

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

パネル法による低速風洞境界修正法の開発

日高 亜希子, 口石 茂, 藤田 敏美, 岩崎 昭人, 森田 義郎

2008年2月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

パネル法による低速風洞境界修正法の開発*

日高 亜希子^{*1}、口石 茂^{*2}、藤田 敏美^{*1}、岩崎 昭人^{*1}、森田 義郎^{*1}

Wall Interference Correction by the Panel Method for the JAXA Low Speed Wind Tunnel*

Akiko HIDAKA^{*1}, Shigeru KUCHI-ISHI, Toshimi FUJITA^{*1}, Akihito IWASAKI^{*1}
and Yoshio MORITA^{*1}

Abstract

In low-speed wind tunnel tests for a large-scale high-lift device model, the effect of wall interference is significant and the use of a classical wall interference correction technique becomes dubious. In this report, an attempt has been made to improve the reliability of wind tunnel data by using panel method together with the lift coefficient of the model and static pressure data on the tunnel wall. The method is then applied to a low-speed wind tunnel test using small and large rectangular wing models and the validity is examined. It has been found that velocity component perpendicular to the flow should be included to improve the accuracy of data in calculating the perturbation velocity on the wall.

Keyword : *Low speed wind tunnel, Wall interference correction, Panel method, Wall pressure measurement*

概 要

大型で高い揚力を発生する高揚力装置模型の低速風洞試験においては、風洞壁の空力干渉が大きくなる為、古典的な風洞壁境界修正法では空力係数の修正誤差が大きくなり、風洞試験データの信頼性が損なわれる。そこで、風洞試験で得られた揚力係数と、同時に計測した風洞壁面での静圧計測データを利用した風洞壁境界修正法を開発し、風洞試験データの信頼性を向上させることを試みた。また、開発した風洞壁境界修正法を、大小2種の相似矩形翼模型による風洞試験データに適用し、境界修正後の空力係数が一致することからその妥当性を検証した。さらに、検証の過程で、大型で高い揚力を発生する模型の場合、模型による風洞壁面での擾乱速度の取り扱い、流れ方向に加え垂直成分も考慮する方が修正データの信頼性が増すことを明らかにした。

1. はじめに

風洞は、自由大気中における航空機やロケットなどの飛行を、人工的に作った流れの中に置かれたそれら飛行体の模型を使って模擬する装置であるが、厳密で正確な模擬は現実には難しく、両者の間には差異が生じる。従って、風洞試験データから実機の空力特性を推算するには、実機飛行条件と異なる風洞試験条件について風洞試験データの補正が必要である。両者間の差異の原因は、風洞壁の空力干渉、模型支持装置の空力干渉、レイノルズ数効果、パワー効果などが主たるものであるが、本報告では JAXA 風洞技術開発センターで開発した、低速風洞試験に対する風洞壁空力干渉の補正法（風洞壁境界修

正法）について報告する。

JAXA 低速風洞における風洞壁境界修正法は、文献 1 又は文献 2 に示される古典的方法が現在採用されている。この方法は、模型が古典的な航空機の形状をしており、風洞に対して模型の寸法が適切で、主翼上面気流剥離が大きくない場合には妥当な補正値を与えることが分かっている。

一方、近年低速風洞では、宇宙往還機など従来の航空機とは形状の大きく異なる模型や、高揚力装置の高性能化研究の隆盛に伴い細かな形状が模擬できる大型で大きな揚力を発生する模型、地上設備等の大型でプラントな形状の模型等を用いた風洞試験が実施されているが、こ

* 平成 19 年 12 月 3 日受付 (Received 3 December, 2007)

*1 総合技術研究本部 風洞技術開発センター (Wind Tunnel Technology Center, Institute of Aerospace Technology)

*2 総合技術研究本部 事業推進部 (Program Management and Integration Department, Institute of Aerospace Technology)

れらに対する古典的方法での補正は信頼性が低下する。このため、これらの風洞試験に対しても十分信頼性のある風洞壁境界修正法が求められている。

JAXA 風洞技術開発センターは、その第一期の中期計画の項目として、低速と遷音速風洞の風洞壁境界修正法の確立を掲げて、その完成に注力した。様々なレベルの修正法が存在するうちから、低速、遷音速の両風洞への適用に対して出来る限り共通の部分が多い方法を採用することを方針として検討を行い、近年境界修正法の主力となっており各国の風洞で実績が積まれている、いわゆる「pressure signature method (文献 3,4)」と「two-variable method (文献 5,6)」を候補として選んだ後、風洞壁面静圧分布測定の影響が小さい前者を選択して、これに基づく方法を開発した（両方法及び古典法の比較は例えば文献 7 で行われている）。

本報告では、文献 8 及び文献 9 に原理が示されている、模型揚力係数と同時に計測した風洞壁静圧分布とを利用し、パネル法を基本枠組みとする風洞壁境界修正法の概要を示すと同時に、矩形翼風洞試験による検証を踏まえ、この境界修正法の妥当性を示す。

2. 記号の説明

C_L	: 揚力係数
C_D	: 抵抗係数
C_m	: 縦揺れモーメント係数
C_P	: 静圧係数
S_W	: 主翼基準面積
b	: 主翼翼幅
U_∞	: 風洞一様流速度
(x, y, z)	: 風洞中心を原点とし、 x 方向は下流側、 y 方向は下流からみて右側及び z 方向は上側が正の直角座標系
ϕ	: 擾乱速度ポテンシャル
ε	: 風洞壁による模型位置の速度増分（風洞一様流速度で無次元化された値）
$\Delta \alpha$: 風洞壁による模型の迎角変化量
添え字	c : 風洞壁境界修正済み u : 風洞壁境界修正前

3. パネル法による低速風洞壁境界修正法

3.1 風洞壁境界修正法の概要

風洞内の流れ場を渦なし完全流体と仮定すると、任意の点における擾乱速度ポテンシャル ϕ は下記のラプラス方程式を満たす。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

ここで、擾乱ポテンシャル ϕ は、模型に起因する擾乱成分 ϕ_m と風洞壁面に起因する擾乱成分 ϕ_w とに分割でき、 ϕ_m を求めることが出来れば、風洞壁面上の境界条件より ϕ_w を求めることが出来る。

上式 (1) の特解としては、ソース（湧き出し）やダブレット（2 重湧き出し）が知られている。本修正法では、模型のソリッドブロッケージ、揚力及び後流をダブレットを配置することにより模擬し、風洞壁面については有限個のパネルに分割したそれぞれにソースを分布することで模擬する。模型の揚力を表すダブレットの強さについては試験時に計測した揚力係数より求めることができ（計算式は 3. 3. 2 項に記述）、模型のソリッドブロッケージと後流ブロッケージを表すダブレットの強さ及び風洞壁面のソースの強さは、風洞壁面上における境界条件（次節に記述）により求めることが出来る。計算の流れについては次節以降に示す。

任意の点における風洞壁干渉効果は、求められた各風洞壁面パネルのソースにより誘起される擾乱ポテンシャルの和として求められる。

3.2 境界条件

風洞壁面上の境界条件として 2 点の条件を設ける。まず 1 点は風洞壁面の種類である。JAXA 低速風洞は固体壁であるので、「壁面垂直方向の速度ゼロ」が 1 点目の境界条件となる。これを式で表すと下式となる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (n \text{ は風洞壁面に対する法線ベクトル}) \quad (2)$$

また、2 点目の境界条件には、試験時に計測した風洞壁面上の静圧分布を用いる。計測した壁面静圧を擾乱速度に換算し、「風洞壁面上の擾乱速度分布計測値と計算値の一致」を 2 点目の境界条件とする。

3.3 境界修正法計算の流れ

計算の大まかな流れは、前節に示した 2 点の境界条件を満足するように、風洞パネル上ソース強さ及び模型ブロッケージや後流ブロッケージのダブレット強さを計算し、風洞パネル上ソースにより模型へ誘起される速度を求めて風洞壁干渉量を計算するというものである。

計算ステップの概要を以下に示す。

1. 風洞壁面をパネルで分割し、各パネル上にソースを設定する (図 3 参照)。また、模型の揚力、ソリッドブロッケージ及び後流ブロッケージを表すダブレットの位置を決める (図 4 参照)。ここで風洞壁面上のソースについて、重ね合わせの原理より、模型の揚力、ソリッドブロッケージ及び後流ブロッケージそれぞれに対応する強さの和と考えることができる。
2. 風洞試験で得られた揚力係数から、揚力を表すダブレット (ラインダブレット) の強さを求める。境界条件式 (2) より、このラインダブレットに対応する風洞パネル上ソース強さを求め、このときの風洞壁面上の擾乱速度分布を計算する。さらに、風洞試験にて計測した擾乱速度分布からこの値を差し引く。
3. したがって、残る未知数は、模型ソリッドブロッケージ及び後流ブロッケージのダブレットの強さと、それぞれに対応する風洞パネル上のソースの強さとなる。ここで、ソリッドブロッケージ及び後流ブロッケージのダブレットについては、強さの分布を示す重み係数を用いることにより未知数をそれぞれ1つずつとし、計算の負荷を軽減することが出来る。
4. 次に、3. で示したソリッドブロッケージ及び後流ブロッケージのダブレットの未知数部分を単位強さと仮定して、境界条件式 (2) よりそれぞれに対応する風洞パネル上ソースの強さを求め、風洞壁面上の擾乱速度分布を計算する。
5. 上記 2. において求められた擾乱速度と、4. により求められた擾乱速度とが一致するように (3.2 節 2 点目の境界条件)、最小二乗法によりソリッドブロッケージ及び後流ブロッケージの強さ (単位強さと仮定した部分) を決定し、さらにそれぞれに対応する風洞パネル上ソース強さを決定する。
6. 以上より求められた風洞パネル上のソースから、模型の 25% 平均空力翼弦長位置へ誘起される擾乱速度を求め、これより風洞壁干渉量を計算する。

