

多孔壁モデルを用いた数値解析による  
遷音速風洞の壁干渉に関する研究

Numerical Analysis of Wall Interference in  
Transonic Wind Tunnel using Porous Wall Model

2014 年 10 月

南部 太介

Taisuke NAMBU

多孔壁モデルを用いた数値解析による  
遷音速風洞の壁干渉に関する研究

Numerical Analysis of Wall Interference in  
Transonic Wind Tunnel using Porous Wall Model

2014 年 10 月

早稲田大学大学院 基幹理工学研究科  
機械科学専攻 航空宇宙輸送システム研究

南部 太介

Taisuke NAMBU

# 摘要

本論文は、航空機開発における空力解析の更なる高精度化を目的として、多孔壁を有する遷音速風洞の壁干渉問題について、CFD（Computational Fluid Dynamics）解析を用いて研究した成果をまとめたものである。

現在の航空機開発において、空力解析の精度要求は非常に高く、抗力係数において誤差 1count（旅客機における全体の抗力の約 0.5 %）が計測精度の基準となっている。そのため、風洞試験及び CFD 解析の更なる高精度化は必須となっているが、風洞試験においては実際の飛行状態では存在しない風洞壁との干渉が問題となっている。その影響は風洞試験のみならず、風洞試験によって精度保証が行われる CFD 解析の高精度化に対して大きな障害となっている。これまで、風洞試験では壁が無い状態の流れ場を実現できず、壁干渉の影響を厳密に評価することはできていない。また、現在広く用いられる線形のポテンシャル方程式を基にした壁干渉補正法は、遷音速や失速を含む流れ場に対してその精度が疑問視されているにも関わらず、その定量的な精度検証は困難であった。さらに、これらの補正法の適用は風洞壁面の圧力分布など、なんらかの風洞内の計測値を必要とし、その適用に困難が伴うことが多い。

本研究では、CFD 解析を用いて、これらの壁干渉問題の解決を目指した。民間航空機開発で特に重要な遷音速風洞試験では、テストセクションにおいて流れの閉塞を防ぐために用いられる多孔壁の影響を如何に精度良く評価するかが重要となる。そこで、遷音速風洞に適用可能な新たな多孔壁モデルを構築し、そのモデルを用いて風洞壁の影響を忠実に再現した CFD 解析を行い、壁干渉の解析を行った。

本論文の内容をまとめると以下の様になる。

1. 遷音速風洞に適用可能な新たな多孔壁モデルの開発
2. 実際の風洞試験との比較による、多孔壁モデルの検証
3. 壁有り・壁無しの流れ場の比較による、壁干渉の現象解析

#### 4. 既存の壁干渉補正法（Mokry の補正法）の精度検証，及び，干渉量分布図による補正法の簡便化

以下に本論文の構成を示す（図 1）。

第 1 章では，序論として，航空機の環境適合性における諸問題を示し，その解決に向けて空力解析技術の更なる高精度化が必要であることを示した。また，その高精度化において，壁干渉問題の解決が不可避であることを示し，本論文の重要性を明らかにした。

第 2 章では，本研究で用いた CFD 解析手法について示した。本論文で用いた，CFD ソルバー FaSTAR について，基礎方程式，離散化の手法，粘性・非粘性流束の取り扱い，勾配計算法，時間積分法，乱流計算法，境界条件について述べた。

第 3 章では，本研究で新たに開発した多孔壁モデルについて示した。風洞多孔壁では，壁を介した差圧が微小であり，これまでその様な微小差圧に適用できる実用的なモデルは存在しなかった。単一孔を介する差圧と通過する流量の関係を CFD によって解析したところ，風洞多孔壁の様な微小差圧では，その関係が線形となることが分かった。また，名古屋大学の遷音速風洞で検証実験を行い，同様の差圧対流量の線形の関係を確認した。この様な微小差圧における線形の関係は，より差圧が大きい範囲を対象としている既存の多孔壁モデル（修正 Harloff モデル）では考慮されていない。

次に，単一孔の解析結果から多孔壁モデルへの拡張を試みた。多孔壁を通過する流れ場の CFD 解析から，個々の孔の位置に単一孔を通過する流量を与えなくても，多孔壁の存在する範囲全体に平均流を与えることで，多孔壁の影響を十分な精度で模擬できることを示した。この結果をもとに，単一孔モデルから求めた流量に空隙率（多孔壁における孔と壁の面積比）を掛けて，多孔壁を通過する平均流とすることで，多孔壁モデルへの拡張を行った。

第 4 章では，第 3 章で示した多孔壁モデルを用いて，二次元翼の風洞試験における壁干渉の解析を行った。JAXA の遷音速風洞における二次元翼（Model70811）の風洞試験を対象とし，多孔壁，固体壁，壁無しの 3 種類の条件で CFD 解析を行った。翼面と風洞壁面での圧力分布において，多孔壁の影響を模擬した CFD 解析は，実験値と良い一致を示し，多孔壁モデルの妥当性を示すことができた。一方，多孔壁の影響を考慮しない CFD 解析は，結果に実験値と大きな差が見られ，壁干渉の解析には多孔壁の影響を考慮することが重要であることを示した。

壁有り・無しの流れ場の比較から、壁干渉の現象解析を行った。多孔壁は、流れを透過させるために、風洞壁の閉塞によって生じるブロッキングの低減に効果的であるが、壁を通過する流れによって吹き下ろしが発生し、翼に流入する流れ角度を減少させることが分かった。流れ角度の低下は揚力を減少させる一方で、抗力の増加に繋がることを示した。

二次元翼の CFD 解析を用いて、壁干渉補正法として現在広く用いられる、線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を基にした Mokry の壁干渉補正法の精度検証を行った。Mokry の壁干渉補正法は、これまで定量的な検証は行うことができなかった。本論文では、壁有りの CFD 解析結果に壁干渉補正を適用し、壁無しの流れ場と比較することで精度検証を行った。その結果、線形のポテンシャル方程式の仮定に反しない、亜音速・失速点未満の流れ場では模型サイズが大きい場合でも、抗力において誤差 1count 程度の非常に高い精度を示すが、遷音速の流れ場では 10count 程度、失速が起きた流れ場では 100count 以上の誤差が生じることを示した。

第 5 章では、三次元翼の風洞試験（ONERA-M6 翼）を対象として、壁干渉の解析を行った結果を示している。ONERA-M6 の試験結果は CFD 解析の妥当性検証に広く用いられているが、一部分の翼面圧力分布に CFD 解析と風洞試験で誤差が生じることが知られている。本研究において、上下の多孔壁の影響を含めた解析を行ったところ、これまで CFD 解析と実験値に差が生じていた衝撃波形状をより実験値と近い形で捉えることができた。すなわち、多孔壁モデルの妥当性及び、これまで原因が明らかではなかった実験値と CFD 解析の誤差が壁干渉の影響によるものであることを示す事ができた。また、これらの解析から、三次元翼の衝撃波形状における壁干渉の影響を明らかにした。

第 6 章では、一般的な航空機の風洞試験を対象に壁干渉の解析を行った。まず、どの程度、壁干渉が空力係数へ影響を及ぼすのか定量的な評価を行った。航空機の風洞試験は二次元翼や三次元翼の試験に比べて壁干渉の影響は小さく、遷音速の風洞試験として一般的な条件では、最大で全体の抗力・揚力係数に対して 3% 程度の影響が生じることが分かった。

航空機の試験においても、第 4 章と同様に線形のポテンシャル方程式を基にした壁干渉補正法の精度検証を行った。航空機の試験では壁干渉の影響が小さいため、遷音速での精度低下は顕著ではなく、一般的な遷音速域の試験条件下における補正誤差は最大 3count 程度と、十分実用的な精度を示すことが分かった。本研究では、より簡便に壁干渉補正を行えるように、風洞試験の条

件（マッハ数・迎角・模型サイズ）に対する壁干渉量の分布図を作成した。壁干渉の補正を行うためには、マッハ数と迎角の壁干渉量及び、主流方向におけるマッハ数の干渉量の勾配が必要となる。しかし、航空機の風洞試験における多孔壁の壁干渉では、マッハ数への干渉量は無視できるほど小さい。よって、CFD 解析によるパラメトリックスタディにより迎角の補正量と、マッハ数の補正量の流れ方向への勾配の分布図を作成した。本研究で作成した分布図を用いることにより、マッハ数・迎角・模型サイズの値のみで、これまで実施が容易ではなかった壁干渉補正をより簡便に行うことができる。

第7章では、本研究の結言を示している。

以上、本研究を通して、これまで解析が十分ではなかった遷音速風洞の壁干渉について、多くのことを明らかにすることができた。本研究の成果をまとめると以下の様になる。

1. 風洞における壁干渉は、理論的・実験的な手法による解析に限界があり、古典的な問題でありながら現在でも十分に研究が進んでいるとは言い難かった。しかし、本研究で開発した多孔壁モデルによって、これまで困難であった遷音速風洞における風洞壁を含めた流れ場の数値解析が可能となり、今後、より一層の研究の進展が見込まれる。
2. これまで明確ではなかった、多孔壁の壁干渉による流れ場への影響を明らかにすることができた。また、空力係数への影響を定量的に明らかにし、風洞試験による空力計測の高精度化に向けた貢献となった。
3. 風洞多孔壁の影響を含めた CFD 解析を、風洞試験の比較に用いることで、従来より厳密な CFD 解析の精度検証を行うことができた。特に、CFD 解析の精度検証に広く用いられる ONERA-M6 風洞試験で確認されていた CFD 解析と実験値のずれが、壁干渉の影響であることを確認することができ、CFD による空力解析の信頼性を高めることができた。
4. これまで精度が疑問視されていた、線形ポテンシャル方程式による壁干渉補正の精度を定量的に示すことができた。また、壁干渉量の分布図を作成し、壁干渉補正をより簡便に行えるようにすることができた。

