

航技研究風洞における 後流測定データを利用した空力特性の推算技術

上野 真, 藤田 敏美, 岩崎 昭人 (航空宇宙技術研究所)

Estimation of Aerodynamic Characteristics Using Wake Integral Method
at the NAL 2m × 2m Gust Wind Tunnel

Makoto Ueno, Toshimi Fujita and Akihito Iwasaki (NAL)

Abstract

Aerodynamic characteristics are computed from wake survey data of a rectangular wing model of aspect ratio five with an untwisted NACA0012 airfoil section. The theories of Maskell and Betz are used. Their basic approach is to rewrite the drag and lift integrals in terms of flow variables measured inside the wake region. And it furnish separate values for the components of drag such as profile drag and induced drag, but also measure lift without the use of a balance. In addition to global data, details of the wake flow field as well as spanwise distributions of lift and drag are obtained. Wake survey data analysis are performed and the results are compared to the balance data.

1 初めに

現在, 風洞での空気力の計測は天秤によるものが主流であるが, 模型を囲む検査体積に運動量保存則を適用しても模型にかかる空気力を測定することができる。ただし, 風洞壁で限定されているとはいえ検査体積の運動量の出入り全体を計測するのは現実的ではない。

Betz [1] と Maskell [2] の研究によって風洞内の3次元物体にかかる形状抵抗, 誘導抵抗, 揚力を模型後流内および主流内の物理量 (総圧, 静圧, 流れの方向) から推算できるようになった。この手法はCFDの結果にもそのまま適用できるため海外ではいくつかの研究 [4, 5, 6] が行われてきた。

しかし, 形状抵抗と誘導抵抗の分離, 空気力のスパン方向分布を得られることなどの利点があるにもかかわらず, 後流の定量的測定による空気力の推算手法は国内ではあまり例が無い [3]。今回, 本手法を航技研究風洞で実装するための準備としてNACA0012翼型の矩形翼模型 (アスペクト比5) に対する実験を行ったので, その結果を報告する。

2 空気力の算出法

検査体積内に置かれた模型にかかる抵抗は一樣流の方向 (x 方向) の運動量の変化量から計算される。平行な固体壁からなる風洞を仮定すると,

抵抗は次のように書ける。

$$D = \iint_{S_1} (P + \rho u^2) dydz - \iint_{S_2} (P + \rho u^2) dydz \quad (1)$$

ここで S_1 と S_2 はそれぞれ模型上流と下流の検査体積境界をあらわす。全圧 $P_T = P + \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$ を導入し, 上流の境界 S_1 では一樣流であると仮定すると, 後流の外では総圧の損失は生じないことを利用して

$$D = \iint_{S_2} \frac{P_\infty}{R} (s - s_\infty) dydz + \iint_{S_2} \frac{\rho_\infty}{2} (v^2 + w^2) dydz + (\text{higher order terms}) \quad (2)$$

と変形される [4]。

式2の第2項は二次元流の場合 far-field では消滅してしまう成分であるので, これを誘導抵抗, 第1項を形状抵抗と定義する [4, 5, 6]。

2.1 形状抵抗

流れのエンタルピーが一定の場合, エントロピーの増加量は総圧損失に関連付けられて,

$$s - s_\infty = R \ln \frac{P_{T\infty}}{P_T} \quad (3)$$

であるが, エントロピーの増加は後流内部に限られるので, 式(2)の第1項の積分領域は模型の下

流全体から後流内部のみになる。従って、形状抵抗は

$$D_p = P_\infty \iint_{W_A} \ln \frac{P_{T\infty}}{P_T} dydz \quad (4)$$

と表せる [6].

2.2 誘導抵抗

渦度ベクトルの x 方向成分 (風洞の主流方向の成分) $\xi = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}$ と後流測定平面において連続の式を考えたときの湧き出し $\sigma = -\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$ について $v = \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial \phi}{\partial z}$ なるスカラー関数 ψ, ϕ を導入すると、誘導抵抗は以下のように表せる [2].

$$D_i = \frac{\rho}{2} \iint_{W_A} \psi \xi dydz \quad (5)$$

ここで、 ψ, ϕ はそれぞれ測定平面内における流れ関数と速度ポテンシャルにあたる。

2.3 揚力

また、揚力は z 方向の運動量保存則より

$$L = \iint_{S_f} P dx dy - \iint_{S_c} P dx dy - \rho \iint_{S_2} u w dy dz \quad (6)$$

(ここで S_f は風洞床, S_c は風洞天井を表す。) と書けるが、これは

$$L = \rho U_\infty \iint_{W_A} y \xi dy dz + (\text{ignorable term}) \quad (7)$$

と変形できる [2].