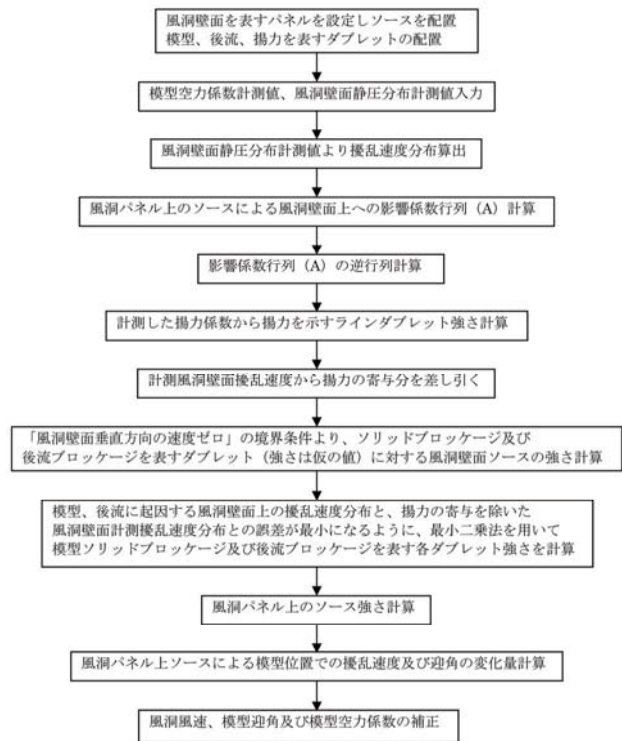


図 1 計算フローチャート

以上が計算の大まかな流れである。計算式の詳細について以下に示す。

3.3.1 風洞パネル上のソースによる他風洞パネルへの影響係数の計算

パネル i における境界条件式 (2) は、風洞壁面に起因する擾乱成分を ϕ_w 、模型に起因する擾乱成分を ϕ_m とすると、 $\phi = \phi_w + \phi_m$ より、

$$\frac{\partial \phi_w}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_m}{\partial n}$$

$$\sum_{j=1}^N \left[\left(\frac{\partial \phi_w^*}{\partial n} \right)_{i,j} \right] \mu_j = -\sum_{k=1}^M \left[\left(\frac{\partial \phi_m^*}{\partial n} \right)_{i,k} \right] \sigma_k \quad (3)$$

ここで、 N : パネル総数

μ_j : パネル j 位置のソース強さ

$(\phi_w^*)_{i,j}$: パネル j 位置の単位ソースにより

パネル i に誘起される擾乱ポテンシャル

M : 模型のダブレット総数

σ_k : k 位置のダブルレット強さ
 $(\phi_m^*)_{i,k}$: k 位置の単位ダブルレットにより

パネル i に誘起される擾乱ポテンシャル式 (3) を N 枚のすべてのパネルについて行列形式で記述すると、

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{x} = \mathbf{b}$$

$$\mathbf{x} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{b} \quad (4)$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1j} & \cdots & a_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{i1} & \cdots & a_{ij} & \cdots & a_{iN} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N1} & \cdots & a_{Nj} & \cdots & a_{NN} \end{pmatrix},$$

$$a_{ij} = \left(\frac{\partial \phi_w^*}{\partial n} \right)_{i,j}$$

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \vdots \\ \mu_j \\ \vdots \\ \mu_N \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_i \\ \vdots \\ b_N \end{pmatrix}, \quad b_i = -\sum_{k=1}^M \left[\left(\frac{\partial \phi_m^*}{\partial n} \right)_{i,k} \right] \sigma_k$$

ここで、行列 \mathbf{A} は影響係数行列と呼ばれ、各要素 a_{ij} は解析的に既知の値である。よって逆行列 \mathbf{A}^{-1} を計算することができ、さらに b_i を求めることが出来れば、式 (4) より風洞壁面パネル上のソース強さ μ_j を求めることが出来る。また b_i の成分のうち、

$\left(\frac{\partial \phi_m^*}{\partial n} \right)_{i,k}$ は解析的に既知の値であり、 σ_k が未知数である。

3.3.2 揚力を表すラインダブルレット強さの計算

揚力を表すラインダブルレットは、主翼 25% 翼弦長上、翼幅方向等間隔に分割した分割片の中心に分布させる。揚力は楕円分布であると仮定すると、分割された翼幅当たりの揚力 ΔL_i は、

$$\Delta L_i = \int_{y_i}^{y_{i+1}} L_0 \sqrt{1 - \frac{y^2}{(b/2)^2}} dy \quad (5)$$

但し、 $L = \frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 S_w C_L$ 及び $L = \frac{\pi L_0 b/2}{2}$ より、

$$L_0 = \frac{\rho_\infty U_\infty^2 S_w C_L}{\pi b/2}$$

$y = \frac{b}{2} \cos \theta$ と置くと、上式 (5) は、

$$\begin{aligned} \Delta L_i &= \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} L_0 \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \times \left(-\frac{b}{2} \sin \theta \right) d\theta \\ &= -\frac{L_0 b}{2} \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} \frac{1 - \cos 2\theta}{2} d\theta \\ &= -\frac{L_0 b}{4} \left\{ (\theta_{i+1} - \theta_i) - \frac{1}{2} (\sin 2\theta_{i+1} - \sin 2\theta_i) \right\} \end{aligned}$$

以上より、揚力を表すラインダブルレットの強さは、

$$\begin{aligned} \sigma_i &= \frac{\Delta L_i}{\rho_\infty U_\infty} \\ &= -\frac{C_L U_\infty S_w}{4\pi} \cdot \{ 2(\theta_{i+1} - \theta_i) - \sin 2\theta_{i+1} + \sin 2\theta_i \} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\theta_i = \cos^{-1} \left(\frac{y_i}{b/2} \right) \quad y_i : i \text{ 番目の分割点}$$

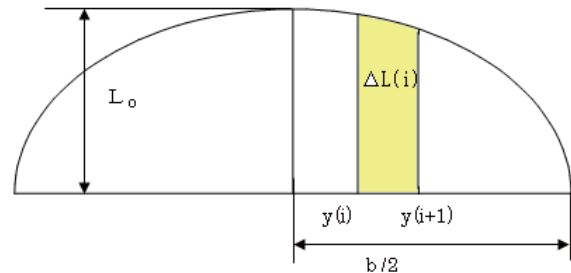


図2 揚力楕円分布略図

3.3.3 揚力を表すラインダブレットにより風洞壁面静圧孔位置に誘起される速度

式(4)より、揚力のラインダブレットに対応する風洞パネル上のソース強さ $\mu_{j,L}$ を求めることができるので、風洞壁面上静圧孔位置の擾乱速度は下式により求めることが出来る。なお、これらの擾乱速度はすべて一様流速度により無次元化された値である。

$$u_{\sigma L} = \sum_{k=1}^n \sigma_k \cdot u(\delta, k) + \sum_{j=1}^N \mu_{j,L} \cdot uu(\delta, j)$$

$$w_{\sigma L} = \sum_{k=1}^n \sigma_k \cdot w(\delta, k) + \sum_{j=1}^N \mu_{j,L} \cdot ww(\delta, j)$$

$u(\delta, k)$: k 位置の単位ラインダブレットにより風洞壁面上静圧孔 δ 位置に誘起される流れ方向 (x 方向) の擾乱速度

$w(\delta, k)$: k 位置の単位ラインダブレットにより風洞壁面上静圧孔 δ 位置に誘起される流れに直角方向 (z 方向) の擾乱速度

$uu(\delta, j)$: パネル j 位置の単位ソースにより風洞壁面上静圧孔 δ 位置に誘起される流れ方向 (x 方向) の擾乱速度

$ww(\delta, j)$: パネル j 位置の単位ソースにより風洞壁面上静圧孔 δ 位置に誘起される流れに直角方向 (z 方向) の擾乱速度

$$u_{\sigma L} = \sqrt{(1 + u_{\sigma L})^2 + w_{\sigma L}^2} - 1 \quad (7)$$

$u_{\sigma L}$: x 方向と z 方向の擾乱速度の合速度

3.3.4 風洞壁面静圧分布計測値の擾乱速度分布への変換

計測した風洞壁面上静圧係数を擾乱速度に変換し、さらに一様流速にて無次元化すると、

$$u_i(\delta) = -1 + \sqrt{1 - C_p(\delta)} \quad (8)$$

但し、 $C_p(\delta)$: 風洞壁面上 δ 位置の静圧係数 (4.2 節参照) となる。

3.3.5 揚力に起因する擾乱速度を除いた風洞壁面擾乱速度の計算

式(8)より揚力の寄与分を差し引き、模型のソリッドブロック及び後流ブロックに起因する擾乱速度 U_δ を求める。

$$U_\delta = u_t(\delta) - u_{\sigma L}(\delta) \quad (9)$$

3.3.6 模型ソリッドブロックを表すダブレットにより風洞壁面静圧孔位置に誘起される擾乱速度

まず、模型ソリッドブロックを表す各ダブレットの強さを、

$$\sigma_k = \sigma_* \cdot \omega_k \quad (10)$$

と定義する。ここで、 ω_k はダブレット位置と模型形状に基づき設定される係数であり、 σ_* が未知数となる。この未知数 σ_* を単位強さと仮定し $\sigma_k = \omega_k$ として式(4)を解き、これに対応するパネル強さ $\mu_{j,M}^*$ を求めると、静圧孔 δ 位置の擾乱速度は以下のようになる。

$$\begin{aligned} u_{\sigma M}(\delta) &= \sum_{k=1}^n \sigma_k \cdot u(\delta, k) + \sum_{j=1}^N \mu_{j,M} \cdot uu(\delta, j) \\ &= \sigma_* \times \left[\sum_{k=1}^n \omega_k \cdot u(\delta, k) + \sum_{j=1}^N \mu_{j,M}^* \cdot uu(\delta, j) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