以上の成果により、本研究は航空分野の発展に資するものとなった。

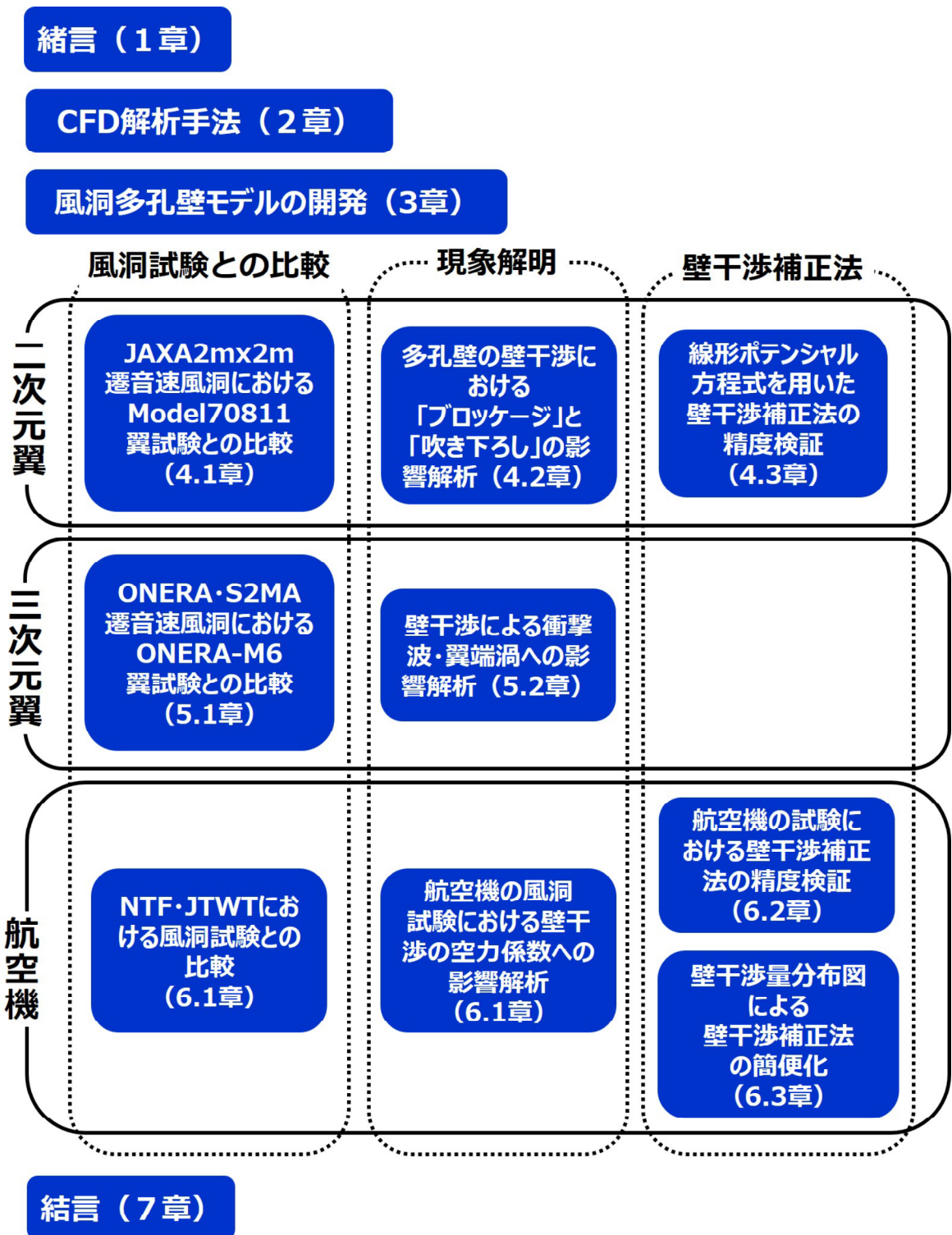


図 1 論文概要

# 記号表

$a$	音速
$A$	多孔壁モデルの係数、ヤコビアン行列（第2章）
$b$	翼幅
$c$	翼のコード長（三次元翼・航空機ではMAC長）
$C_d$	流出係数
$C_D$	抗力係数
$C_f$	摩擦係数
$C_L$	揚力係数
$C_{Lmax}$	最大揚力係数
$C_p$	圧力係数、等圧比熱（第2章）
$D$	孔直径
$e$	単位体積あたりの全エネルギー
$E$	単位質量あたりの全エネルギー
$F$	非粘性流束ベクトル
$F_{BL}$	多孔壁モデルにおける境界層の影響を表す係数
$F_{LD}$	多孔壁モデルにおける $L/D$ の影響を表す係数
$F_v$	粘性流束ベクトル
$H$	風洞流路高さ、単位質量あたりの全エンタルピー（第2章）
$I$	単位行列
$L$	孔深さ、計算空間における代表長（第2章）
$m$	質量流量（風洞流路の質量流量で無次元化）
$M$	マッハ数
$M_t$	翼前縁でのマッハ数
$p$	静圧
$p_t$	全圧



$P_o$	多孔壁の空隙率（孔と壁の面積比）
$Pr$	プラントル数
$Pr_t$	乱流プラントル数
$q$	動圧
$Q$	保存量ベクトル
$r$	セル中心からセル表面に向かうベクトル
$R$	気体定数
$Re$	レイノルズ数
$Re_x$	局所レイノルズ数
$S$	計算セルの表面の面積
$t$	時間
$T$	温度
$T_t$	全温
$U_\infty$	一様流の主流方向速度
$V$	計算セルの体積
$n, t_1, t_2$	セル表面における法線・接線ベクトル
$u, v, w$	$x, y, z$ 方向の速度成分
$x, y, z$	座標系
$\alpha$	翼の迎角
$\beta$	粘性応力と熱伝導によるエネルギー流束、衝撃波角（第6章）
$\gamma$	比熱比
$\delta^*$	境界層排除厚さ
$\Delta C_p$	風洞流路とプレナム室の圧力係数の差
$\Delta M$	マッハ数への壁干渉量
$\Delta \alpha$	迎角への壁干渉量
$\theta$	流れ角度 ( $\tan^{-1}(u/v)$ [deg])、斜め衝撃波による転向角（第6章）
$\kappa$	熱伝導率
$\lambda$	第2粘性係数
$\mu$	粘性係数
$\mu_t$	渦粘性係数
$\nu$	動粘性係数
$\rho$	密度
$\rho_A$	スペクトル半径

---

$\tau$	粘性応力
$\phi$	微小擾乱速度ポテンシャル
$\Phi$	制限関数

---

# 略語表

---



---

AIAA	American Institute of Aeronautics and Astronautics
CAEP	Committee on Aviation Environmental Protection
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant Friedrichs Lewy
DNS	Direct Numerical Simulation
DPW	Drag Prediction Workshop
EIA	Energy Information Administration
ETW	European Transonic Wind tunnel
FaSTAR	FaST Aerodynamic Routines
HLL	Harten Lax van Leer
HLLE	Harten Lax van Leer Einfeld
HLLEW	Harten Lax van Leer Einfeld Wada
IATA	International Air Transport Association
ICAO	International Civil Aviation Organization
JAXA	Japan Aerospace eXploration Agency
LES	Large Eddy Simulation
LU-SGS	Lower Upper Symmetric Gauss Seidel
MAC	Mean Aerodynamic Chord
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NASA-CRM	NASA Common Research Model
NTF	National Transonic Facility
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aerospatiales
PIV	Particle Image Velocimetry
PSP	Pressure Sensitive Paint

---

RAF	Royal Aircraft Factory
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes equations
SA	Spalart Allmaras
SA-noft2	Spalart Allmaras without ft2 term
SA-noft2-R	Spalart Allmaras without ft2 term with Rotation correction

---

# 目次

第 1 章	緒言	16
1.1	航空機開発における空気力学設計	16
1.1.1	航空機における環境適合性	16
1.1.1.1	CO <sub>2</sub> ・NO <sub>x</sub> の排出削減	17
1.1.1.2	低燃費化	18
1.1.1.3	騒音の低減	18
1.1.2	環境適合性向上における空気力学の役割	19
1.1.3	風洞試験による空力設計 [11]	21
1.1.4	CFD 解析による空力設計	22
1.1.5	CFD を用いた風洞試験の高度化	24
1.2	風洞壁干渉問題	25
1.2.1	遷音速風洞における風洞壁	25
1.2.2	多孔壁・スロット壁	26
1.2.3	CFD による壁干渉解析	27
1.3	研究目的及び概要	28
第 2 章	CFD 解析手法	30
2.1	基礎方程式	30
2.2	有限体積法による離散化	33
2.3	非粘性流束	35
2.3.1	Roe 法	36
2.3.2	HLLE 法	40
2.3.3	HLLEW 法	41
2.4	再構築法	44
2.4.1	Barth-Jespersen の制限関数	45

2.4.2	Venkatakrishnan の制限関数 . . . . .	46
2.4.3	Hishida の制限関数 . . . . .	47
2.5	粘性流束 . . . . .	47
2.6	勾配計算法 . . . . .	48
2.6.1	最小二乗法 . . . . .	48
2.6.2	重み付き最小二乗法 . . . . .	49
2.6.3	Green-Gauss 法 . . . . .	49
2.6.4	重み付き Green-Gauss 法 . . . . .	50
2.7	時間積分法 . . . . .	50
2.7.1	時間発展法 . . . . .	50
2.7.2	陰解法 . . . . .	51
2.7.3	LU-SGS 法 . . . . .	53
2.7.4	セル番号の並び替え . . . . .	55
2.7.5	局所時間刻み法 . . . . .	56
2.8	乱流モデル . . . . .	56
2.8.1	レイノルズ平均による非圧縮性乱流の方程式 . . . . .	58
2.8.2	レイノルズ平均とファール平均による圧縮性乱流の 方程式 . . . . .	59
2.8.3	ブジネスクによる渦粘性近似 . . . . .	60
2.8.4	SA-noft2 モデル . . . . .	62
2.8.5	SA-noft2-R . . . . .	63
2.8.6	乱流モデルの取り扱い . . . . .	64
2.9	初期条件, 境界条件 . . . . .	64
2.9.1	初期条件 . . . . .	64
2.9.2	境界条件 . . . . .	64
2.9.2.1	一様流境界条件 (F -field B.C.) . . . . .	65
2.9.2.2	滑り無し壁境界 (Non-slip wall B.C.) . . . . .	65
2.9.2.3	滑り壁 (対称) 境界 (Symmetric B.C.) . . . . .	66
2.9.2.4	静圧固定流出境界条件 (Out-flow B.C.) . . . . .	66
2.9.2.5	全温・全圧固定流入境界 (In-flow B.C.) . . . . .	66
第 3 章	風洞多孔壁モデル . . . . .	68
3.1	従来の多孔壁モデル . . . . .	68
3.1.1	Harloff モデル・修正 Harloff モデル . . . . .	68