2.4 スパン方向分布

以上のようにして得られた式を抵抗については垂直方向についてのみ、揚力については求めたいスパン位置を通る垂線によって二分される測定範囲のどちらかを積分することによって、これら空気のスパン方向分布を得ることができる。当然、測定領域について積分すれば模型全体にかかる空気が計算できる。

Veldhuis ら [7] が指摘するように (図 1), このようにして得られたスパン方向空気力分布は厳密には正しくないが、その発生要因と全体への貢献度を探る上で定量的分布が得られることの意味は大きい。

3 実験

実験は航技研 $2m \times 2m$ 突風風洞で行われた。以下にその概要を示す。

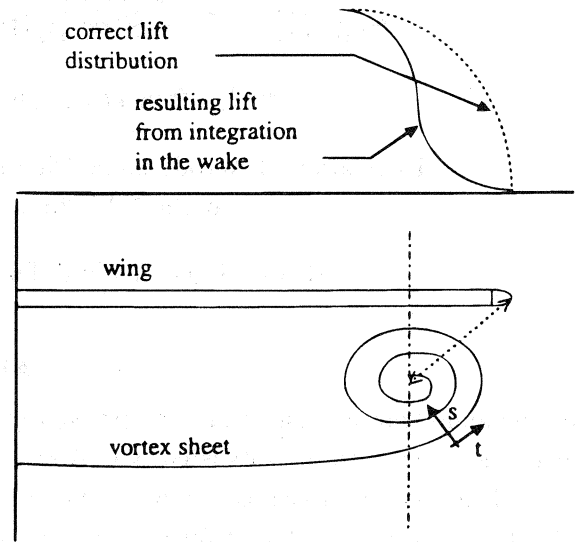


fig. 3 Example of erroneous determination of the lift distribution near the tip vortex of a wing.

図 1: スパン方向分布についての Veldhuis の指摘

3.1 模型

今回使用した矩形翼模型の図を図 2 に示す。翼型には NACA0012 を使用し、スパンは 1.0m, コードは 0.2m (アスペクト比 5) であり、翼端には翼型の回転体で構成されるカバーを取り付けた。

模型支持は航技研突風風洞の 3 点支持用ストラットの迎角変更用ストラットを除いた前 2 本を使用した。

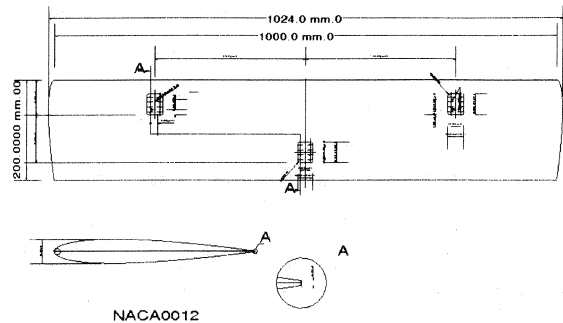


図 2: 矩形翼模型

3.2 測定装置

測定には突風風洞に既設の 5 孔ピトーレーク (図 3) を用いた。これは先端径 3.6mm の 5 孔ピトー管を 1 1 本楕形に配置したもので、図のような水平な配置、もしくは垂直にピトー管が並ぶ配置で測定する。今回の実験は水平な配置で行われた。

流れ方向には500mm, スパン方向には1500mm, 鉛直方向には1300mmの範囲を分解能0.1mmでトラバースすることができる。5孔管からの圧力は風洞外に置かれたZOCで計測してHDDに蓄積し, ワークステーションで処理して総圧, 静圧, 流れのピッチ角, ヨー角を得た。



図 3: 5孔ピトーレーク

3.3 測定領域

測定領域は主流に垂直な断面で, 翼後縁から主流方向に伸ばした延長面を中心として上下に200mm, 左右に300mm展開した面内とし, これを10mm間隔で測定した(図4)。

