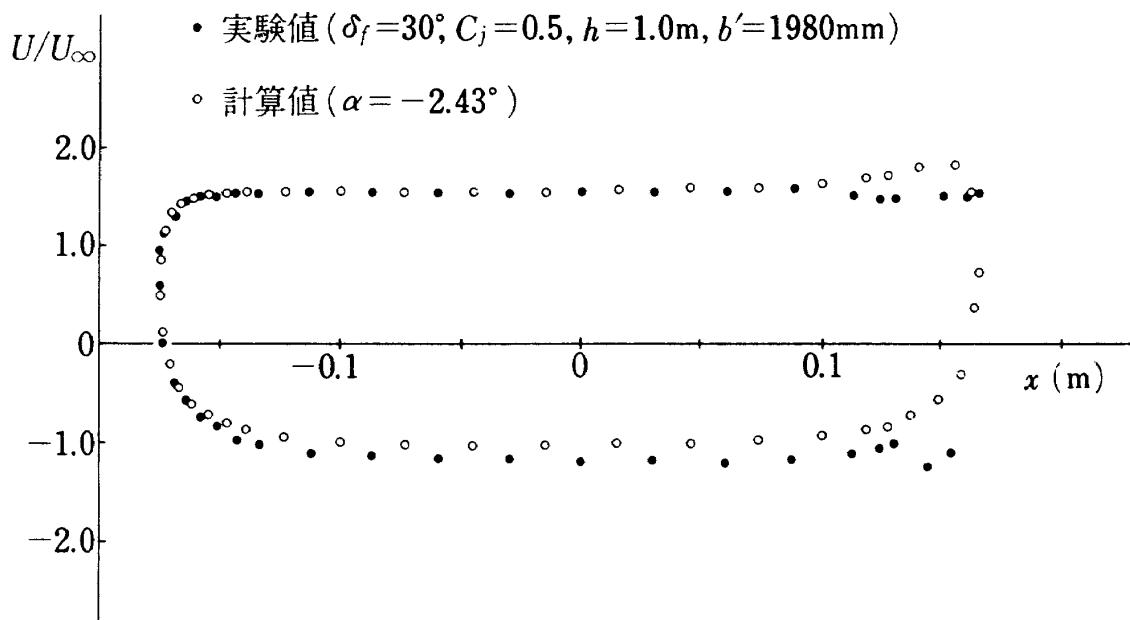


図22 翼まわりの速度分布(1)

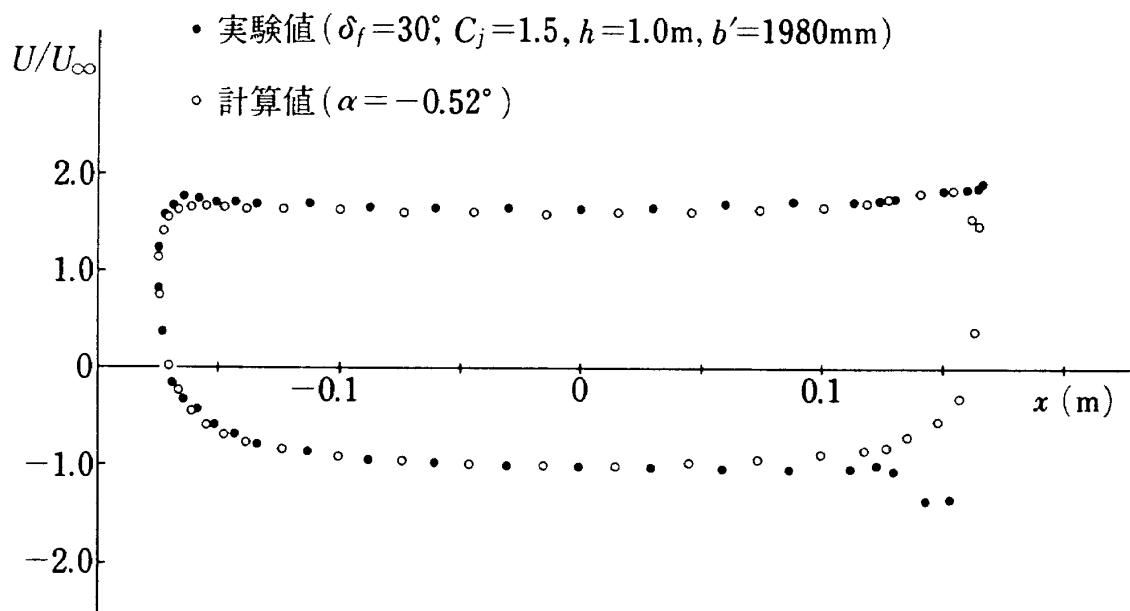


図23 翼まわりの速度分布(2)