3.1.2	Mokry による線形モデル . . . . .	70
3.2	単一孔モデル . . . . .	71
3.2.1	解析概要 . . . . .	71
3.2.2	計算手法及び計算格子 . . . . .	72
3.2.3	差圧変化に対する流量の変化 . . . . .	75
3.2.4	実験による CFD 解析の妥当性検証 . . . . .	76
3.2.5	差圧小の場合の単一孔のモデル化 . . . . .	79
3.2.6	$L/D$ の変化による流量の変化 . . . . .	80
3.2.7	境界層の影響 . . . . .	83
3.3	多孔壁モデルへの拡張 . . . . .	86
3.3.1	拡張手法 . . . . .	86
3.3.2	解析概要 . . . . .	87
3.3.3	計算手法及び計算格子 . . . . .	88
3.3.4	計算結果の比較 . . . . .	89
3.3.5	多孔壁境界条件 . . . . .	90
3.4	多孔壁モデル開発のまとめ . . . . .	90
第 4 章	二次元翼における壁干渉 . . . . .	97
4.1	風洞試験との比較による多孔壁モデルの妥当性の検証 . . . . .	98
4.1.1	JTWT における Model70811 の風洞試験 . . . . .	98
4.1.2	解析条件 . . . . .	98
4.1.3	多孔壁境界条件 . . . . .	101
4.1.4	解析結果 . . . . .	102
4.2	二次元翼の風洞試験における壁干渉 . . . . .	105
4.2.1	ブロッキング . . . . .	105
4.2.2	吹き下ろし . . . . .	105
4.2.3	$C_L, C_D$ への影響 . . . . .	106
4.3	壁干渉補正法の精度検証 . . . . .	107
4.3.1	線形ポテンシャル方程式を用いた壁干渉補正法 . . . . .	107
4.3.2	Mokry の壁干渉補正法 [68] . . . . .	108
4.3.2.1	マッハ数と迎角補正量 . . . . .	109
4.3.2.2	$\Delta M$ と $\Delta \alpha$ による空力係数の補正 . . . . .	112
4.3.3	補整された壁有りの流れ場と壁無しの流れ場の比較 . . . . .	113
4.3.3.1	亜音速・低迎角流れ . . . . .	114

4.3.3.2	遷音速流れ . . . . .	115
4.3.3.3	失速した流れ . . . . .	115
4.3.3.4	模型サイズが大きい場合 . . . . .	116
4.4	二次元翼における壁干渉解析のまとめ . . . . .	117
<b>第 5 章</b>	<b>三次元翼における壁干渉</b>	<b>122</b>
5.1	ONERA-M6 の風洞試験における壁干渉の影響 . . . . .	122
5.1.1	解析条件 . . . . .	123
5.1.2	多孔壁境界条件 . . . . .	126
5.1.3	上下壁・側壁の影響 . . . . .	127
5.1.4	格子依存性 . . . . .	129
5.1.5	その他の流れ条件での比較 . . . . .	131
5.2	三次元翼の風洞試験における壁干渉 . . . . .	132
5.2.1	壁干渉量の評価 . . . . .	132
5.2.2	壁干渉による衝撃波構造の変化 . . . . .	135
5.2.3	翼端渦への影響 . . . . .	137
5.2.4	空力係数への影響 . . . . .	138
5.3	三次元翼における壁干渉解析のまとめ . . . . .	140
<b>第 6 章</b>	<b>航空機における壁干渉</b>	<b>142</b>
6.1	壁有り・壁無しの比較による, 空力係数への影響の検証 . . . . .	143
6.1.1	NASA Common Research Model (NASA-CRM) . . . . .	143
6.1.2	解析条件 . . . . .	145
6.1.3	多孔壁境界条件 . . . . .	146
6.1.4	JTWT・NTF による風洞試験結果との比較 . . . . .	147
6.1.5	揚力への影響 . . . . .	148
6.1.6	抗力への影響 . . . . .	149
6.2	壁干渉補正法の適用性の検証 . . . . .	150
6.2.1	補正適用点 . . . . .	152
6.2.2	迎角の影響 . . . . .	154
6.2.3	マッハ数の影響 . . . . .	155
6.2.4	模型サイズの影響 . . . . .	156
6.2.5	補正精度検証のまとめ . . . . .	157
6.3	パラメトリックスタディによる壁干渉量の評価 . . . . .	157



---

6.3.1	各補正の影響量 . . . . .	158
6.3.2	マッハ数, 迎角, 模型サイズの変化に対する $\Delta\alpha$ の変化	161
6.3.3	マッハ数, 迎角, 模型サイズの変化に対する $\partial\Delta M/\partial x$ の変化 . . . . .	161
6.3.4	分布図による壁干渉値と実際の風洞試験による壁干渉 値の比較 . . . . .	162
6.4	航空機における壁干渉解析のまとめ . . . . .	163
第7章	結言	168
参考文献		172

# 第 1 章

## 緒言

### 1.1 航空機開発における空気力学設計

#### 1.1.1 航空機における環境適合性

現在，航空機は世界の輸送インフラとして欠かせないものとなっている．我が国における航空旅客の輸送実績は年間，国内線で 8491 万人，国際線で 6029 万人であり（2012 年 [1]），その需要は増加の一途を辿っている．図 1.1 は世界の航空旅客の予測を示しており，今後 20 年間で現在の 2 倍を超える需要増加の予測が示されている [2]．航空機の輸送インフラとしての存在感が増す中で，航空機開発における技術向上の必要性は更に高まっていく．

現在の航空機開発において，「安全性」と並び最も重要視される要素は「環境適合性」である．航空機における環境適合性のテーマとして代表的な物に以下の 3 つが挙げられる．

- CO<sub>2</sub>・NO<sub>x</sub> の排出削減
- 低燃費化
- 騒音の低減

航空機開発の歴史において，環境適合性は必ずしも最優先の事項ではなかった．しかし，「安全性」・「輸送能力」といった航空機の基本的な要求を十分に満たしつつある現在，人間社会の環境により適合した物となることが，輸送インフラとしての価値を更に高めるために必要となっている．

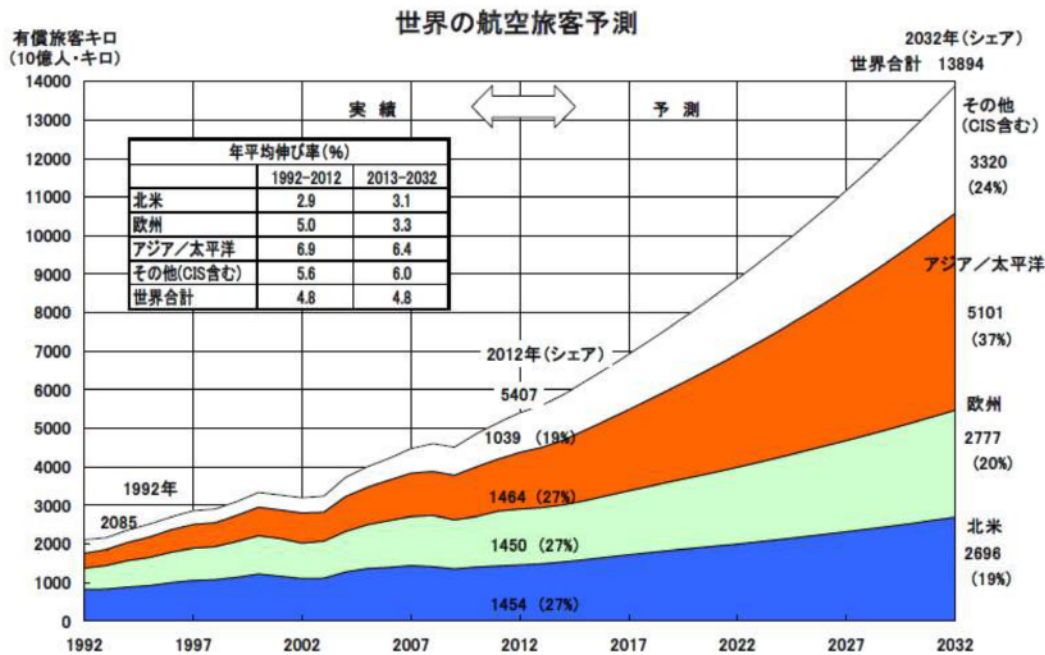


図 1.1 世界の航空機旅客の需要予測 [2]

1.1.1.1 CO<sub>2</sub>・NO<sub>x</sub> の排出削減

現在，世界的に CO<sub>2</sub>・NO<sub>x</sub> の排出削減の気運が高まっている．図 1.2 に示す通り，CO<sub>2</sub> の排出に占める航空機の割合は人間活動全体に対して 2 % と決して大きくはない．しかし，これは輸送機関全体の排出量の 13 % に当たる．また，今後 20 年間で航空機需要が増加の一途を辿ることを考えれば，無視することはできない．CO<sub>2</sub> 削減の具体的な数値目標は気候変動に関する国際連合枠組み条約（1992）及びその京都議定書（1997）において規定され，2008～2012 年の温室効果ガスの排出量を，1990 年と比較して少なくとも -5 % の削減を達成するよう各国に義務化が成された．航空分野における CO<sub>2</sub> の具体的な削減の目標としては，IATA（International Air Transport Association）が「2050 年までに，2005 年レベルの CO<sub>2</sub> 排出量からの半減」[3]，また，ICAO（International Civil Aviation Organization）が「2050 年までに燃料効率を毎年 2 % 改善」・「2020 年以降排出を増加させない」などといった具体的な削減目標を示している [4]．

一方，NO<sub>x</sub> に関しても ICAO によって具体的な規制値が示されている．ICAO の CAEP（Committee on Aviation Environmental Protection）は 1981