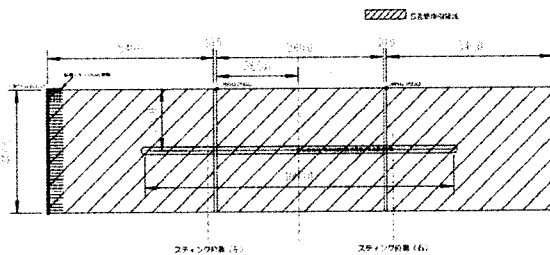


図 4: 測定領域

3.4 実験条件

実験は主流流速30m/s, 迎角は8°, 0°, -9.3°。測定断面は翼後縁から40mm, 240mm, 440mm後方の3断面でほとんどの測定は240mmの断面で行われた。1ケースにつき測定点数は6765(=41×165)点。測定間隔は10mmである。

4 解析結果

解析は出力された全測定点のデータを用いる必要があるため, それぞれのケースを測定後にオフ

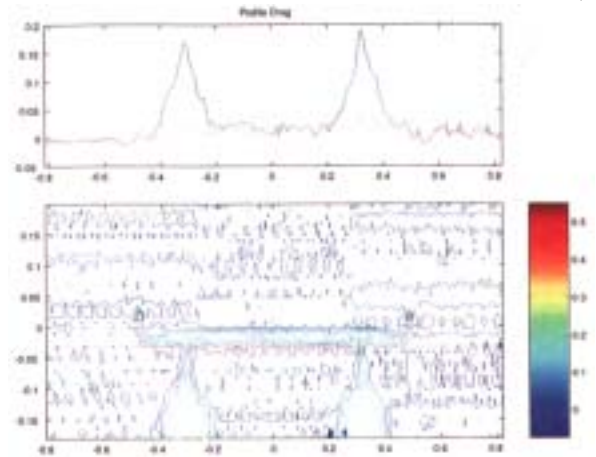


図 5: 形状抵抗

ラインで行われた。流れ場と出力の関係をわかりやすくするために, 測定各点での無次元化された空気力の要素とこれを鉛直方向に積分して得られる空気力のスパン方向分布を用いて, 以下に主に迎角8°のケースについて解析結果を説明する。

4.1 形状抵抗

形状抵抗の分布を見るとストラットの影響が大きい。測定断面全域について積分した場合の形状抵抗のスパン方向分布を図5の上のグラフの点線に表すが, 明らかに抵抗全体に対して大きな量を持っている。

突風風洞の天秤の出力は風防から模型取り付け部までのスティング露出部の影響を差し引いたものになっているので, 今回の処理でも模型取り付け部から上の部分について形状抵抗を積分すると, 図中実線の比較的平坦なスパン分布が得られる。この補正によって, ストラットの形状抵抗に対する影響は除去できたものと考えられる。

4.2 誘導抵抗

図6に誘導抵抗について示す。誘導抵抗は翼両端の翼端渦のところで大きく, また, ストラットからも多少の誘導抵抗が発生していることがわかる。ストラットからの寄与は小さいことと, 模型によると思われる影響が模型取り付け部より下まで達しているため, 今回はストラットに対する補正は行っていない。

スパン分布図中, 実線が風洞壁の存在を考慮したもの, 点線はこれから壁境界修正をして自由気流中の流れとしたときの結果である。境界壁修正は誘導抵抗の式5の中の流れ関数 ψ を過度から求めるにあたって, 境界壁を境界条件として表現

することによって求める。天秤との比較は風洞壁が存在するとして行っているが、この図から壁境界修正を行わないと誘導抵抗が減少することがわかる。

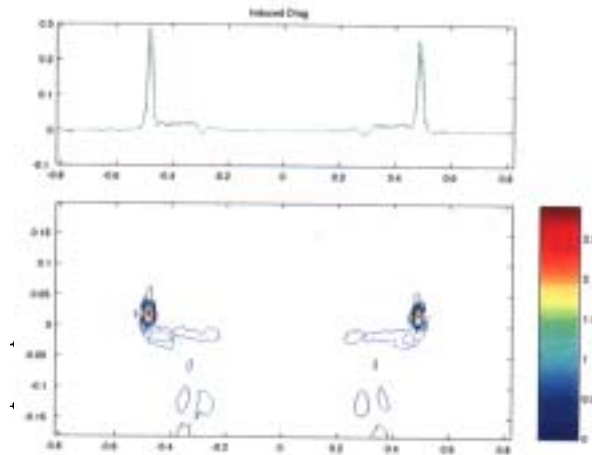


図 6: 誘導抵抗

4.3 揚力

揚力分布を図 7 に示す。翼端渦によって急峻に立ち上がった揚力は翼中央に向かってなだらかに増加していく傾向を見せる。ストラットの影響については現在検討中であり、誘導抵抗と同様に今回の出力にはストラットに対する補正は行っていない。