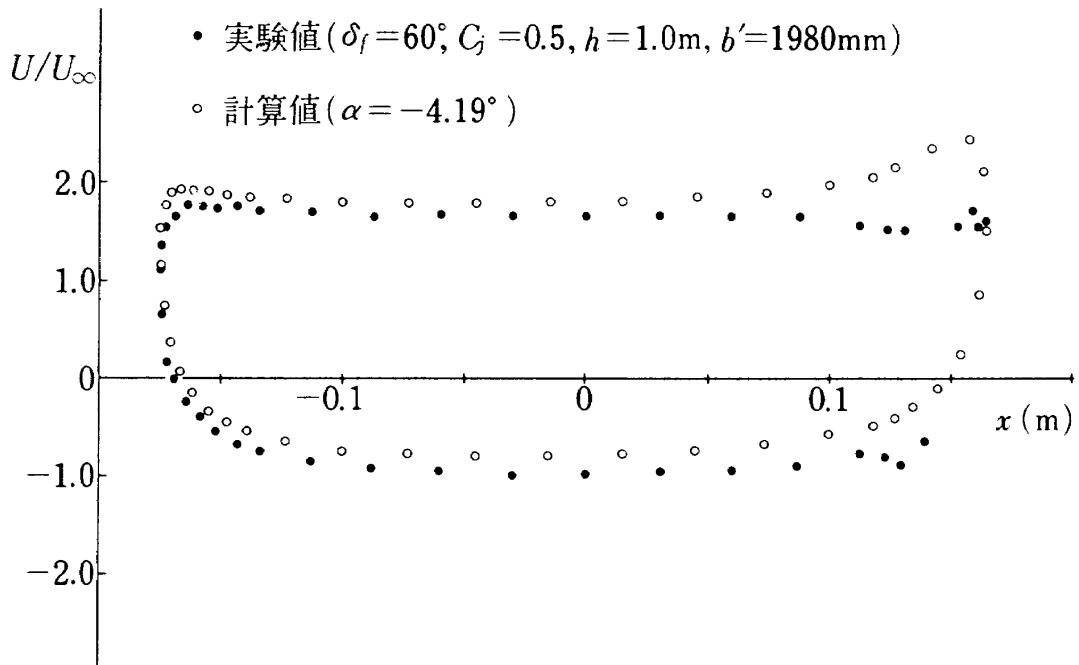


図24 翼まわりの速度分布(3)

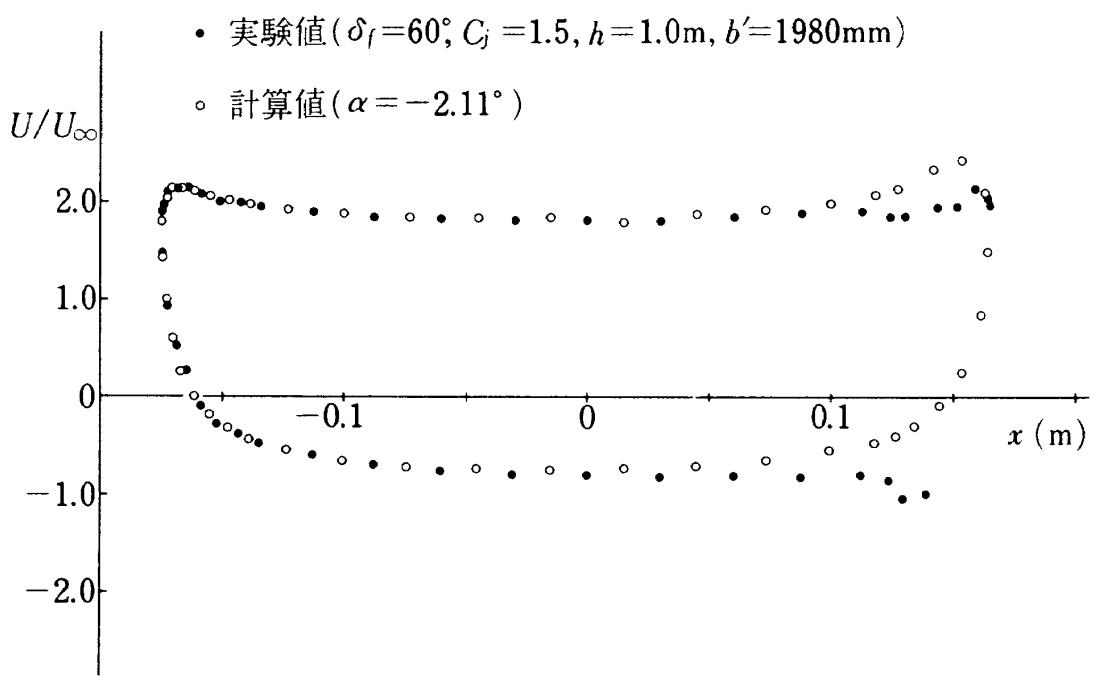


図25 翼まわりの速度分布(4)