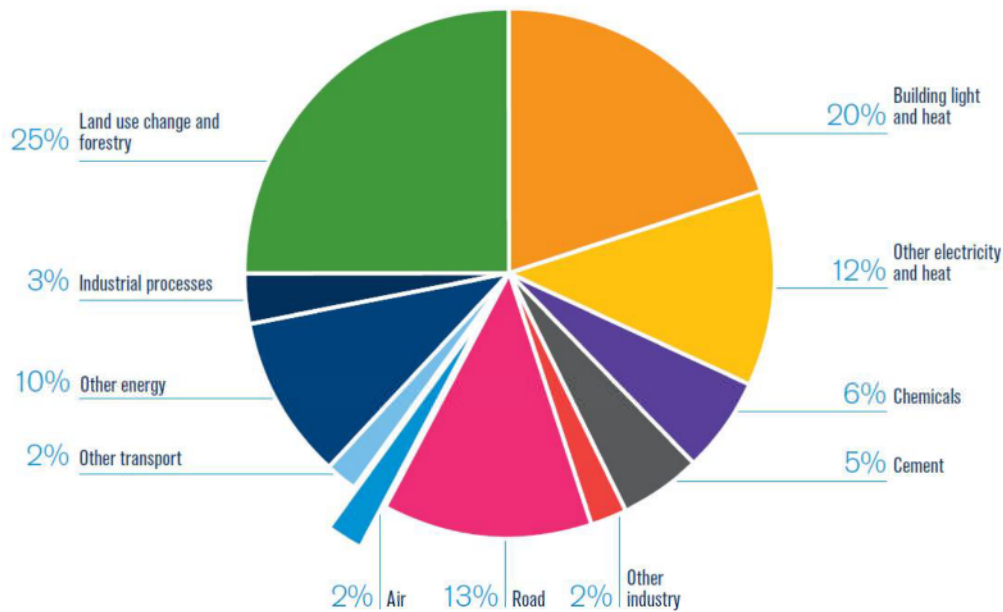


図 1.2 二酸化炭素の排出割合 [3]

年に NO<sub>x</sub> の排出規制値を示した。1981 年の規制値は比較的緩やかな規制値であったが、その後の大気汚染低減に対する機運の高まりから、1996 年にそれまでの規制値の 20 %削減 (CAEP3)、さらに 2006 年には 16 %の削減 (CAEP6) と相次いで厳しい目標値を示すに至っている [5]。

#### 1.1.1.2 低燃費化

燃費の低減は CO<sub>2</sub>, NO<sub>x</sub> の排出削減にも繋がるが、航空機運用のコストという面から重要な課題である。特に、近年の原油燃料の高騰は、航空機に更なる低燃費化を求めている。図 1.3 はアメリカエネルギー情報局 (EIA) が公表している、米国湾岸地域でのケロシン (ジェット燃料) 価格の推移である [6]。図が示す通り、ジェット燃料の価格は 20 年で 3 倍近く高騰しており、この影響は航空機チケットの高額化という形で顕著に現れている。また、将来的には化石燃料の枯渇も予想されており、より大きな低燃費化を達成することが必要とされている。

#### 1.1.1.3 騒音の低減

航空機から生じる騒音もまた環境の適合性を考える上で重要な課題の 1 つである。航空機需要の増加により各空港あたりの離着陸回数は増加の一途を辿る

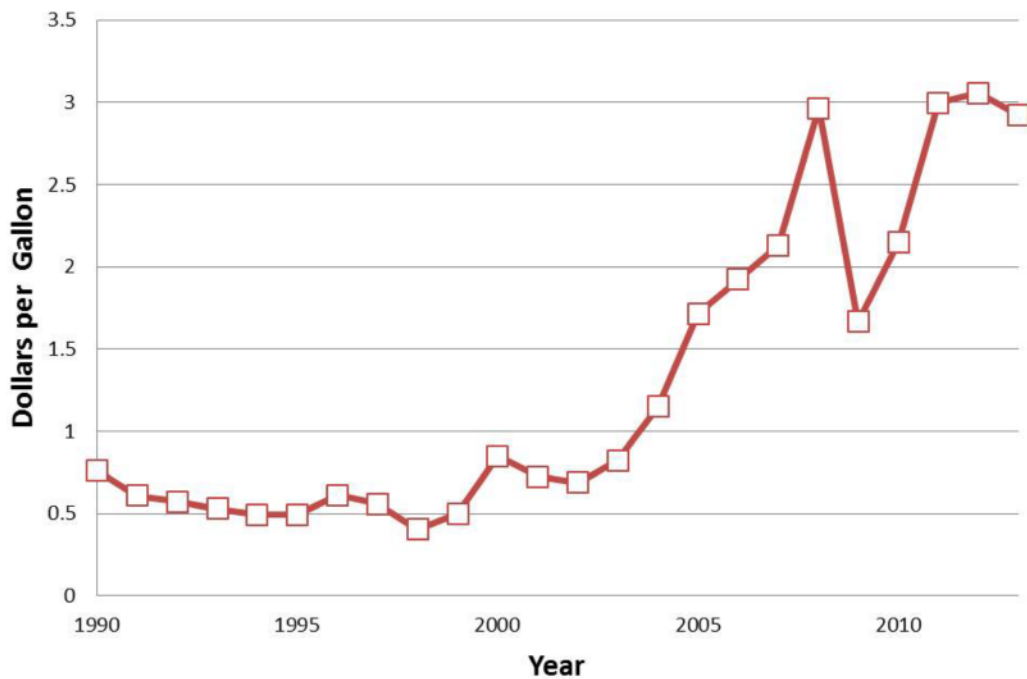


図 1.3 米国湾岸地域でのケロシン（ジェット燃料）価格の推移 [6]

が、航空機から生じる大きな騒音が夜間の離着陸に制限を与える。例えば、成田空港では原則として午後 23 時から翌朝 6 時までの離着陸を制限している。外部騒音の規制基準としては ICAO による騒音基準がある。図 1.4 は ICAO による騒音基準を示す [7]。ICAO の騒音基準は離陸騒音・着陸騒音・側方騒音の 3 測定点による評価が行われ、その累積値が図 1.4 の基準値を下回る必要がある。この値は航空機における型式証明の際の基準となる。今後、航空機の運航数増加によって、より厳しい基準値が示される見通しであり、更なる外部騒音の低減化が必要である。

### 1.1.2 環境適合性向上における空気力学の役割

環境適合性の向上に向けて、航空機は着実な進歩を遂げてきた。例えば、Boeing 社の最新鋭機 B787 では、1970 年代に開発された B767 に比べて、消費燃料と CO<sub>2</sub> の排出量は 20 % の削減、また外部への騒音の影響範囲は 60 % 削減されている [8]。しかし、今後の航空機需要の増加を考えれば、更なる環境適合性の向上は必須である。

環境適合性の向上に関して、空気力学（空力）技術は非常に重要である。例えば、Boeing787 の燃費効率における空力要素の寄与率は全体の 30 % 近くで

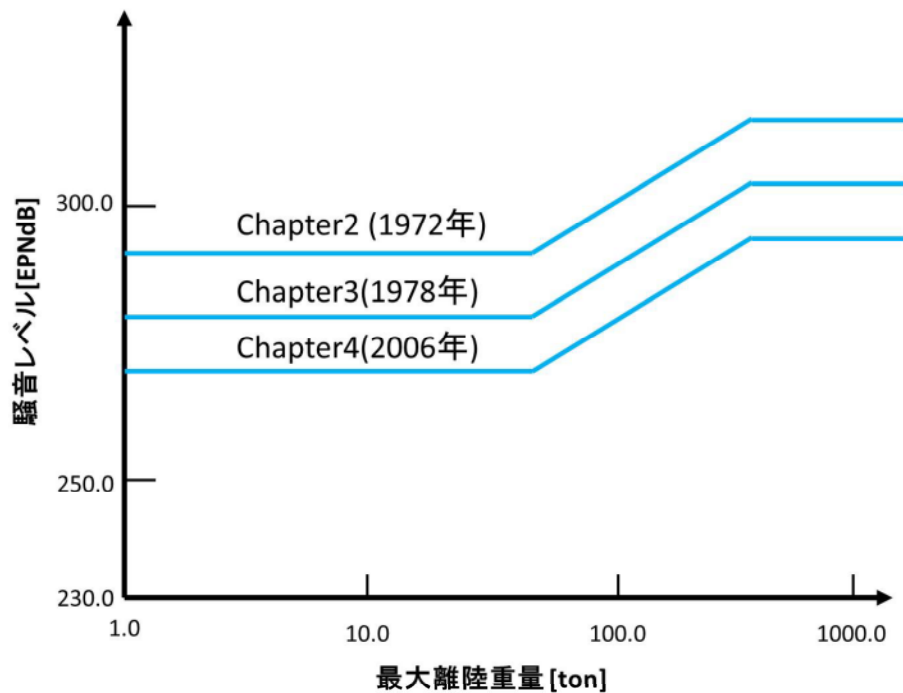


図 1.4 ICAO による騒音基準 [7]

あり，エンジン要素（40％）に次ぐ重要度である [9]．また，航空機における外部機体の騒音源は，古くはエンジンから発生するものが大部分を占めていた．しかしエンジンの高バイパス比化（ジェットの排気速度が低下）によってエンジンからの騒音は大きく低下し，相対的に航空機の機体が空力的な作用で生み出す機体騒音が大きな問題と成りつつある．よって，環境適合性の向上を実現するためには，更なる空力技術の発展が望まれる．

空力技術の重要な役割の一つとして，揚力係数  $C_L$  と抗力係数  $C_D$  の取得が挙げられる．あるエンジン双発の大型機では，最大揚力係数  $C_{Lmax}$  と揚抗比を 1％向上させることはそれぞれペイロードにして約 2 トンと 1.3 トンの増加につながると言われている．[10]．また世界の航空輸送量全体を考えれば，抗力係数の 1％の増減による影響は非常に大きい．そのため，空力技術に対する要求精度は厳しい．現在，許容誤差の基準は抗力係数  $C_D = 0.0001$ （1 カウント）とされており，これは全抵抗値にして 0.3％～0.5％と非常に高い要求である．航空機の空力設計において最も理想的な方法は，実機による飛行試験である．しかし，実機による飛行試験では風や大気擾乱などの影響で未だ高性能データの取得は困難となっている．また，機体の空力性能は実機が存在しない設計初期の時点から必要となる．そのため，現在の航空機における空力設計は

主に風洞試験と、数値流体力学（CFD: Computational Fluid Dynamics）によって行われる。現在の空力技術の目標は風洞試験と CFD 解析によって如何に実飛行状態における空力性能を正確に見積もれるかということになる。