$u(\delta, k)$: k 位置の単位ダブレットにより風洞壁面静圧孔 δ 位置に誘起される流れ方向擾乱速度 (一様流速にて無次元化した値)

$uu(\delta, j)$: パネル j 位置の単位ソースにより風洞壁面上静圧孔 δ 位置に誘起される流れ方向の擾乱速度 (一様流速にて無次元化した値)

3.3.7 模型の後流ブロックを表すダブレットにより風洞壁面静圧孔位置に誘起される擾乱速度

前項のソリッドブロックと同様に、各ダブレットの強さを、

$$\sigma_k = \sigma_{**} \cdot \omega_k \quad (12)$$

と定義する。 ω_k はダブレット位置と後流の形状に基づき設定される係数であり、 σ_{**} は未知数である。前項同様、未知数 σ_{**} を単位強さと仮定し $\sigma_k = \omega_k$ として式 (4) を解き、これに対応するパネル強さ $\mu_{j,W}^*$ を求めると、静圧孔 δ 位置の擾乱速度は以下ようになる。

$$\begin{aligned} u_{\sigma W}(\delta) &= \sum_{k=\eta+1}^{\xi} \sigma_k \cdot u(\delta, k) + \sum_{j=1}^N \mu_{j,W} \cdot uu(\delta, j) \\ &= \sigma_{**} \times \left[\sum_{k=\eta+1}^{\xi} \omega_k \cdot u(\delta, k) + \sum_{j=1}^N \mu_{j,W}^* \cdot uu(\delta, j) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

$u(\delta, k)$: k 位置の単位ダブレットにより風洞壁面静圧孔 δ 位置に誘起される流れ方向擾乱速度 (一様流速にて無次元化した値)

$uu(\delta, j)$: パネル j 位置の単位ソースにより風洞壁面上静圧孔 δ 位置に誘起される流れ方向の擾乱速度 (一様流速にて無次元化した値)

3.3.8 最小二乗法によるダブレット強さの計算

風洞壁上の m 個の静圧孔について 3.2 節 2 点目の境界条件を考慮すると、式 (9)、(11) 及び (13) より、

$$\mathbf{C}_{m \times 2} \cdot \mathbf{X}_{2 \times 1} = \mathbf{D}_{m \times 1} \quad (14)$$

$$\mathbf{X}_{2 \times 1} = \begin{pmatrix} \sigma_{**} \\ \sigma_{**} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{C}_{m \times 2} = \begin{pmatrix} c_{1,1} & c_{1,2} \\ \vdots & \vdots \\ c_{m,1} & c_{m,2} \end{pmatrix},$$

$$c_{\delta,1} = \sum_{k=1}^{\eta} \omega_k \cdot u(\delta, k) + \sum_{j=1}^N \mu_{j,M}^* \cdot uu(\delta, j)$$

$$c_{\delta,2} = \sum_{k=\eta+1}^{\xi} \omega_k \cdot u(\delta, k) + \sum_{j=1}^N \mu_{j,W}^* \cdot uu(\delta, j)$$

$$\mathbf{D}_{m \times 1} = \begin{pmatrix} U_1 \\ \vdots \\ U_m \end{pmatrix}$$

式 (14) を、最小二乗法により解くと、

$$\begin{aligned} [\mathbf{A}_{2 \times m}^T \circ \mathbf{A}_{m \times 2}] \circ \mathbf{X}_{2 \times 1} &= \mathbf{A}_{2 \times m}^T \circ \mathbf{B}_{m \times 1} \\ \mathbf{X}_{2 \times 1} &= [\mathbf{A}^T \circ \mathbf{A}]_{2 \times 2}^{-1} \circ [\mathbf{A}^T \circ \mathbf{B}]_{2 \times 1} \end{aligned} \quad (15)$$

3.3.9 風洞壁面パネル上のソース強さの計算

以上より、風洞パネル j 位置のソースの強さは、重ね合わせの原理により、

$$\mu_j = \mu_{j,L} + \sigma_* \times \mu_{j,M}^* + \sigma_{**} \times \mu_{j,W}^* \quad (16)$$

となる。

3.4 風洞試験データの補正計算法

(1) 迎角、一様流速の補正量

風洞内の任意の位置において、風洞壁により誘起・増速される水平方向速度及び垂直方向速度は下式 (17)、(18) により求められる。なお、各速度成分は一様流速で無次元化されているので垂直方向成分は迎角の変化量を表す。また、ここで補正する位置は平均空力翼弦長位置とする。

$$\varepsilon(v) = \sum_{i=1}^N \mu_i \cdot u(v, i) \quad (17)$$

$$\Delta\alpha(v) = \sum_{i=1}^N \mu_i \cdot w(v, i) \quad (18)$$

ここで、

$u(v, i)$: パネル i 位置の単位ソースにより風洞内 v 位置に誘起される水平方向速度 (一様流速にて無次元化した値)

$w(v, i)$: パネル i 位置の単位ソースにより風洞内 v 位置に誘起される垂直方向速度 (一様流速にて無次元化した値)

(2) 風洞試験データの補正法

補正された迎角、一様流速、縦 3 分力係数は以下の式により求められる。

①迎角

$$\alpha_c = \alpha_u + \Delta\alpha \quad (19)$$

②一様流速度

$$V_c = (1 + \varepsilon) \cdot V_u \quad (20)$$

③縦3分力空力係数

$$C_{Lc} = (1 - 2\varepsilon) \cdot C_{Lu} - C_{Du} \sin \Delta\alpha + C_{Lu} (\cos \Delta\alpha - 1)$$

$$C_{Dc} = (1 - 2\varepsilon) \cdot C_{Du} + C_{Du} (\cos \Delta\alpha - 1) + C_{Lu} \sin \Delta\alpha$$

$$C_{mc} = (1 - 2\varepsilon) \cdot C_{mu} \quad (21)$$

4. 検証風洞試験

4.1 試験概要

JAXA2m×2m 低速風洞における風洞壁空力干渉量を検討する為、大小2種の相似模型を用いた風洞試験が実施された。風洞試験の模式図を図5に示す。模型はNACA0012の大小2種の相似矩形翼であり、大きな模型は翼幅1.6m×翼弦長0.32m、小さな模型は翼幅1.0m×翼弦長0.2mである。また模型支持装置は3点ストラット支持である。試験条件として、大小2種の模型で試験レイノルズ数が同一となるように、試験風速を大模型は37m/s、小模型は60m/sとした。レイノルズ数は翼弦長基準で 0.82×10^6 である。また迎角は-10度から20度まで後方のピッチストラットにより変角した。計算に使用した計測データは縦3分力及び風洞壁面上の静圧分布であり、静圧分布については風洞側壁中央にて計測された流れ方向28個の静圧データを使用した。

4.2 試験結果及び採用データ

(1) 縦3分力空力係数

縦3分力空力係数の計測例を図6に示す。図6では本来、迎角ゼロで揚力がゼロとならねばならないが、模型支持装置の空力干渉でゼロとならない。また、抵抗及び縦揺れモーメントは同様に迎角の正負で対称とならず、その不一致量は風洞壁干渉より大きい。そこでここでは揚力曲線のみを評価対象とし、さらに迎角ゼロで揚力ゼロとなるよう揚力曲線を修正して用いた。

(2) 風洞壁面静圧データの前処理

静圧孔の計測データには、静圧孔穿孔時の工作誤差や風洞固有の流れ特性が入る。従って模型によ

る影響のみを評価するため、風洞内に模型及び支持装置が設置された状態の静圧分布データから、模型を取り外して支持装置のみの状態とした静圧分布データを差し引き、これを境界条件のデータとして使用した。

$$C_{pi\ c} = C_{pi\ \text{模型、支持装置有り}} - C_{pi\ \text{支持装置有り}} \quad (i=1, m) \quad (22)$$

5. 風洞試験データの補正

5.1 計算モデル

(1) 風洞壁面

風洞壁は、前述のように壁面を有限個のパネルに分割しそれぞれの中央にソースを分布することで模擬する。パネルの流れ方向密度は模型がセットされる中央部を密にし、上流、下流に進むほど粗くしてあるが、周方向は等分割である。今回計算に用いた風洞モデルは、長さを風洞幅の6倍としてあり、分割数は流れ方向40個、周方向80個である。図3にその概要を示す。

(2) 模型の揚力

模型の揚力は、前述のようにラインダブレットにより表現し、翼の25%翼弦長上に翼幅方向等間隔に分布させる。翼幅方向荷重分布は楕円分布を仮定し、ダブレットの強さは天秤で計測された揚力から求める。今回の計算に用いたダブレット個数は翼幅方向16個である(図4参照)。なお、今回は模型のみの空力干渉を評価するため模型支持装置は省いて検討している。

(3) 模型のソリッドブロッケージ及び後流ブロッケージ

模型のソリッドブロッケージ及び後流ブロッケージは、前述のようにダブレットにより表現する。このとき、ソリッドブロッケージの中には主翼の剥離により生ずるセパレーションパブルも含むものとする。ソリッドブロッケージのダブレットは翼の75%翼弦長上に翼幅方向等間隔に分布、後流ブロッケージのダブレットは翼の後縁から後方にかけて翼幅方向等間隔に分布させる。今回計算に用いたソリッドブロッケージのダブレット個数は翼幅方向16個、後流ブロッケージのダブレット個数は翼幅方向16個×下流方向40個を基準として配置している。図4にその概要図を示す。

5.2 一様流速の補正量

大小矩形翼模型の一様流速の補正量を図7に示す。大小模型とも、迎角に対する ε の挙動は類似しており、失速前までは ε はほぼ横ばいであるが失速以降急増する。これは、剥離領域の増大に伴う流速の増加を反映している為であると考えられる。

5.3 迎角の補正量

大小矩形翼模型の迎角の補正量を図8に示す。 ε 計算結果(図7)と同様に、大小模型の迎角に対する $\Delta\alpha$ の挙動は類似している。 $\Delta\alpha$ は、失速前は迎角に比例して増加し、失速後に減少する。これは、失速により揚力が減少し、吹き上げが弱まる為であると考えられる。