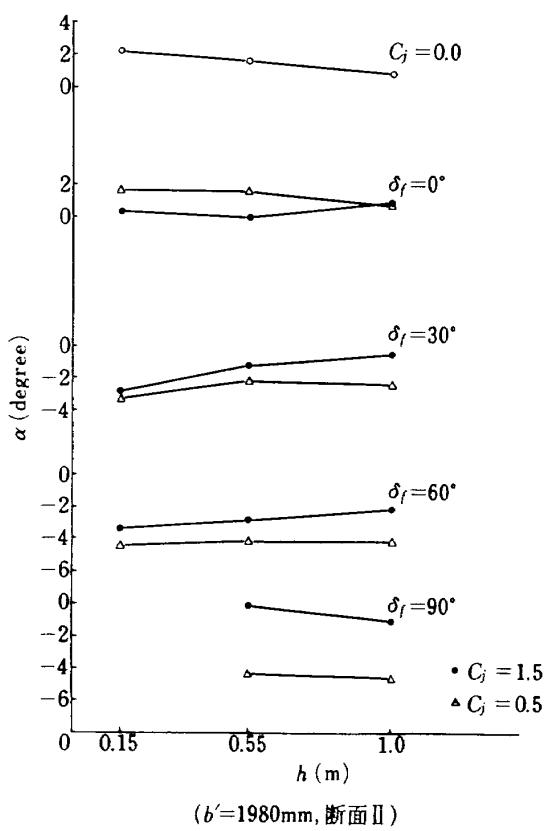


図26 誘導迎角の変化(1)

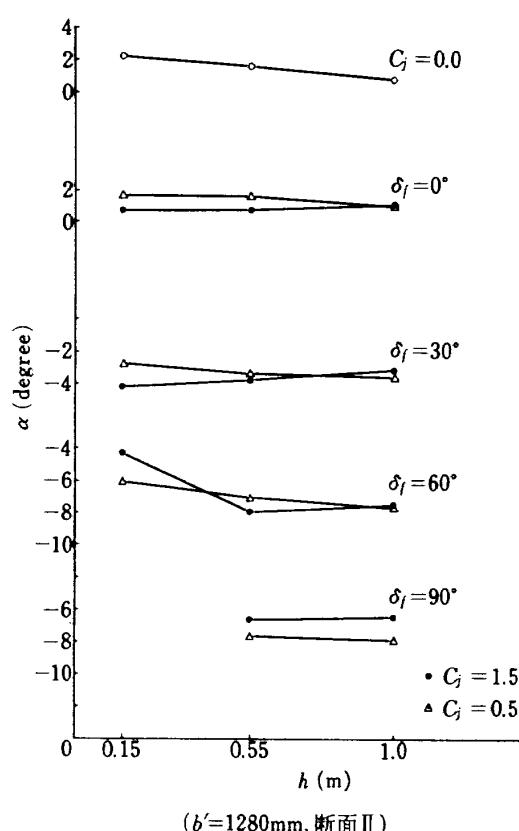


図28 誘導迎角の変化(3)

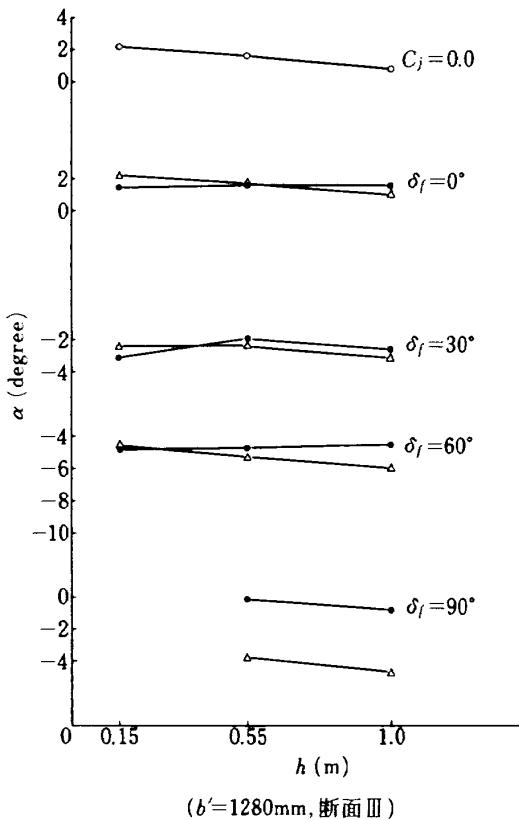


図27 誘導迎角の変化(2)