### 1.1.3 風洞試験による空力設計 [11]

航空機開発の黎明期において、風洞試験は空力設計のほぼ唯一の手段であった。風洞の活用例としてはライト兄弟が有名である。ライト兄弟は自作の風洞を用いて揚力、抗力、圧力中心などの測定を行い揚抗比や安定性の優れた機体の開発に成功した。ライト兄弟の成功後、風洞は目まぐるしい進歩を遂げる。フランスの技術者エッフェルは測定部を小さな気密室で囲むことにより、動力の損失を小さくしたエッフェル型風洞を開発した。またプランドルは現在、広く用いられている回流式風洞（Göttingen 型風洞）を開発した。これらの風洞を用いた数多くの試験により翼端渦による誘導抗力、剥離による急激な抗力の増加、乱流による摩擦抵抗の増加等といった数多くの知見が得られることとなる。また、第一次世界大戦から第二次世界大戦にかけてアメリカの NACA（National Advisory Committee for Aeronautics）、ドイツの Göttingen 大学、イギリスの RAF（Royal Aircraft Factory）で数多くの優れた翼型が開発された。これらの風洞試験による成果から、現代航空機の基礎が作られることになる。現代の風洞による空力計測は空力係数にとどまらない。圧力孔による圧力分布の測定、オイルフロー・PSP（Pressure-Sensitive Paint）による模型表面の流れの可視化、PIV（Particle Image Velocimetry）による空間速度分布の測定など、その測定能力は大きく広がりを見せている。

航空機開発において多大な貢献を果たしてきた風洞試験であるが、計測の要求精度が非常に高まっている現在、実飛行状態と風洞の流れ場の差異が問題となっている。代表的なものとして以下の3点が挙げられる。

- 風洞壁・支持干渉
- 模型スケール（ $Re$ （レイノルズ）数効果）
- 模型変形

風洞には流路を覆う壁と模型を支える支持装置が存在する。それらの影響を取り除くため、テストセクションの壁を取り除いた Open jet 形式の風洞や磁力支持装置も提案されてはいるが、航空機で特に重要な遷音速での風洞試験では実用的ではなく、現状、壁・支持の干渉は不可避な問題となっている。

また、模型と実際の機体とのスケールの差も問題となっている。遷音速以上の風洞試験で実機と同サイズの模型を使うことは現実的ではない。しかし、一般に模型サイズは違って Re 数を一致させることで理論的に同一の流れ場を扱っていることになるため、気流の温度などを調節して実飛行状態と同等の Re 数の実現を目指すことになる。一般に、旅客機の Re 数はコード長を基準長さとして  $10^7 \sim 10^8$  程度であり、一般の遷音速風洞で対応できる Re 数  $10^6 \sim 10^7$  とは開きがある。しかし、European Transonic Wind-tunnel (ETW) [12], National Transonic Facility (NTF) [13] といった極低温加圧型風洞が登場し実機レベルの Re 数が達成された。

風洞試験時の模型は、通常剛体ではなく空力的な作用によって変形が生じている。そのため、実飛行状態や CFD 解析の形状とは異なってしまう場合がある。特に、全温と全圧を独立に制御できない風洞では、Re 数を変化させた場合に動圧を一定とすることができず、各 Re 数毎に異なった模型変形が生じてしまう [15]。

風洞試験は CFD 解析と比べて、「現実の」流れ場を生み出すことに優位性がある。しかし上記の通り、その流れ場も実飛行状態の流れ場と同一の環境ではない。また、現実の流れ場であっても、その計測に誤差が含まれてしまう可能性も大きく、加えて模型の制作に大きな予算と手間が必要である。そのため、現代の空力設計では、これまでの風洞試験の役割の一部を CFD 解析が担いつつある。

#### 1.1.4 CFD 解析による空力設計

CFD は、一般に厳密に解くことが難しい流体の支配方程式を離散化（境界要素法，有限差分法，有限体積法，有限要素法など）し，代数方程式群に近似することで解を得る手法である。CFD の創成記では，計算機の能力が低かったため，計算格子の密度は小さく，また離散化の対象もポテンシャル方程式の様な大きく近似された式を用いるのが主流であった。そのため，CFD 解析に対する信頼性は低く，空力設計の中心は風洞試験であった。しかし，近年の指数関数的な計算機性能の向上は CFD 解析の精度を大いに高めた。現在の CFD 解析における離散化の対象は三次元のナビエ・ストークス方程式であり，計算格子の密度も非常に高まっている。図 1.5 はエアバス社の A380 における CFD 解析の適用例を示しており，その適用先が多岐に及ぶことが分かる。現在，CFD 解析は空力設計における主要な手法であり，これまで風洞試験によっ



て担われていた部分の多くを担うようになってきている。しかし、CFD 解析は未だ風洞試験に完全に取って代わるものではない。一番の問題は、CFD の解析結果は必ず誤差を含み、その流れ場の信頼性が常に疑問視されることである。

CFD 解析の誤差として具体的には以下のものがあげられる。

- モデリングによる誤差
- 離散化誤差
- 収束残差
- 丸め誤差

離散化によって解くべき支配方程式には様々なモデル化がなされているため、その近似による誤差が問題となる。CFD 解析において特に問題になるのは乱流のモデリングである。Re 数が大きい航空機周りの流れ場では、一般に機体上で層流から乱流への遷移が発生する。乱流の主要構造のスケールは非常に小さく、正確に解析するためには非常に細かい格子密度が必要であるが、現在の計算機性能ではそのような格子密度は実現できず、乱流のモデル化が必要となる。現在、乱流の解析手法として最も実用的に用いられるのは RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) である。しかし、剥離を含む流れに代表されるように、解の信頼性が全ての流れ場に対して高いわけではない。また、層流から乱流の遷移点を航空機の様な複雑形状で特定する手法も未だ十分に確立されているわけではない。

支配方程式を代数方程式に離散化するために誤差が生じる。離散化の誤差は方程式の空間項と時間項それぞれに生じる。これらの離散化誤差は格子間隔、時間刻み幅を小さくする、または離散化の精度を高めることで減少させることができる。

CFD 解析では巨大な代数方程式群の解を得る必要がある。その解法は直接法と反復法の2つに分けられるが、非常に大きな方程式群を扱う場合、直接法は現実的ではない。よって反復法が用いられるが、反復法はある程度解が収束に近づいたら、計算を打ち切ることになる。収束が十分ではない場合、その誤差が問題となる。

丸め誤差は、計算機がある程度の桁数で数値を省力するために生じる誤差である。一般的に、実用的に必要な桁数を大きく下回る誤差のため、それほど大きな問題とはならない。



図 1.5 A380 における CFD 利用例 [16]

以上の様に、CFD 解析は風洞試験と違い「仮想の」流れ場であり、常に誤差が含まれることを意識する必要がある。CFD 解析は風洞試験との比較による精度保証が常に必要とされ、CFD 解析の精度向上にはそれ自体の精度向上のみならず、風洞試験の精度向上も同時に必要となる。

### 1.1.5 CFD を用いた風洞試験の高度化

空力技術の目標は実飛行状態の性能を正確に推定することにあるが、風洞試験には様々な制約がある。一方、CFD 解析は精度が向上しているものの、常に風洞試験との比較によって精度を保証される必要があり、その精度向上は風洞試験の精度向上と無関係ではない。これまで、風洞試験と CFD 解析の関わりは、主に CFD 解析の妥当性検証のために風洞試験の結果を用いるという程度であった。しかし、流れの剥離や乱流遷移など一部の流れを除き、CFD 解析の精度が風洞試験と同等に成りつつある現在、CFD 解析を用いて風洞試験を高精度化するという試みが成されている。CFD 解析を用いた風洞試験の高精度化の代表例として「風洞壁・支持干渉問題」への取り組みがある。風洞壁・支持干渉を明らかにするためには、風洞の壁・支持が無い場合の解析結果が必要となるが、風洞試験ではその結果を得ることができない。一方、CFD 解

析では壁・支持が無い場合の解析結果を得ることができるため、CFD 解析が風洞の欠点を補う好例といえる。支持干渉における CFD 解析は先行例がある [17]。本研究では、CFD 解析を用いて風洞壁干渉の解析を行った。特に、これまでの研究で解析が困難であった遷音速風洞の壁干渉問題に取り組んだ。

## 1.2 風洞壁干渉問題

### 1.2.1 遷音速風洞における風洞壁

航空機の技術の発達にともない、旅客機の巡航速度は年々大きくなってきた。しかし、 $M = 1$  における「音の壁」の存在により、現在の旅客機は一部の例外を除き、ほぼ  $M = 0.85$  付近、いわゆる遷音速の速度で飛行を行っている。そこで風洞試験においても遷音速域での試験の需要が高く、数多くの遷音速風洞が作られることとなった。

遷音速風洞における問題の1つとして流れの閉塞 (choke) がある。風洞流れの閉塞は、風洞流路のある断面において局所流速が音速に達することによって、回流式風洞のファンの回転数や全圧を変化させても、その断面より上流のマッハ数を制御できなくなってしまう状態を言う。流れの閉塞の発生は風洞流路の最小断面積となる模型位置で起きるため、大きな模型ではより小さな一様流マッハ数しか達成できなくなってしまう。遷音速風洞での模型の大きさへの制限は厳しく、例えば、Closed wall の風洞では、音速に近い  $M_\infty = 0.9$  の試験において模型の最大断面積が流路面積の 1% 以下である必要がある。しかし、実飛行状態での Re 数に近づける為にも模型サイズはできるだけ大きいことが望ましい。この困難を回避するために様々な風洞の形式が開発された。その一例としてテストセクションの壁を取り除いた Open jet 形式の遷音速風洞が過去に開発された。しかし、Open jet 形式の風洞も周囲気体の圧力の調整や、静止気体と流れの混合層の影響等、解決しなければいけない課題が多く普及には至らなかった。Closed wall と Open jet 形式の困難を回避する形で、現在広く用いられているのがテストセクションの壁で空気の透過を可能にした抽気壁である。抽気壁の場合、模型や境界層の存在によって過剰になった空気をその周囲のプレナムチャンバーに押し出すことにより、流れの閉塞の発生を防ぐことができる。また、衝撃波が発生する場合、その壁面での反射を防ぐ効果もある。抽気形式は主に「多孔壁」と「スロット壁」に分けられる。ここで表 1.1 に国内、及び国外の主要遷音速風洞の性能及び、航空機全機形態の試験