5.4 風洞壁面擾乱速度分布比較

風洞試験にて計測した風洞側壁中央の擾乱速度分布と、本修正法による擾乱速度分布の比較例を図9に示す。局所的に差異はあるものの、計測値と解析値は概ね一致している。なお両者の差の原因として風洞気流特性の影響や計測誤差及び計算誤差などが考えられるが、その差は最大で一様流速の0.5%程度である。

6. 補正データの検討

6.1 大小模型の揚力曲線比較

大小2種の矩形翼模型の揚力係数計測値を図10に示す。また、それぞれに本境界修正法を適用した結果を図11に示す。これらより、補正前の揚力曲線の不一致が補正により解消されることが分かる。また失速後の揚力レベルの差も減少している。このことから、本修正法により風洞壁の無い状態での揚力曲線が模型の大小によらずに得られることがわかる。

6.2 古典的風洞壁境界修正法との比較

文献2に示される古典的風洞壁境界修正法による修正値と、本修正法による修正値の比較を図12に示す。両者はわずかな差が有るものの概ね一致し本修正法の妥当性が示されている。

6.3 境界修正量に影響するパラメータの検討

(1) 風洞壁面で誘起される垂直方向の速度の影響

これまで諸外国で適用されているパネル法においては、風洞壁面で誘起される垂直方向の速度は一様流に比べ小さいとし無視しているが、風洞に対して大きくかつ大きな揚力を発生する模型では垂直方向の成分も影響すると思われる。

その影響を検討するため、境界条件として計測静圧分布と比較する際、垂直方向成分を考慮した場

合としない場合の比較を行った。考慮しない場合の修正後の揚力係数の比較を図13に示す。

図11、図13によれば大きな迎角では垂直方向成分を考慮することにより、より大小の矩形翼の揚力係数が一致することが示される。したがって、本手法では垂直成分も考慮した手法としている。

(2) 後流ブロックageを表すダブレットの分布

後流ブロックageを表すチェインダブレットの流れ方向個数や翼幅方向の個数は、現象的には多い方が流れの非一様性が減少し望ましい方向となるが計算時間との兼ね合いもあり、適切な個数を選択する必要がある。

本検討では流れ方向の数を変化し影響を調べ、翼幅方向16点、流れ方向40点としている。流れ方向の個数を変えた場合の風洞側壁中央での速度分布への影響の例を図14に示す。

7. まとめ

1. JAXA 風洞技術開発センター低速風洞に適用する風洞壁境界修正法として、風洞試験時同時計測した風洞壁静圧分布を利用したパネル法風洞壁境界修正法を開発した。
2. この修正法を JAXA2m×2m 低速風洞で実施した大小2種の相似矩形翼風洞試験に適用し、古典的修正法との比較も踏まえその妥当性を検証し、信頼性の有ることを確認した。
3. この検証の過程において、風洞に対し大きな模型を使用することも有る低速風洞試験では、従来の修正法では一様流に比較し小さいとして無視してきた風洞側壁で誘起されるアップウォッシュを、風洞壁面での境界条件を満たす際に無視できないことが明らかになった。

8. 参考文献

- 1) 佐藤淳造：大型低速風洞壁面効果補正要領，NAL TM-237 (1972)
- 2) Alan Pope：Low-Speed Wind Tunnel Testing., John Wiley & Sons. (1961) 2nd Ed.
- 3) Ulbrich, N. : The Real-Time Wall Interference Correction System of the NASA Ames 12-Foot Pressure Wind Tunnel, NASA CR-1998-208537 (1998)
- 4) Iyer, V., Kuhl, D.D. and Walker, E.L. : Improvements of Wall Corrections at the NASA Langley 14×22-ft Subsonic

- Tunnel, AIAA 2003-3950 (2003)
- 5) Ashill,P.R. and Weeks,D.J. : A Method for Determinating Wall-Interference Corrections in Solid-Wall Tunnels from Measurements of Static Pressure at the Walls, AGARD-CP-335 (1982)
- 6) Ashill,P.R., Jordan,R. and Simmons,M.J. : Recent experience in the prediction and accessment of windtunnel wall interference, Aeronautical J., Augst/September 1997 (1997)
- 7) Rueger,M.,Crites,R. and Weirich,R. : Comparison of Conventional and Emerging (“Measured Variable”) Wall Correction Techniques for Tactical Aircraft in Subsonic Wind Tunnels, AIAA 95-0108, (1995)
- 8) Keller,J.D. : A Numerical Method of Calculating the Boundary-Induced Interference in Slotted or Perforated Wind Tunnels of Rectangular Cross Section, NASA TR R-379,(1971)
- 9) Ulbrich, N. : The Application of Panel Method Code ANTARES to Wind Tunnel Wall Interference Problems, AIAA 2002-0307, (2002)

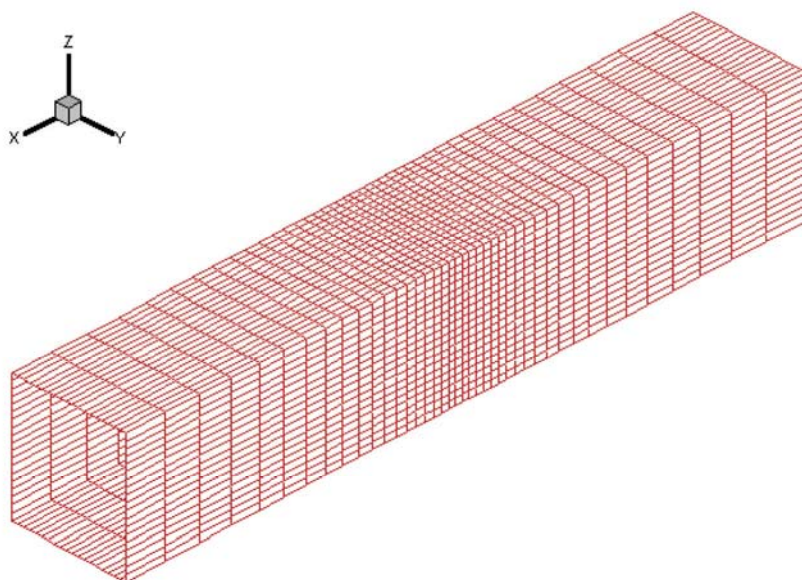


図3 計算領域及び風洞パネル分割状態

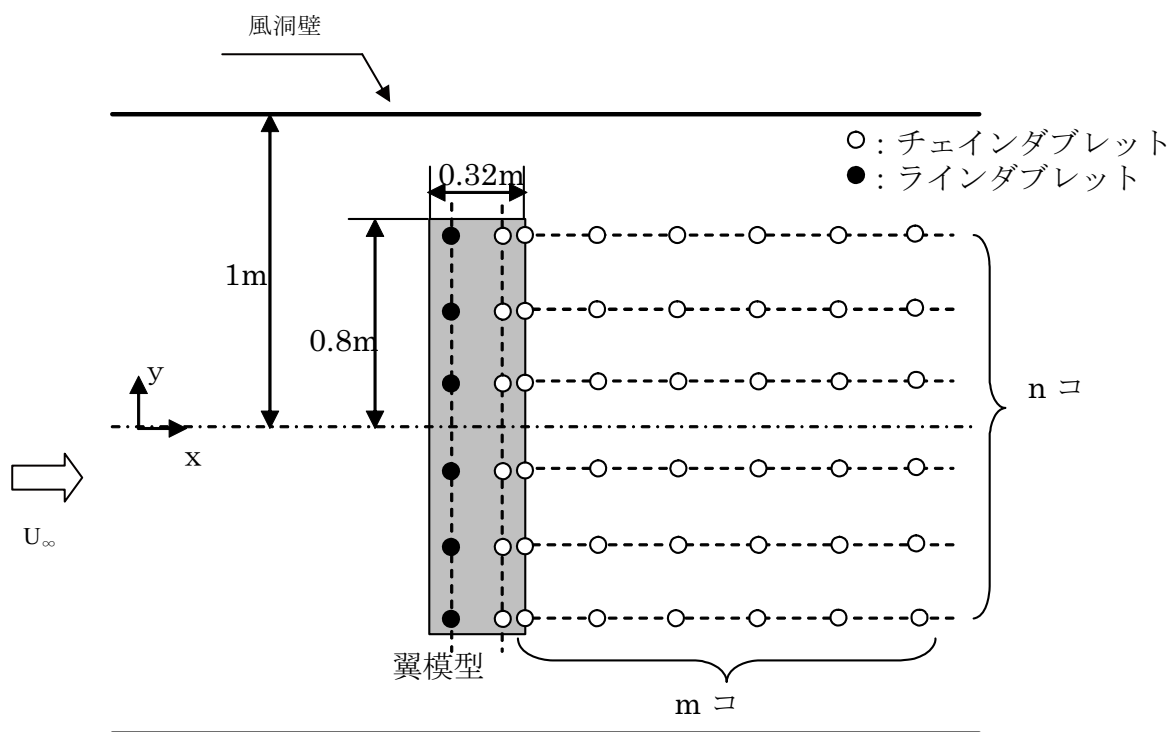


図4 チェインダブレット、ラインダブレットの配置
(矩形翼大模型の例)