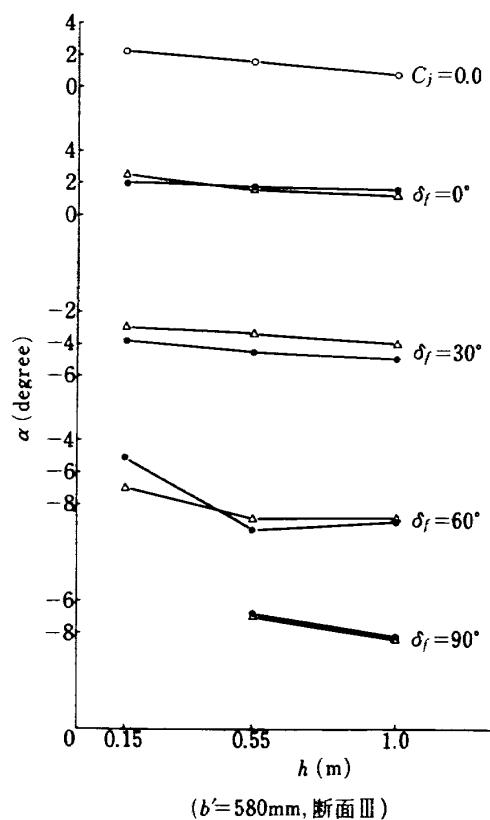


図29 誘導迎角の変化(4)

非常に大きくなっていることに気付く。これは tip vortex の影響で断面Ⅱのあたりに大きな吹下しがあるという事実の反映である。図28の $\delta_f = 60^\circ$, $C_j = 1.5$ のグラフは地面に近づくと α が負のまま0に近づくことを示しているが、この傾向は対応する図14では地面近くで揚力減少を示している事実と矛盾する。 $\delta_f = 60^\circ$, $C_j = 1.5$, $h = 0.15\text{m}$ の時の実験による速度分布を検討すると、翼下面の後半分で流速が非常に速くなってしまっており、推定された迎角でのボテンシャル流の速度分布と比較すると、かなり大きな違いが両者の間に見られ、このケースに対しては誘導迎角の推定法が精度良く機能していないことがわかる。図29の $\delta_f = 60^\circ$, $C_j = 1.5$ と $C_j = 0.5$ の点も $h = 0.15\text{m}$ で同様な傾向を示す一方、図27のそれらに対応する点は地面近くの誘導迎角に大きな変化が無いことを示したことから、翼下面の後半分での速度増加は cross-flow の存在に帰因すると考えられる。すなわち人が小さい時、翼下面の流れは大偏角のジェットシートに行く手を遮られ、左右に拡がってこれを迂回せざるを得ない。 $b' = 1280\text{ mm}$ の時の断面Ⅱ、 $b' = 580\text{ mm}$ の時の断面Ⅲは共にジェットの端に近く、そこで流れの速度は大きなスパン方向の成分をもっていると考えられる。この場合に誘導迎角の推定が満足な結果を得られないことは三次元的性格の強い流れを二次元のボテンシャル流で代表させようとした事の限界を示していると思われる。

7. 結論

橿円断面翼の後縁からジェットを吹き出させ、風胴壁との干渉を調べた。翼を風胴内にセットする高さとジェットの吹出し角を変えて、床の影響を調べる外に、ジェットの吹出し幅を変化させて、三次元性の影響を把握できるように努めた。その結果、二次元の場合、ジェットと風胴床の干渉が中庸の時、揚力を増加させる領域のあること、三次元ではその領域は一層広いことが確認された。更に、実験により得られた圧力分布から誘導迎角を推定する方法を発展させた。この方法により、流れと風胴壁との干渉を誘導迎角の変化で記述でき、流れの特性の理解と、境界壁修正とに役立つと考えられる。パネル法と最小自乗近似法に基づくこの方法は、力学実験と数値計算の結合により、新しい展開の得られる一例であり、関連する分野への応用が可能である。

先にも述べたように、本研究は航空宇宙技術研究所のSTOL実験機の風胴試験に関連して、その風胴壁干渉の大きさを知ることを一つの目的としている。最終的な結果を見ると、三次元の場合、実際に風胴試験で使われる $\delta_f = 30^\circ$ や 60° の場合、 $0 \leq C_j \leq 1.5$, $0.15\text{m} \leq h \leq 1.0\text{m}$