における抽気壁の形式を示す。

表 1.1 主要遷音速風洞の性能及び抽気壁の形態

	測定部寸 (m)	マッハ数	Re 数 (基準長 1m)	抽気形式
ETW (欧州)	2.4 × 2.0	0.2-1.3	10 <sup>8</sup> クラス	スロット壁
NTF (アメリカ: NASA)	2.5 × 2.5	0.1-1.2	10 <sup>8</sup> クラス	スロット壁
S2MA (フランス: ONERA)	1.75 × 1.94	0.1-3.1	10 <sup>7</sup> クラス	多孔壁
JTWT (日本: JAXA)	2.0 × 2.0	0.3-1.4	10 <sup>7</sup> クラス	多孔壁
三音速風洞 (日本: 防衛省)	2.0 × 2.0	0.3-4.0	10 <sup>8</sup> クラス	多孔壁

世界の主要遷音速風洞はほぼ多孔壁もしくはスロット壁を抽気壁として用いている。多孔壁，スロット壁ともにチョークを防ぐ意味で効果を発揮するが，その流れ場に対する影響は若干異なる。

### 1.2.2 多孔壁・スロット壁

図 1.6 に風洞テストセクションにおける多孔壁とスロット壁の概観を示す。1930 年代ごろ，風洞壁に隙間を設けることでチョークの回避や一様流流速の壁干渉量を減少させる効果があることが注目された。1940 年代になり航空機の速度がより増すなかで，まず風洞の抽気壁としてスロット壁が注目された。スロット壁を利用することで，それまでは非常に小さい模型でしか試験できなかった音速付近での試験が，より大きな模型で可能となった。例えば，マッハ数 0.97 でブロックage比が 9 % の試験が可能となった例が有る [11]。しかし，超音速の領域でスロット壁を用いる場合，発生した衝撃波が壁で吸収できず反射してしまうという問題点があり，より高い超音速域での使用に制限があった。

スロット壁とは別な形態での抽気壁として 1950 年代ごろから，壁に多数の穴をあけた多孔壁が用いられるようになった。多孔壁はチョークの回避のみならず，スロット壁で問題となった衝撃波の反射を防ぐことにも有効であった。

現代の主要遷音速風洞で用いられる多孔壁とスロット壁はともにチョークの回避を目的とするが，その性質には違いが見られる。本研究では，国内の主要風洞で主に用いられている，多孔壁の壁干渉の解析に取り組む。

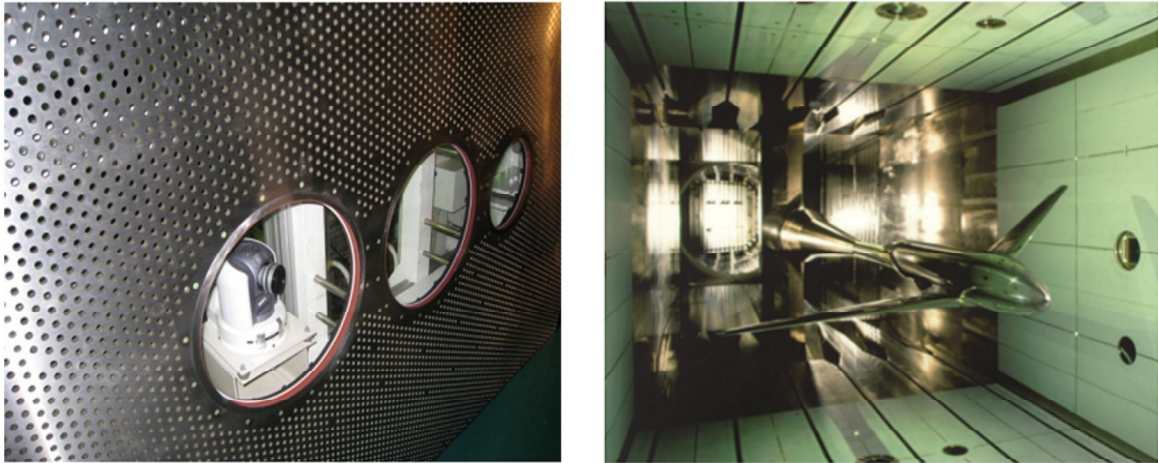


図 1.6 テストセクションにおける多孔壁とスロット壁 (左: JTWT[21], 右: ETW[12])

### 1.2.3 CFD による壁干渉解析

壁干渉の検討を行う場合，風洞試験結果と，CFD 解析による壁無しの流れ場の比較ではなく，共に CFD で解析した壁有りと壁無しの流れ場の比較が現実的である．前者の比較では風洞試験と CFD の誤差が壁干渉の影響以上に強く表れてしまい，純粋に壁干渉の影響だけを検証することが難しくなるためである．後者の場合，CFD 解析でいかに壁有りの流れ場を正確に再現するかが重要となる．風洞内の形状を厳密に再現することは格子生成の面で困難を伴うため，過去の解析例としては，まず比較的形狀を再現しやすい二次元翼の風洞試験の流れ場を再現した CFD 解析が行われた [22, 23]．また，近年は格子生成技術も発達し，複雑な航空機の風洞試験を再現した CFD 解析も行われている [24]-[26]．

遷音速風洞の流れ場を再現するうえで特に難しいのは，抽気壁の扱いである．スロット壁の場合は，スロットと外側のプレナム室も計算空間として扱う例 [26] もあるが，多孔壁の場合，孔のスケールが小さく，実際に計算格子を作成することは難しいので，多孔壁の影響をモデル化する必要がある．しかし，既存の多孔壁モデルは，適用範囲が風洞の流れ場とは異なるモデルや，適用条件ごとに経験的なパラメータの調整が必要なモデルであり，遷音速風洞の多孔壁に適用できる実用的なモデルは存在せず，風洞壁干渉解析の大きな障害となっている．よって，本研究では，まず風洞の多孔壁を正確に模擬できるモデルの開発を目指した．

また，本研究では壁干渉補正に関する研究も行う．これまで，壁干渉補正法はいくつか提案されているが，多くは，線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を基にした手法であり，遷音速風洞の試験条件下での精度は疑問視されてきた．しかし，これまで風洞試験では壁有り・無しの流れ場の比較ができないために，補正法の研究には困難が伴っていた．よって本研究では，CFD 解析により再現した壁有り・無しの流れ場の比較から壁干渉補正法に関する研究を行う．

### 1.3 研究目的及び概要

本研究では，航空機開発における空力設計の更なる高度化のため，CFD 解析を用いて風洞壁干渉の解析を行った．風洞試験において壁の干渉は不可避の問題であり，その影響が風洞試験及び，風洞試験によって精度保証が行われる CFD 解析の更なる高精度化に対して大きな障害となっている．これまで，風洞試験では壁が無い状態の流れ場を実現できないため，壁干渉の影響を厳密に解析することができなかった．そこで，本研究では，CFD 解析を用いて風洞壁を含めた流れ場の解析を行い，壁有り・壁無しの流れ場の比較から，壁干渉の解析に取り組んだ．本論文では，以下の内容について記している．

1. 航空機開発に重要な遷音速風洞を解析する場合，テストセクションにおける多孔壁を如何に精度良く模擬するかが重要となる．本研究では，遷音速風洞の多孔壁に適用可能な，新たなモデルの開発を行った，まず，単一孔を通過する流れ場を CFD 及び実験によって解析し，差圧-流量の関係式による単一孔モデルを作成した．また，単一孔モデルから求めた流量に空隙率（多孔壁における孔と壁の面積比）を掛けて，多孔壁を通過する平均流とすることで，多孔壁モデルに拡張を行った．（3章）
2. 航空機の風洞試験における壁干渉解析の第一段階として，風洞壁を考慮した二次元翼周りの流れ場の CFD 解析を行った．まず，実験値との比較から多孔壁モデルの妥当性検証を行った．次に，壁有り・壁無しの CFD 解析結果の比較から，二次元翼における壁干渉の現象解析を行った．また，壁有りの解析結果に壁干渉補正法を適用し，壁無しの流れ場と比較することで，その精度検証を行った．（4章）
3. 第二段階として，風洞壁を考慮した三次元翼の CFD 解析を行った．まず，CFD 解析の妥当性検証に広く用いられる，ONERA-M6 の風洞試験

を CFD 解析で再現し，実験値に含まれる壁干渉の影響を明らかにした．また，壁有り・壁無しの結果の比較から，衝撃波・翼端渦への壁干渉の影響を明らかにした．（5章）

4. 最終段階として，航空機の風洞試験における壁干渉の解析を行った．解析対象は旅客機の標準模型である NASA-CRM である．二次元翼・三次元翼の風洞試験は航空機の風洞試験に比べてブロックage比（風洞模型サイズと風洞流路サイズの比）が大きく，非常に強い壁干渉が生じる．そこで，実際の旅客機の風洞試験に則した条件下（マッハ数，迎角，模型サイズ）で改めて解析を行い，一般的な旅客機の試験における，空力係数への影響，壁干渉補正法の精度などの定量的な値を示した．また，壁干渉補正法の簡便化のためマッハ数・迎角・模型サイズを変数としたパラメトリックスタディを行い，干渉補正に必要な壁干渉量の分布図を作成した．（6章）

## 第 2 章

# CFD 解析手法

本章では，本研究で用いた CFD 解析手法について示す．本研究では JAXA で開発された CFD ソルバー FaSTAR(FaST Aerodynamic Routines)[30] を用いて解析を行う．FaSTAR は圧縮性流体の CFD ソルバーであり，構造・非構造両方の計算格子に対応している．