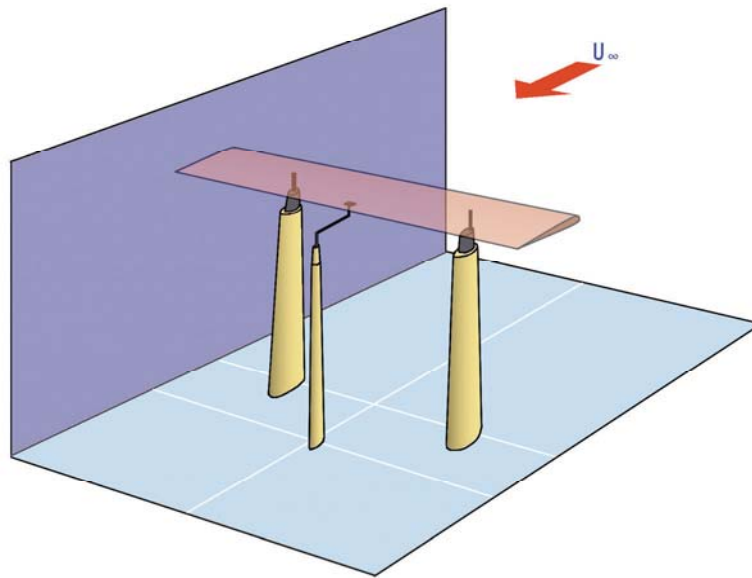


図5 風洞試験模式図

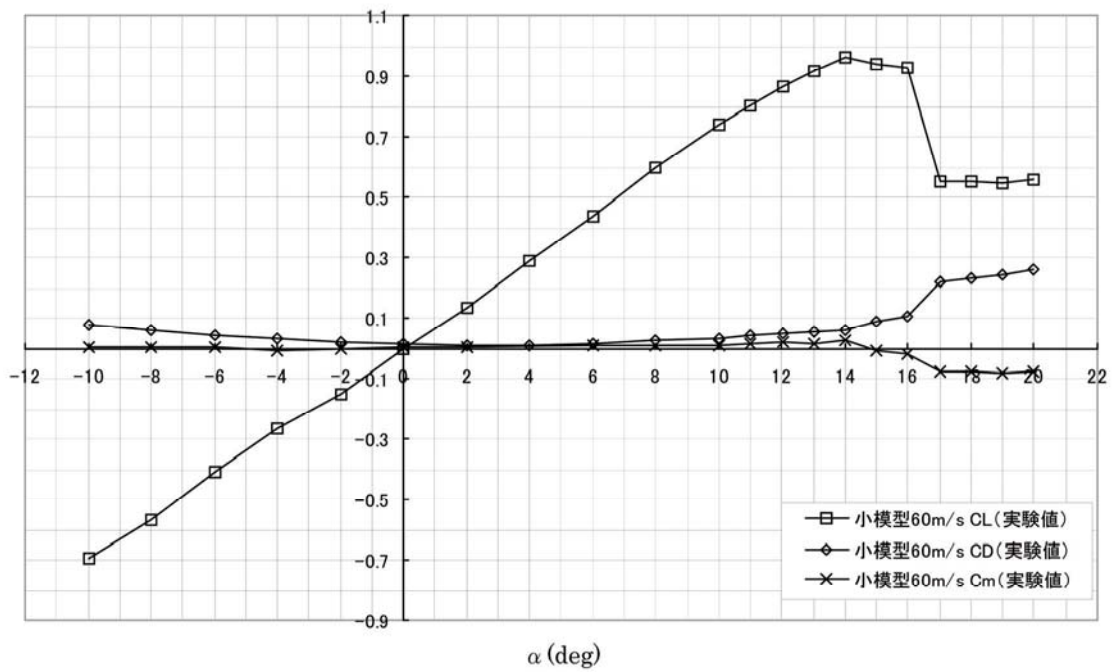


図6 小矩形翼風洞試験縦3分力係数

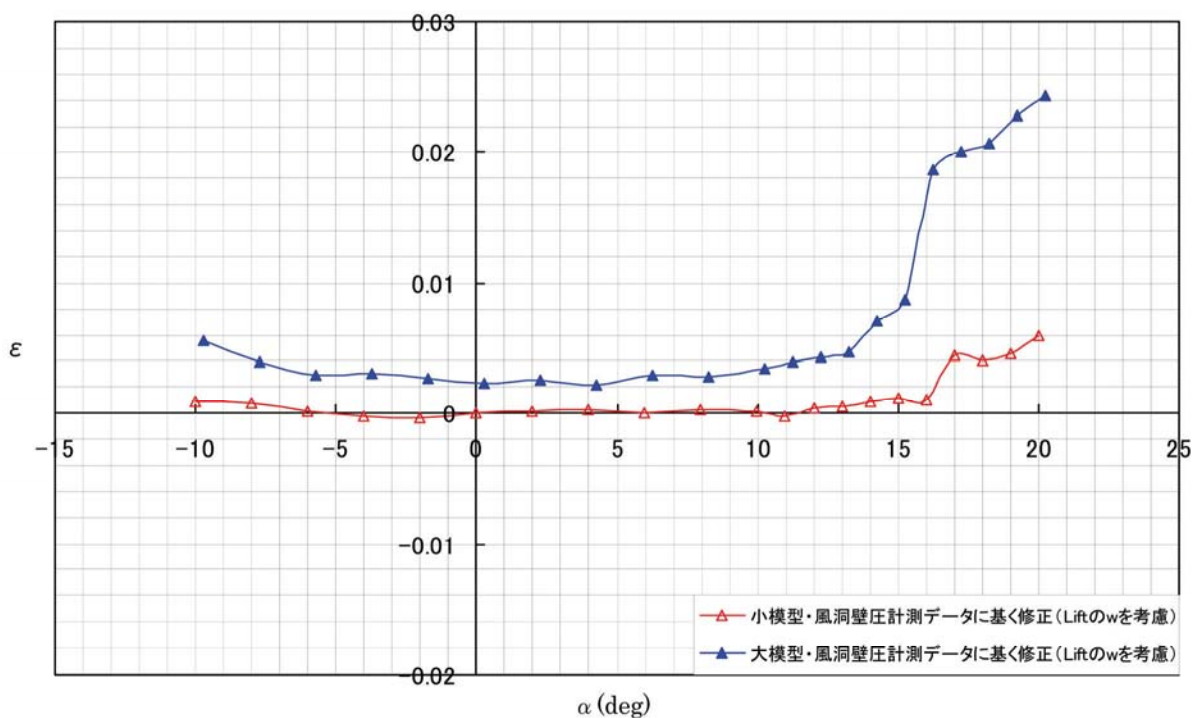


図7 一様流速の補正量 (ε)