に対し、誘導迎角 α は3度程度、 $0.55\text{m} \leq h \leq 1.0\text{m}$ に限れば1度以内の変化しか示さない。勿論、実験機の風胴試験では(幾何学的な)迎角を 30° 近くまで与えるので、実質的なジェット吹出し角は、最大で 90° 程度になる。我々の実験では $\delta_f = 90^\circ$ でも $0.55\text{m} \leq h \leq 1.0\text{m}$ では誘導迎角は2度以内であることを示している。これらの結果より、現段階のSTOL実験機風胴試験に対しては、特別な境界壁修正を施す必要があるとは思えない。ただし境界壁の影響が、揚力に関して adverse に働く場合と、 favourable に働く場合があり、資料不足のため、その境界がはっきりせず、正確な予測ができないという点に注意を払わねばならない。

本実験に際しては、新型航空機研究グループ、廣末健一第11グループリーダー、岡田典秋技官の協力を得た。また、所内の主として空力関係の研究者と交した議論は非常に有益であったことを付記する。

文 献

- 1) H. C. Garner, E. W. E. Rogers, W. E. A. Acum and E. C. Maskell; Subsonic Wind Tunnel Wall Corrections, AGARDograph 109 (1966)
- 2) たとえば航空宇宙技術研究所では 佐藤淳造; 大型低速風胴壁面効果補正要領, NAL TM-237 (1972)
- 3) R. G. Joppa; Wind Tunnel Interference Factors for High-Lift Wings in Closed Wind Tunnels, NASA CR-2191 (1973)
- 4) W. R. Sears, R. J. Vidal, J. C. Erickson and A. Ritter; Interference-Free Wind Tunnel Flows by Adaptive-Wall Technology, ICAS paper 76-02 (1976)
- 5) P. Poisson-Quinton; Some New Approaches for Wind Tunnel Testing through the Use of Computers, O.N.E.R.A. T.P. n° 1979-24 (1979)
- 6) U. Ganzer; Windkanäle mit Adaptiven Wänden zur Beseitigung von Wandinterferenzen, Z. Flug. Welt. 3 (1979), Heft 2
- 7) 廣末健一, 北村清美, 村上義隆, 進藤重美; 航空宇宙技術研究所突風風胴の計画と整備試験, NAL TR-335 (1973)
- 8) 廣末健一, 岩崎昭人; 突風風胴空気源設備, NAL TM-379 (1979)
- 9) D. A. Spence; The Lift Coefficient of a Thin Jet-Flapped Wing, Proc. Roy. Soc., Vol. A238 (1956-1957)
- 10) 小橋安次郎, 宮沢政文, 西 武徳; 吹出しフラップ

- 翼の高揚力特性, NAL TM-148. (1968)
- 11) 外立政隆; 超音速気流中への二次噴射に関する実験的研究について, NAL N-19 (1975)
 - 12) D. A. Spence; Some Simple Results for Two-Dimensional Jet-Flap Aerofoils, Aero Quarterly 9, (1958), pp. 287 ~ 299
 - 13) N. A. Dimmock; An Experimental Introduction to the Jet Flap, A.R.C. C.P. 344 (1957)
 - 14) T. R. Turner; Ground Influence on a Model Airfoil with a Jet-Augmented Flap as Determined by Two Techniques, NACA TN D-658 (1961)
 - 15) 遠藤 浩, 高橋 宏, 中谷輝臣, 細貫忠晴; ジェットフラップをもつ高揚力機の地面効果, NAL TR-294 (1972)
 - 16) J. P. Campbell, J. L. Hassel and J. L. Thomas; Ground Effects on Lift for Turbofan Powered-Lift STOL Aircraft, J. Aircraft, Vol. 15, 2 (1978), pp. 78 ~ 84
 - 17) D. J. Huggett; The Ground Effect on the Jet Flap in Two Dimensions; Aero Quart. Vol. X (1959)
 - 18) P. B. S. Lissaman; A Linear Theory for the Jet Flap in Ground Effect, AIAA paper 67-2 (1967)
 - 19) 重見 仁; 多翼素翼型の逆問題の解法, NAL TR-571 (1979)

航空宇宙技術研究所報告 596号

昭和 55 年 1 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 武藏野三鷹 (0422) 47-5911 (大代表) 〒182

印 刷 所 株 式 会 社 東 京 プ レ ス

東 京 都 板 橋 区 桜 川 2 - 27 - 12