本研究では，計算のロバスト性が高くなるように，計算対象に合わせて使用する手法を変化させている．各計算対象ごとに使用した手法を適宜記す．

### 2.1 基礎方程式

本解析における有次元量は以下の様に無次元化される．

$$x = \frac{\tilde{x}}{L}, y = \frac{\tilde{y}}{L}, z = \frac{\tilde{z}}{L} \quad (2.1)$$

$$\rho = \frac{\tilde{\rho}}{\rho_{\infty}}, u = \frac{\tilde{u}}{a_{\infty}}, T = \frac{\tilde{T}}{T_{\infty}}, p = \frac{\tilde{p}}{\rho_{\infty} a_{\infty}^2}, e = \frac{\tilde{e}}{\rho_{\infty} a_{\infty}^2} \quad (2.2)$$

$$\mu = \frac{\tilde{\mu}}{\mu_{\infty}}, \kappa = \frac{\tilde{\kappa}}{\kappa_{\infty}}, \quad (2.3)$$

$$Re = \frac{\rho_{\infty} a_{\infty} L}{\mu_{\infty}} = \frac{\rho_{\infty} U_{\infty} L}{\mu_{\infty}} \frac{a_{\infty}}{U_{\infty}} = Re_{\infty} \frac{1}{M_{\infty}} \quad (2.4)$$

$$Pr = \frac{C_p \mu_{\infty}}{\kappa_{\infty}} \quad (2.5)$$

ここでチルダは有次元量を，無限大 ( $\infty$ ) は一様流の値を示す． $u, v, w$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の速度， $\rho$  は密度， $p$  は圧力， $e$  は単位体積あたりの全エネルギー



ギーである。  $T$  は温度，  $\mu$  は粘性係数，  $\kappa$  は熱伝導率，  $L$  は代表長，  $a$  は音速，  $C_p$  は等圧比熱である。 また，  $Re$  はレイノルズ数，  $M$  はマッハ数，  $Pr$  はプラントル数である。 無次元化によって理想気体の状態方程式は以下の様になる。

$$p = \frac{1}{\gamma} \rho T \quad (2.6)$$

本解析の支配方程式である圧縮性 Navier-Stokes 方程式は以下の様に表される，

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \nabla \cdot \left( F(Q) - \frac{1}{Re} F_v(Q) \right) = 0 \quad (2.7)$$

ここで，  $Q$  は保存量ベクトル，  $F$  は非粘性流束ベクトル，  $F_v$  は粘性流束ベクトルである。 各成分は以下の様に表される。

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$$F_x = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + p)u \end{bmatrix}, F_y = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e + p)v \end{bmatrix}, F_z = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e + p)w \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

$$F_{vx} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \beta_x \end{bmatrix}, F_{vy} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \beta_y \end{bmatrix}, F_{vz} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \beta_z \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

圧力は全エネルギーと速度を用いて以下の様に表される。

$$p = (\gamma - 1) \left[ e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) \right] \quad (2.11)$$

$\tau$  は粘性応力であり，ニュートン流体の場合は以下の様に表される．

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.12)$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.13)$$

$$\tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.14)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2.15)$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (2.16)$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (2.17)$$

本解析ではストークスの仮定（体積粘性率が0）により，第2粘性係数  $\lambda$  は

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (2.18)$$

とする．また， $\beta$  は粘性応力と熱伝導によるエネルギー流束であり，本解析では

$$\beta_x = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.19)$$

$$\beta_y = u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.20)$$

$$\beta_z = u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.21)$$

となる．温度勾配は，圧力勾配と密度勾配から求めることができる．

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\gamma}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right), \quad \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\gamma}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\gamma}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \quad (2.22)$$

粘性係数は温度によって変化し，以下のサザーランドの式

$$\mu = \frac{1 + C/T_\infty}{T + C/T_\infty} T^{\frac{3}{2}} \quad (2.23)$$

で近似される．本解析では  $C = 110.4$  とする．また，本解析におけるプラントル数は一定 ( $Pr = 0.71$ ) であり，その場合，無次元化された粘性係数と熱伝達率は等しくなる．

$$\mu = \kappa \quad (2.24)$$

本解析では有限体積法を用いるため，離散化の対象となる積分形ナビエ-ストークス方程式を示す．式 (2.7) を体積積分し，発散定理を用いることで以下の様な積分形ナビエ-ストークス方程式が得られる．

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V Q dv + \int_S \left[ F(Q) - \frac{1}{Re} F_v(Q) \right] \cdot ds = 0 \quad (2.25)$$

ここで  $S$  は検査体積の表面積である．以下，式 (2.25) を数値的に解くため，離散化を行う．

## 2.2 有限体積法による離散化

有限体積法を用いて式 (2.25) における流束項の離散化を行う．本解析ではセル中心法（検査体積と計算格子のセルが一致し，セルの中心に変数が定義される）を用いる．各セルにおいて，式 (2.25) は以下の様に離散化される．

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V Q dv \approx \frac{V_a}{\Delta t} \Delta Q_a \quad (2.26)$$

$$\int_S \left[ F(Q) - \frac{1}{Re} F_v(Q) \right] \cdot ds \approx \sum_{i \in I} \left[ F_i(Q) - \frac{1}{Re} F_{iv}(Q) \right] \cdot s_i \quad (2.27)$$

ここで， $\Delta Q_a$  はセル  $a$  における  $\Delta t$  での  $Q$  のセル平均値の変化． $V_a$  はセル  $a$  の体積， $F_i$  はセルの各面における平均の流束ベクトル， $s_i$  は各面における面積の絶対値を持った法線ベクトルである． $i$  はセル  $a$  における各面の番号を表す． $I$  は例えば四面体セルであれば  $I = 4$  である（図 2.1）．有限体積法では保存量，流束それぞれがセル，面それぞれの代表値で表される．ここで，流束と法線ベクトルの内積は以下の様に変形できる．

$$\begin{aligned} F \cdot s &= (F_x n_x + F_y n_y + F_z n_z) S \\ &= T^{-1} T (F_x n_x + F_y n_y + F_z n_z) S \\ &= T^{-1} F_n S \end{aligned} \quad (2.28)$$

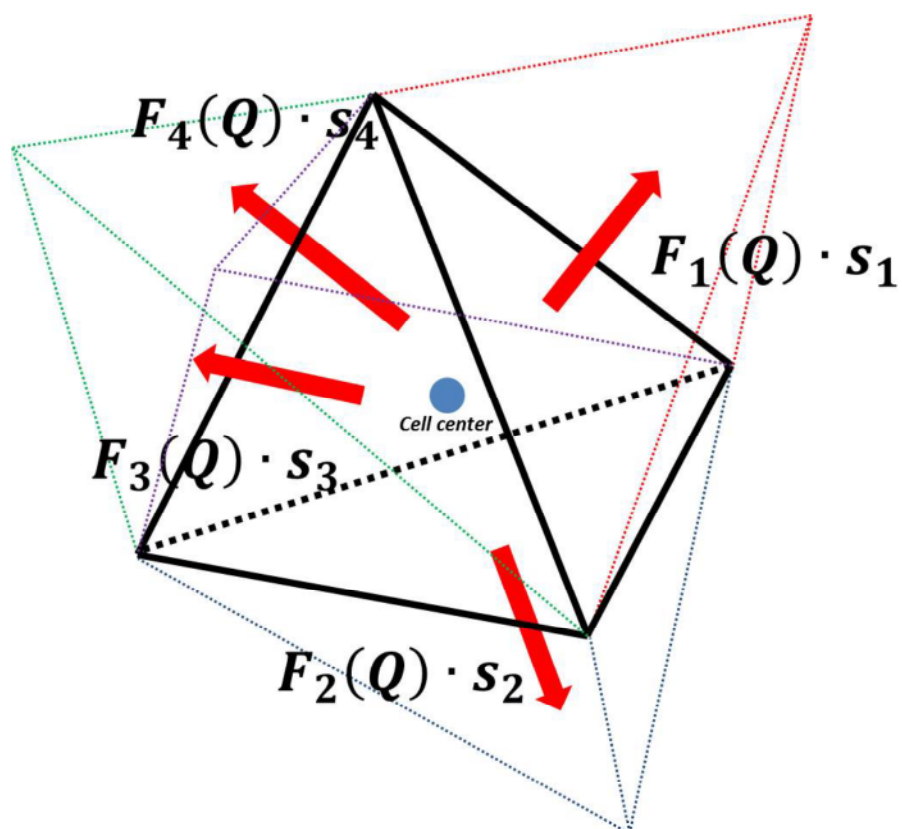


図 2.1 セルを通過する流束

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & n_y & n_z & 0 \\ 0 & t_{1x} & t_{1y} & t_{1z} & 0 \\ 0 & t_{2x} & t_{2y} & t_{2z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

$$T^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & t_{1x} & t_{2x} & 0 \\ 0 & n_y & t_{1y} & t_{2y} & 0 \\ 0 & n_z & t_{1z} & t_{2z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

$$F_n = \begin{bmatrix} \rho u_n \\ \rho u_n^2 + p \\ \rho u_n u_{t1} \\ \rho u_n u_{t2} \\ (e + p)u_n \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

ここで、 $T$  は回転行列である。回転行列の成分の  $(n_x, n_y, n_z)$  は面の法線ベクトル成分、 $(t_{1x}, t_{1y}, t_{1z})$ ,  $(t_{2x}, t_{2y}, t_{2z})$  は接線ベクトルである。また、 $u_n$ ,  $u_{t1}$ ,  $u_{t2}$  は法線方向、接線方向の速度である。 $F_n$  は、セル表面に沿った局所座標系で表された流束ベクトルである。同様に保存量ベクトルも回転行列を使って局所座標系で表すことができる。

$$Q_n = TQ$$

$$\begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_n \\ \rho u_{t1} \\ \rho u_{t2} \\ e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & n_y & n_z & 0 \\ 0 & t_{1x} & t_{1y} & t_{1z} & 0 \\ 0 & t_{2x} & t_{2y} & t_{2z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

以上の様な局所座標系に変換した保存量と流束を用いることで、非粘性流束の計算のための近似リーマン解法を直交格子以外の任意のセル形状に用いることができる (図 2.2)。

## 2.3 非粘性流束

近似リーマン解法を用いて非粘性流束を求める。隣接するセル  $a, b$  内の保存量をそれぞれ一定の  $Q_a, Q_b$  と仮定し、セル境界で不連続を持つ初期値問題 (リーマン問題) の解を求め、その解から流束  $F$  を計算する手法が Godunov により提案されている (Godunov 法) [31]。図 2.3 にオイラー方程式におけるリーマン問題の解の構成の一例を示す。セル境界からそれぞれ衝撃波、不連続面、膨張波が発生し、その特性波をまたいで物理量に変化する。この問題は衝撃波管問題とも呼ばれ、厳密に解くためには繰り返し計算を必要とする。そのため、各セル境界毎に解を得ようとするすると計算コストが非常に高くなってしまふ。また、リーマン問題を解くうえで、セル内で物理量が一定という近似が含まれているため、その仮定の下、リーマン問題を厳密に解いても大きく解の精