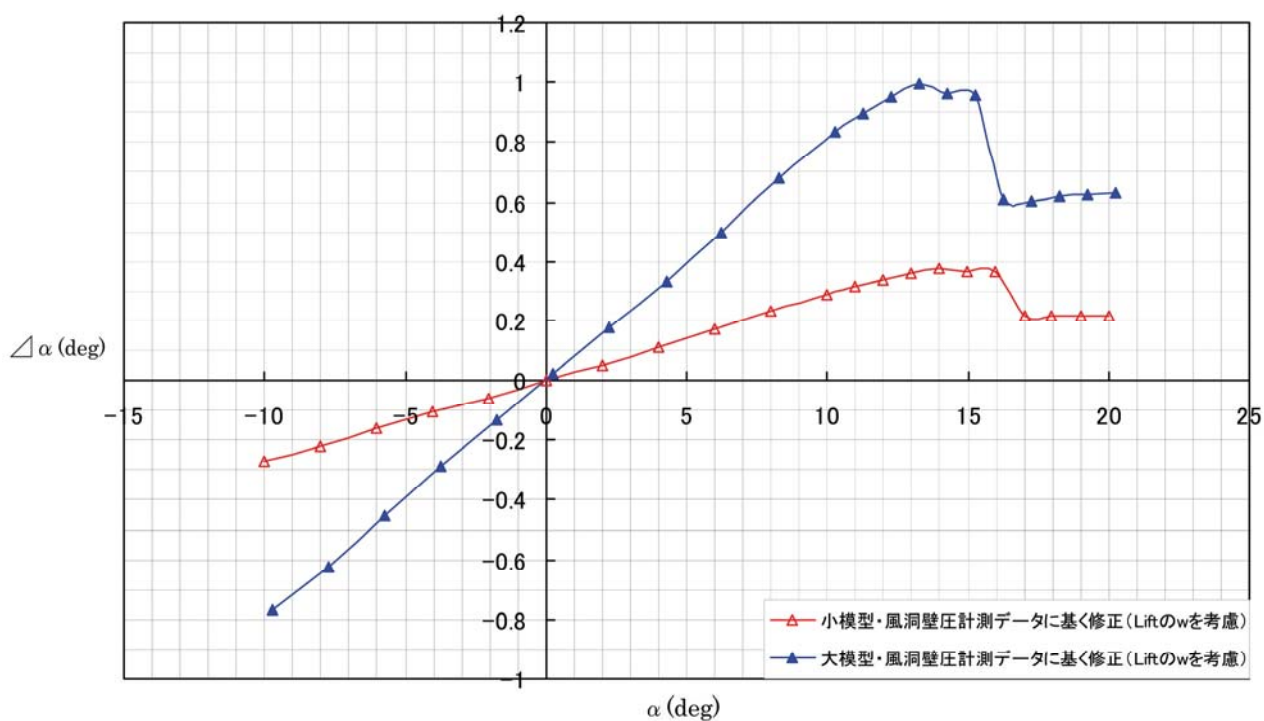
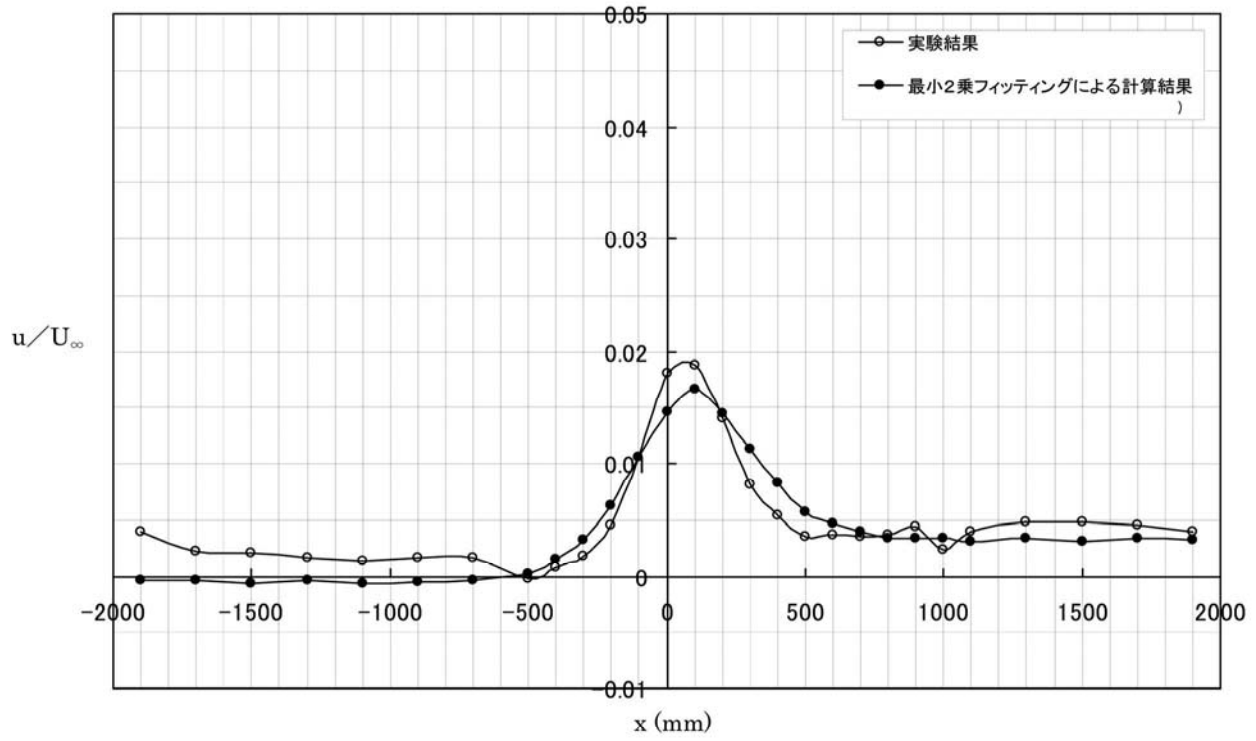
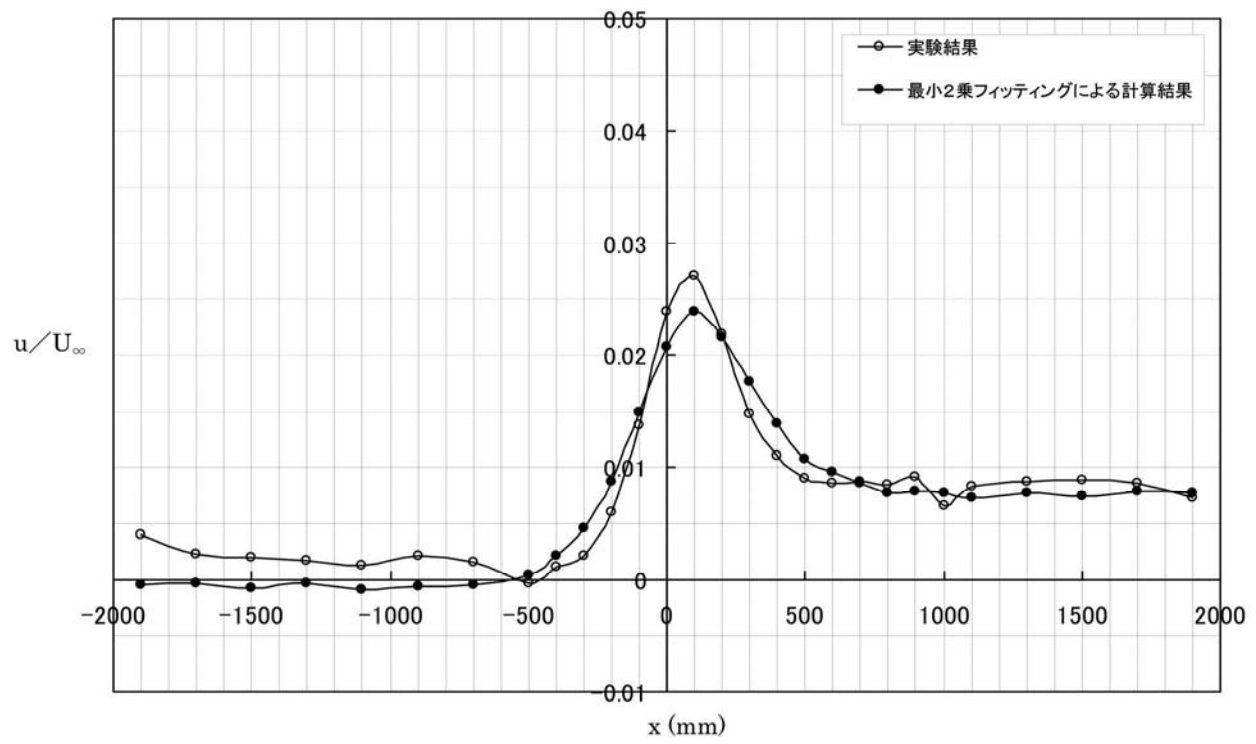


図8 模型迎角の補正量 (Δα)

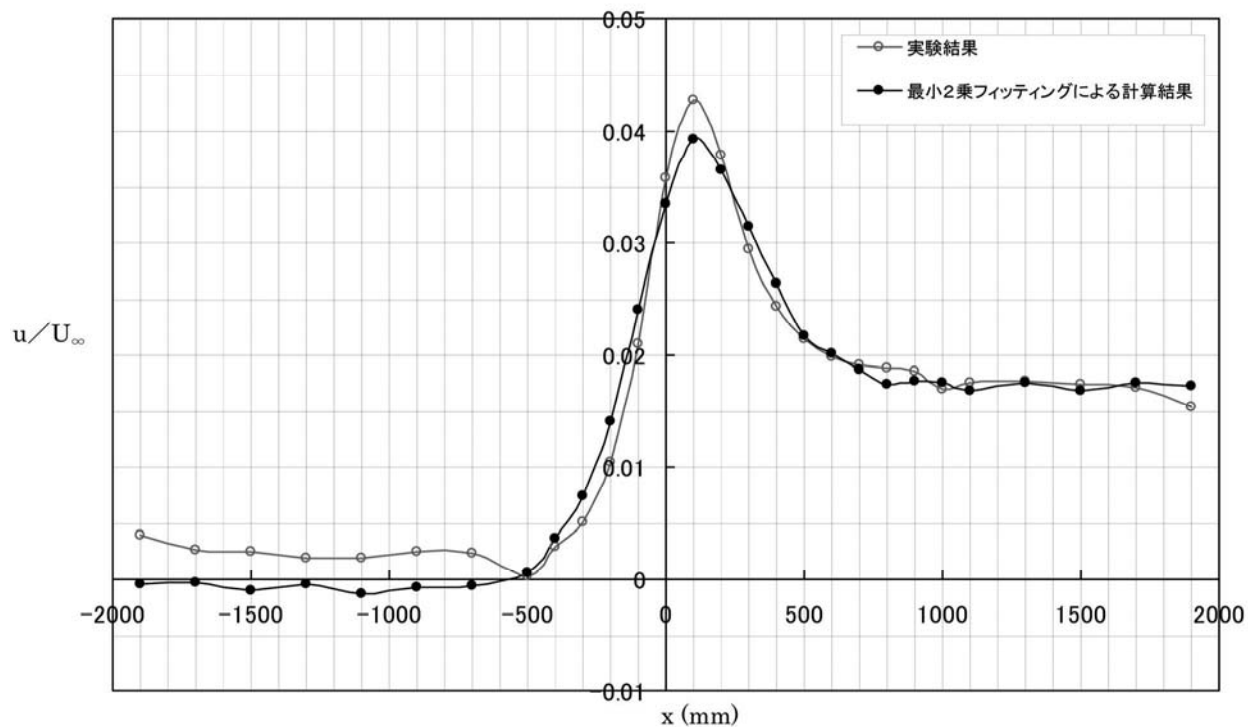


大模型 $\alpha = 5^\circ$

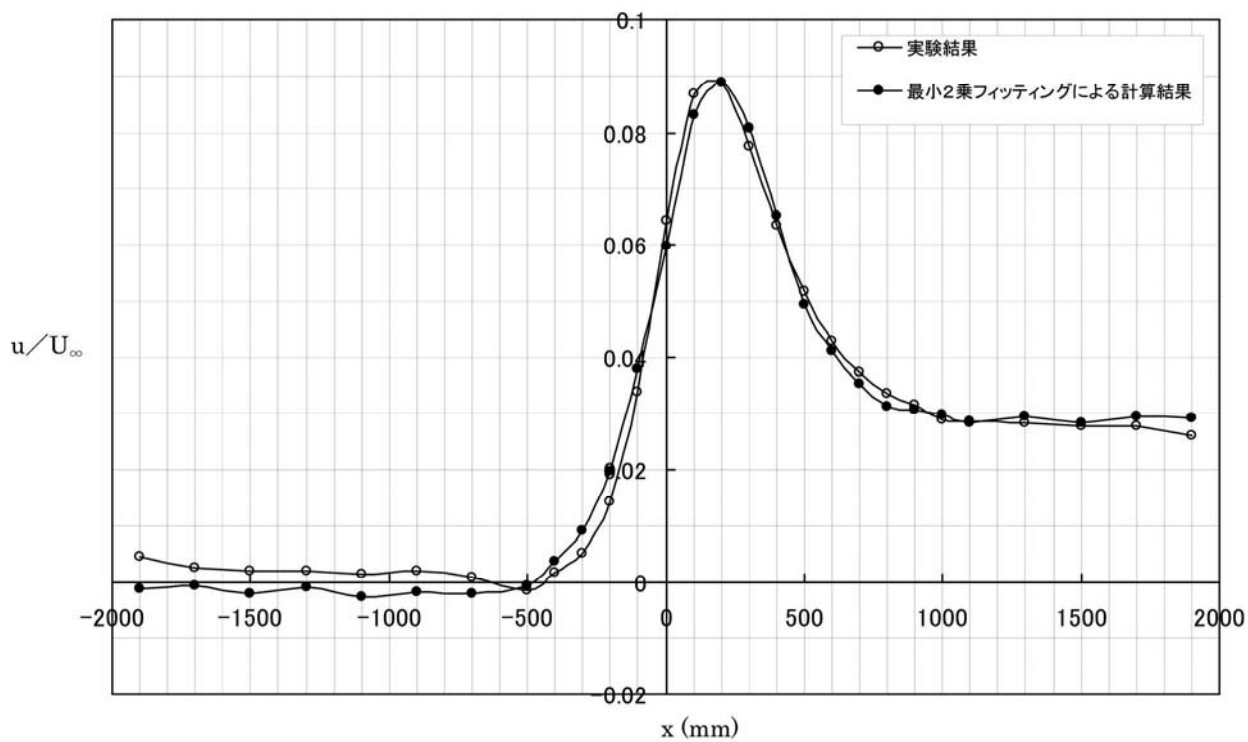


大模型 $\alpha = 10^\circ$

図9 風洞側壁中央擾乱速度分布の比較 (1/2)
(大模型 $\alpha = 5^\circ$ 、 10° 、 15° 、 20°)