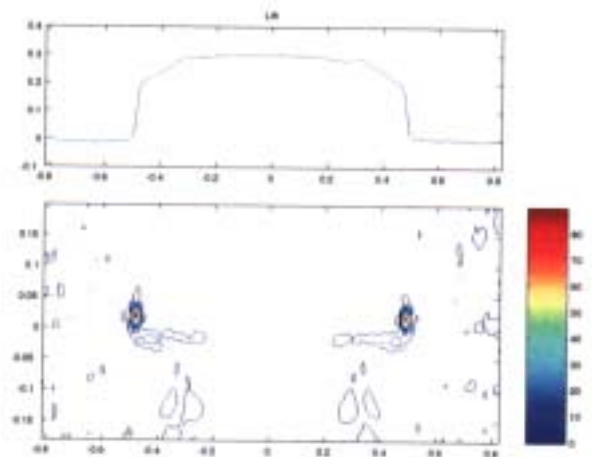
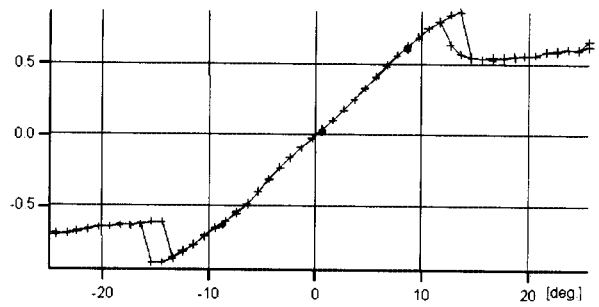


図 7: 揚力

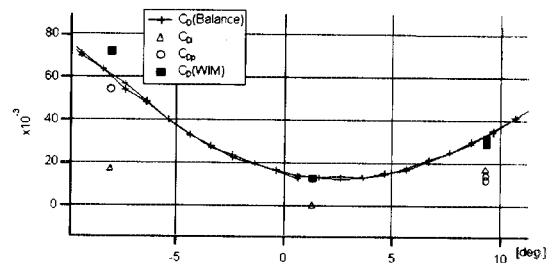
4.4 天秤との比較

天秤の出力と測定値の積分結果を比較したものを図 8 に示す。なおここで表に示されている迎角はストラットによる迎角への影響を補正したものになっている。図中、実線が天秤による出力、記



run No.	alpha	Cl	Cl (Bal.)
case3	8.7	0.5968	0.6204
case7	0.65	0.0194	0.0391
case8	-8.6	-0.6325	-0.6201
case9	8.7	0.6089	0.6204

(a) C_l .



run No.	alpha	Cdi	Cdp	Cd (WIM)	Cd (Bal.)
case3	8.7	0.0171	0.0121	0.0291	0.0294
case7	0.65	0.0005	0.0127	0.0132	0.0139
case8	-8.6	0.0174	0.0546	0.0720	0.0658
case9	8.7	0.0173	0.0145	0.0317	0.0294

(b) C_d .

図 8: 天秤との比較。

号が後流測定によって求められた量である。

図 8(a) では揚力の比較を行っているが、全測定点において数値的にも両者の結果はよく合致している。

図 8(b) では抵抗の比較を行っている。黒い四角が後流測定による形状抵抗と誘導抵抗の和であるが、迎角が負であるときを除いて、これもまた良い一致を見ている。

迎角が負のとき ($\alpha = -8.6^\circ$) にうまくいかない理由としては図 9 のようにストラットの後流が翼による流れによって巻き上げられて翼の後流との分別が不可能になることによるものである。これについては十分に注意する必要があるが、この手法を用いた通常の計測においてこのような条件で試験を行うことはまれであると思われるため多くの場合において避けられる現象である。