大模型 $\alpha = 15^\circ$



大模型 $\alpha = 20^\circ$

図9 風洞側壁中央擾乱速度分布の比較 (2/2)
(大模型 $\alpha = 5^\circ$ 、 10° 、 15° 、 20°)

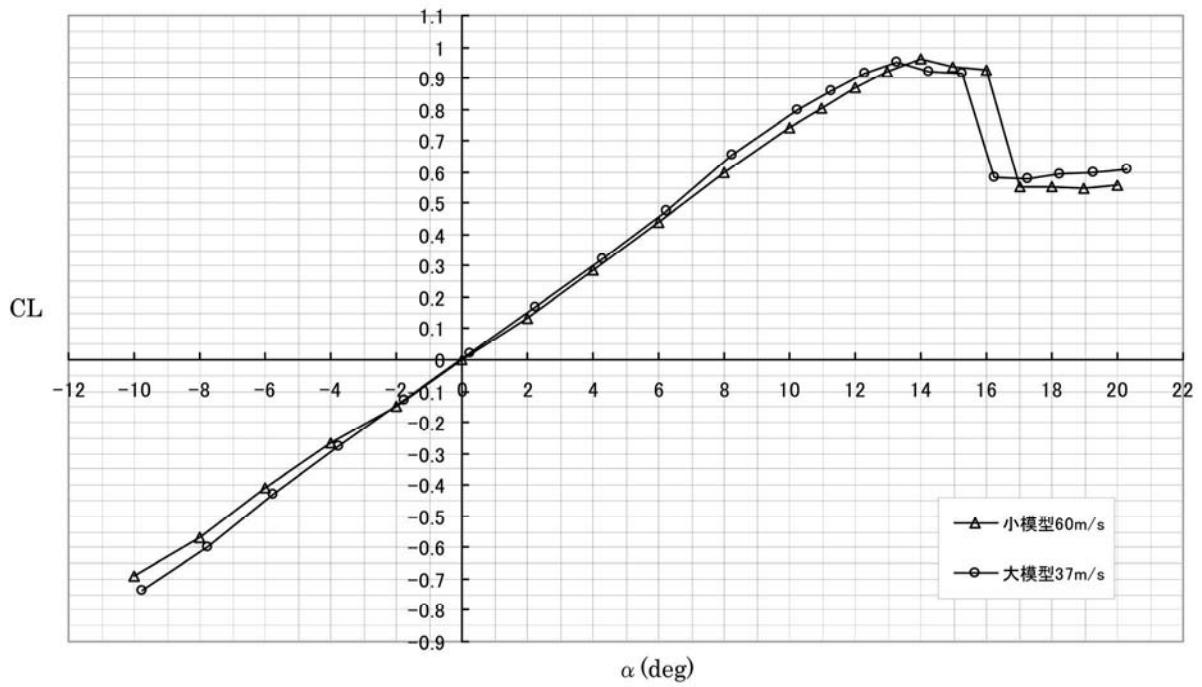


図10 大小模型の揚力曲線 (実験結果)

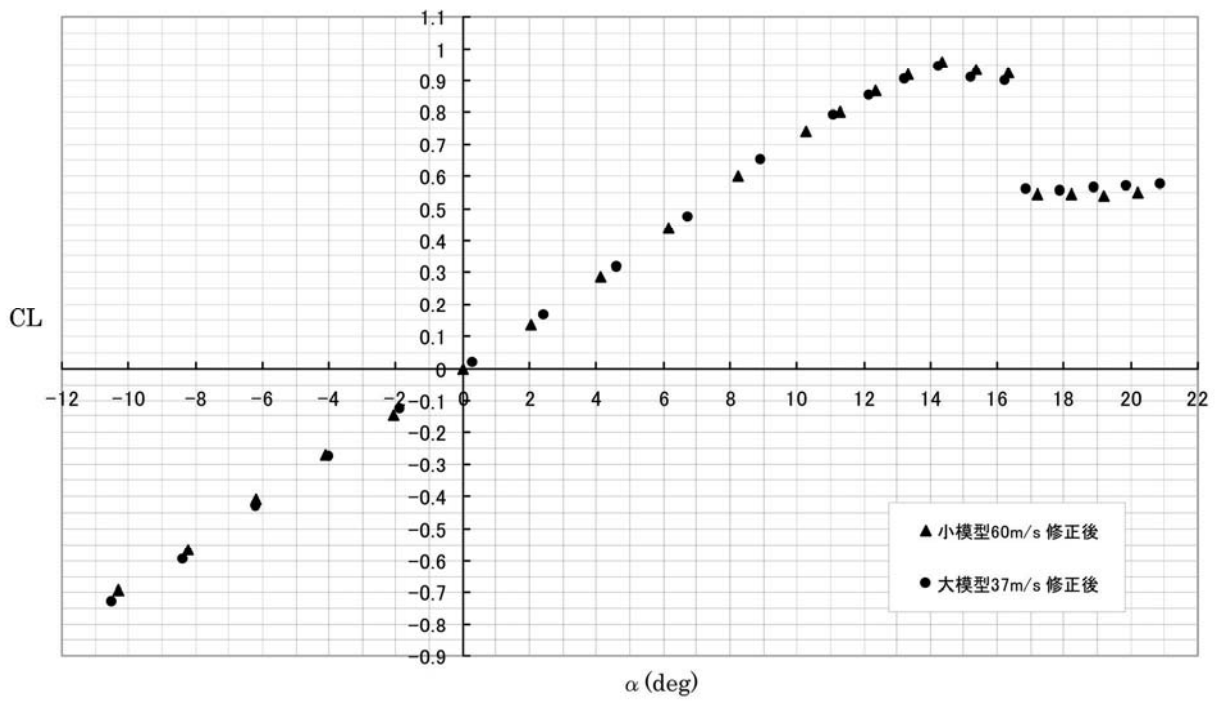


図11 パネル法による風洞壁境界修正結果
(揚力による風洞壁面アップウォッシュを考慮)

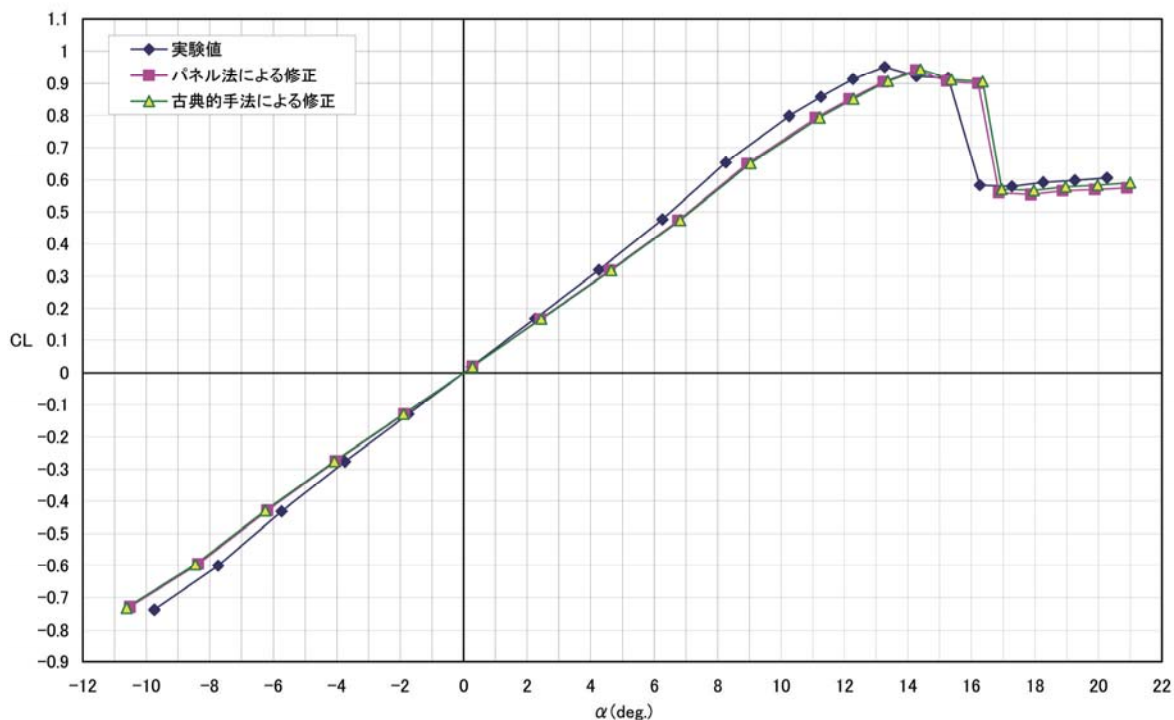


図 12 パネル法と古典的手法の比較
(大模型 37m/s)