4.5 測定位置の効果

次に、測定位置の効果について述べる。文献 [8] は 2 次元での後流測定について翼の後縁からコー

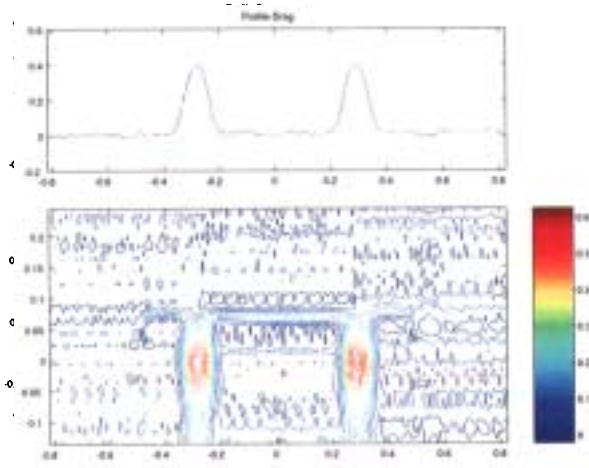


図 9: 迎角が負のときの形状抵抗

ドの0.7倍以上後方で測定するようにと指摘している。本実験では、迎角 8° のケースについてのみ3種類の測定断面の測定を行った。それぞれ翼後縁から40mm, 240mm, 440mm後方で、測定位置以外の実験条件はまったく同じである。

これらの結果を見ると、40mmのケースのみが数値的に一致しない結果を得ている。この原因としてはピトー管が模型に近づきすぎて後流内での測定分解能が相対的に低くなっていることと、ピトー管と流れ場の干渉量もまた相対的に大きくなっていることが考えられる。

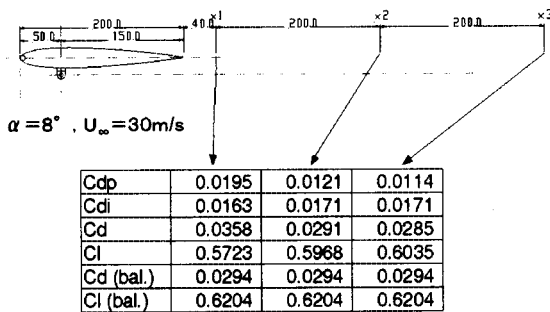


図 10: 測定断面による値の変化

5 結論

後流測定データを利用した空気力測定手法を突風風洞でアスペクト比5の矩形翼模型に対して適用し、以下の知見を得た。

- 抵抗、揚力とも天秤による測定結果とおおむねよく一致する結果を得た。
- 現在、測定にかかる時間がボトルネックである。測定精度向上のためにも改良の余地がある。

- 後流測定データは流れ場を定性的に知るばかりでなく、空気力全体に対してその流れ場が定量的にどのような影響を持っているのかを知ることができる。

以上より、後流測定データを利用した空力特性の推算技術は風洞試験における測定ツールとして十分かつ特徴的な能力を持っていることがわかった。今後、測定例を増やしてその能力を活用すると共に汎用性を高めて標準的な測定手法の一つとして普及させるべく研究を進めていく予定である。

参考文献

- [1] Betz, A., "Ein Verfahren zur direkten Ermittlung des Profilwiderstandes," ZFM, Vol.16, 1925, pp.42-44.
- [2] Maskell, E.C., "Progress Towards a Method for the Measurement of the Components of the Drag of a Wing of Finite Span," RAE Technical Report, 72232, 1972.
- [3] 上野 真, 藤枝郭俊, 岩崎昭人, 藤田敏美, 5項ピトー管による後流測定データを利用した空力特性の推算, 日本航空宇宙学会30周年記念講演会, 1999.
- [4] K.Nikfetrat, C.P. van Dam, P.M.H.W. Vijgen and I.C. Chang, "Prediction of Drag at Subsonic and Transonic Speeds Using Euler Methods," AIAA-92-0169, January, 1992.
- [5] R.M. Cummings, M.B. Giles and G.N.Shrinivas, "Analysis of the Elements of Drag in Three-Dimensional Viscous and Inviscid Flows," AIAA-96-2482-CP, 1996.
- [6] K. Kusunose, J.P. Crowder and R.L. Watzlavick, "Wave Drag Extraction from Profile Drag Based on a Wake-Integral Method," AIAA 99-0275, 1999.
- [7] L.L.M. Veldhuis and D.W.E. Rentema, "Quantitative wake surveys behind a tractor propeller-wing configuration," AIAA 95-3908, September, 1995.
- [8] J. B. Barlow, W. H. Rae, Jr. and A. Pope, "Low-Speed Wind Tunnel Testing, Third Edition," John Wiley & Sons, 1999.