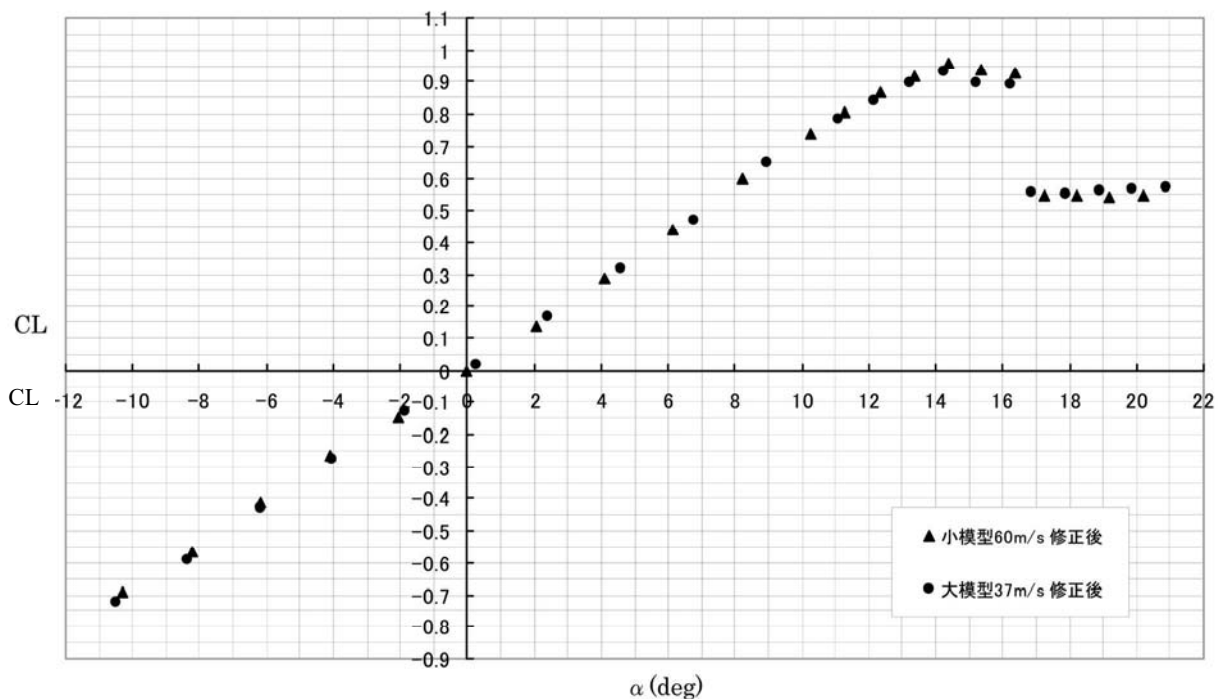
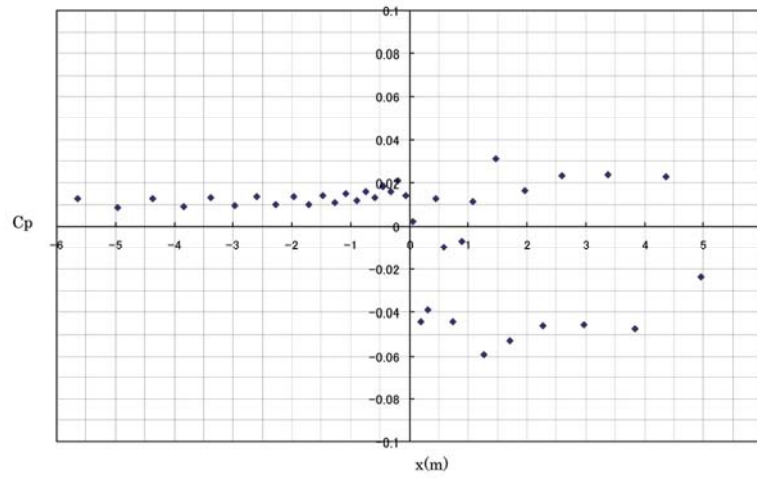
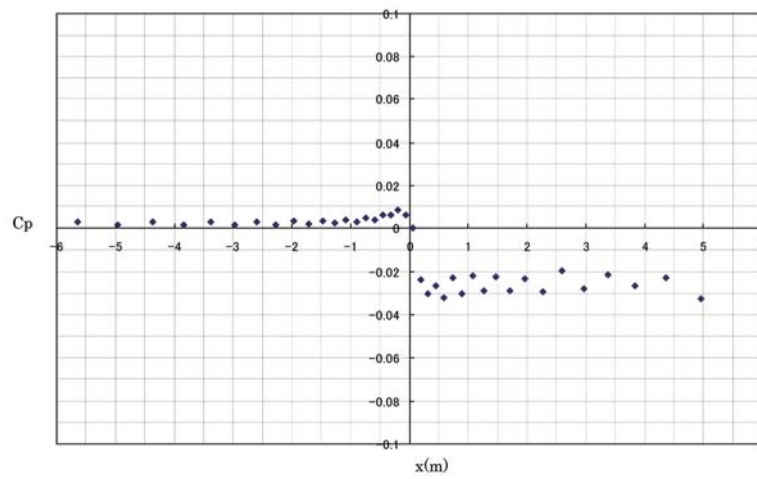


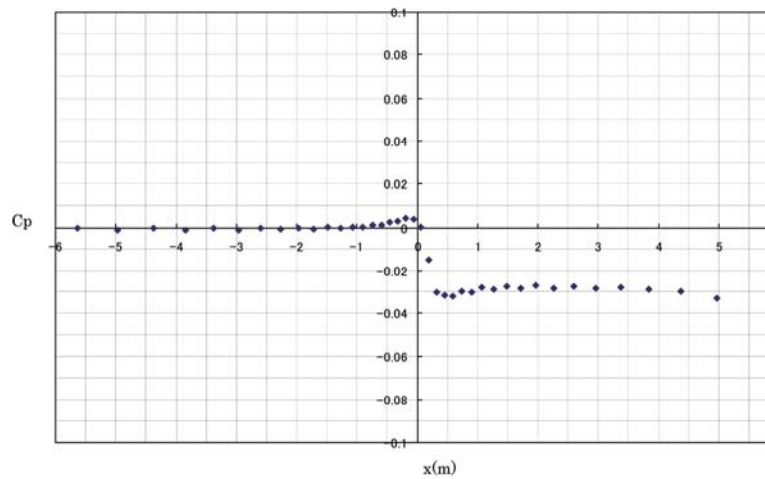
図 13 パネル法による風洞壁境界修正結果
(揚力による風洞壁面アップウォッシュは無視)



$n=16, m=10$

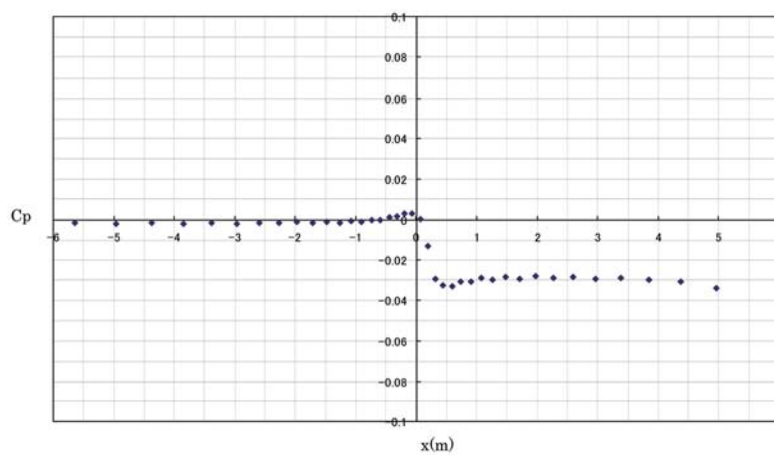


$n=16, m=20$

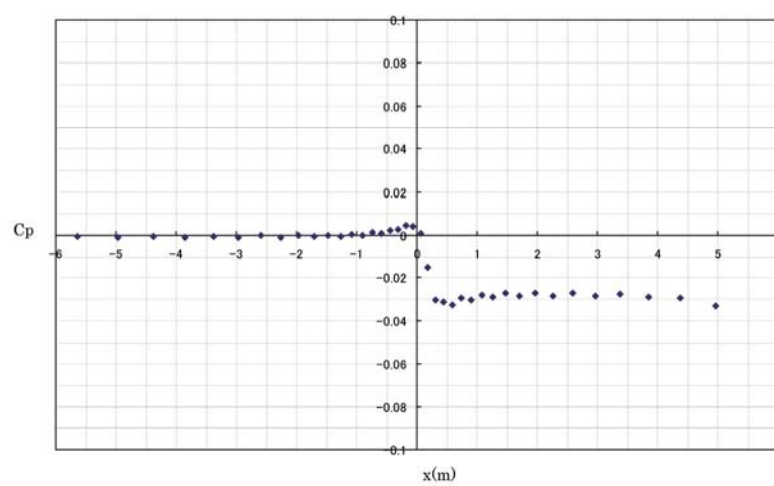


$n=16, m=40$

図 14 ダブレット個数の影響 (1/2)
(n 、 m については図 4 参照)



$n=16, m=60$



$n=24, m=40$

図 14 ダブレット個数の影響 (2/2)

(n 、 m については図 4 参照)

宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-07-026

発行 平成 20 年 2 月 29 日
編集・発行 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1
URL : <http://www.jaxa.jp/>
印刷・製本 (有) ノースアイランド

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記をお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター
〒305-8505 茨城県つくば市千現 2-1-1
TEL : 029-868-2079 FAX : 029-868-2956

© 2008 宇宙航空研究開発機構

※ 本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。