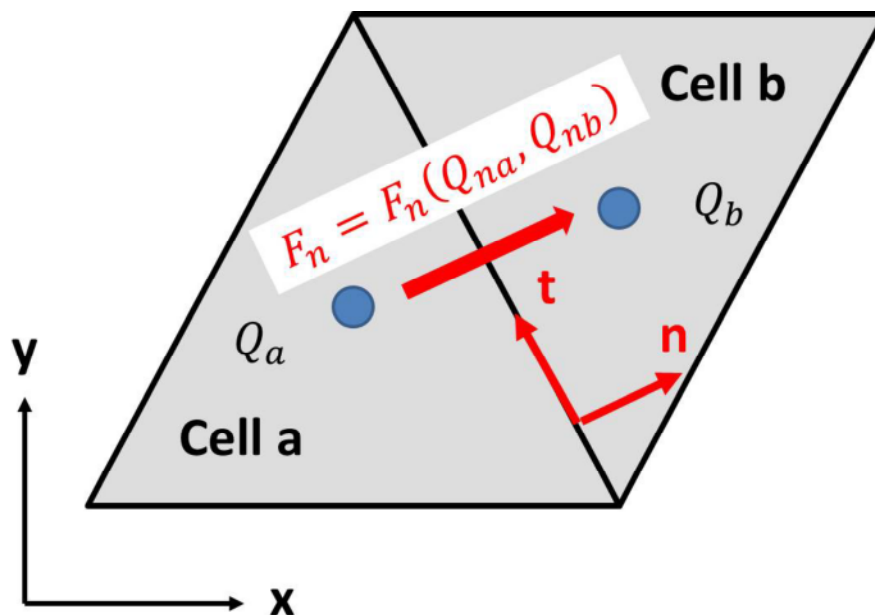


図 2.2 局所座標系と全体座標系

度が向上するわけではない。よって、リーマン問題の解を近似的に求め流束を計算する近似リーマン解法が現在の主流である。

本研究においては和田，大林らによって提案された HLLEW 法 [32] と Roe 法 [33] を用いている。HLLEW 法は同じく近似リーマン解法の HLLE 法 [34] と Roe 法を流れ場にに応じて切り替えながら用いる手法である。よって HLLE 法の概要も共に示す。

### 2.3.1 Roe 法

Roe 法では線形化したオイラー方程式に対するリーマン問題を解き流束を求める。オイラー方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F(Q)}{\partial n} = 0 \quad (2.33)$$

ここで， $n$  はセル境界に垂直な方向を示している。オイラー方程式はヤコビ行列も用いて以下のように表すことができる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + A(Q) \frac{\partial Q}{\partial n} = 0 \quad (2.34)$$

$$A(Q) = \frac{\partial F}{\partial Q} \quad (2.35)$$

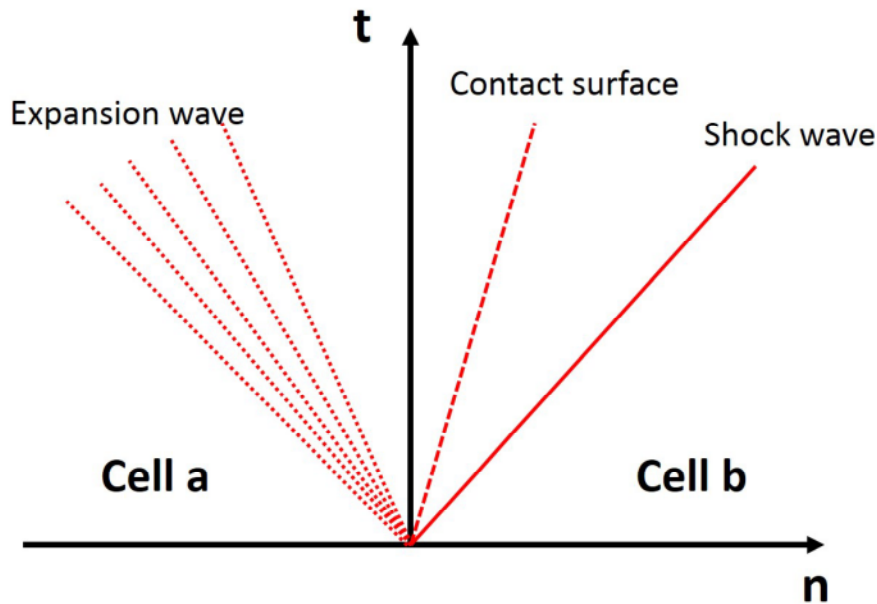


図 2.3 リーマン問題の解の構成

式 (2.34) を支配方程式とするリーマン問題を解くことで流束を求めることができるが、 $A(Q)$  が非線形の場合、繰り返し計算が必要となる。しかし、ヤコビ行列を一定  $\bar{A}$  としてオイラー方程式を線形化することで解くべきリーマン問題はより簡易になる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \bar{A} \frac{\partial Q}{\partial n} = 0 \quad (2.36)$$

$$\bar{A} = \bar{A}(Q_a, Q_b) \quad (2.37)$$

Roe 法では、この線形化されたオイラー方程式に対するリーマン問題を解き、流束を求める。 $\bar{A}$  の定め方には自由度がある。Roe は以下の 3 つの条件 (Property U) を満たすヤコビ行列を提案している。

1.  $\bar{A}(Q_a, Q_b)$  は実固有値と線形独立な固有ベクトルを持つ
2.  $\bar{A}(Q, Q) = A(Q)$
3.  $F(Q_a) - F(Q_b) = \bar{A}(Q_a - Q_b)$

1. の条件は、元の方程式と同様の双曲型偏微分方程式の特性を保つために必要な条件であり、2. の条件は保存則を満たすために必要な条件、3. の条件は衝撃波の速度を正しく得るために必要な条件である。ここで Roe は以下の様な平

均量を示している。

$$\rho_{ave} = \sqrt{\rho_a \rho_b} \quad (2.38)$$

$$u_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_a} u_a + \sqrt{\rho_b} u_b}{\sqrt{\rho_a} + \sqrt{\rho_b}} \quad (2.39)$$

$$H_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_a} H_a + \sqrt{\rho_b} H_b}{\sqrt{\rho_a} + \sqrt{\rho_b}} \quad (2.40)$$

$$c_{ave}^2 = (\gamma - 1) \left( H_{ave} - \frac{1}{2} u_{ave}^2 \right) \quad (2.41)$$

以上の平均量で  $\bar{A}$  を計算すればオイラー方程式に近い特性を保った線形システム方程式を得ることができる。

Godunov 法では線形のシステム方程式に対する流束は以下の様に表される。

$$F = \frac{1}{2} \left[ F(Q_a) + F(Q_b) - |\bar{A}|(Q_b - Q_a) \right] \quad (2.42)$$

具体的には

$$F(Q) = \begin{bmatrix} \rho u_n \\ \rho u_n^2 + p \\ \rho u_n u_{t1} \\ \rho u_n u_{t2} \\ \rho u_n H \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_n \\ \rho u_{t1} \\ \rho u_{t2} \\ e_a \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

である。ここで  $H$  は単位質量あたりの全エンタルピーである。Roe 法では  $\bar{A}$  を Roe 平均量を用いて求める。

$$|\bar{A}_{ave}| = R_{ave} |\Lambda_{ave}| R_{ave}^{-1} \quad (2.45)$$



と表される．具体的に書き下すと

$$R = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & \frac{\rho}{2c} & \frac{\rho}{2c} \\ u & 0 & 0 & \frac{\rho(u+c)}{2c} & \frac{\rho(u-c)}{2c} \\ v & 0 & -\rho & \frac{\rho v}{2c} & \frac{\rho v}{2c} \\ w & \rho & 0 & \frac{\rho w}{2c} & \frac{\rho w}{2c} \\ \frac{u^2+v^2+w^2}{2} & \rho w & -\rho v & \frac{\rho}{2c}(H+uc) & \frac{\rho}{2c}(H-uc) \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

$$R^{-1} = \begin{bmatrix} 1-(\gamma-1)\frac{M^2}{2} & (\gamma-1)\frac{u}{c^2} & (\gamma-1)\frac{v}{c^2} & (\gamma-1)\frac{w}{c^2} & -(\gamma-1)\frac{1}{c^2} \\ -\frac{w}{\rho} & 0 & 0 & \frac{1}{\rho} & 0 \\ \frac{v}{\rho} & 0 & -\frac{1}{\rho} & 0 & 0 \\ \frac{c}{\rho}\left(\frac{\gamma-1}{2}M^2 - \frac{u}{c}\right) & \frac{1}{\rho}\left(1 - (\gamma-1)\frac{u}{c}\right) & -\frac{1}{\rho}(\gamma-1)\frac{v}{c} & -\frac{1}{\rho}(\gamma-1)\frac{w}{c} & \frac{\gamma-1}{\rho c} \\ \frac{c}{\rho}\left(\frac{\gamma-1}{2}M^2 + \frac{u}{c}\right) & -\frac{1}{\rho}\left(1 + (\gamma-1)\frac{u}{c}\right) & -\frac{1}{\rho}(\gamma-1)\frac{v}{c} & -\frac{1}{\rho}(\gamma-1)\frac{w}{c} & \frac{\gamma-1}{\rho c} \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

$$|\Lambda| = \begin{bmatrix} |u| & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |u| & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & |u| & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |u+c| & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & |u-c| \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

$$M^2 = \frac{u^2 + v^2 + w^2}{c^2} \quad (2.49)$$

となる．ここで全ての変数は Roe 平均量である．また，ここでは添え字を省略して  $u = u_n$ ,  $v = u_{t1}$ ,  $w = u_{t2}$  としている．

Roe 法はオイラー方程式を厳密なリーマン解法で解く場合に比べ，繰り返し計算を必要とせず，計算コストの面で実用的である．しかし，方程式を線形化して扱うために，解かれるリーマン問題の解は図 2.4 の様に全て不連続な変化となる．これは図 2.3 と比較すると，膨張波を不連続な物理量の変化として捉えており，この場合，非物理的な膨張衝撃波を生じる可能性がある．また，極超音速で用いる場合，よどみ点付近で非物理的な振動を生じる（カーバンクル現象）[36] ことが知られている等，ロバスト性に若干の問題がある．

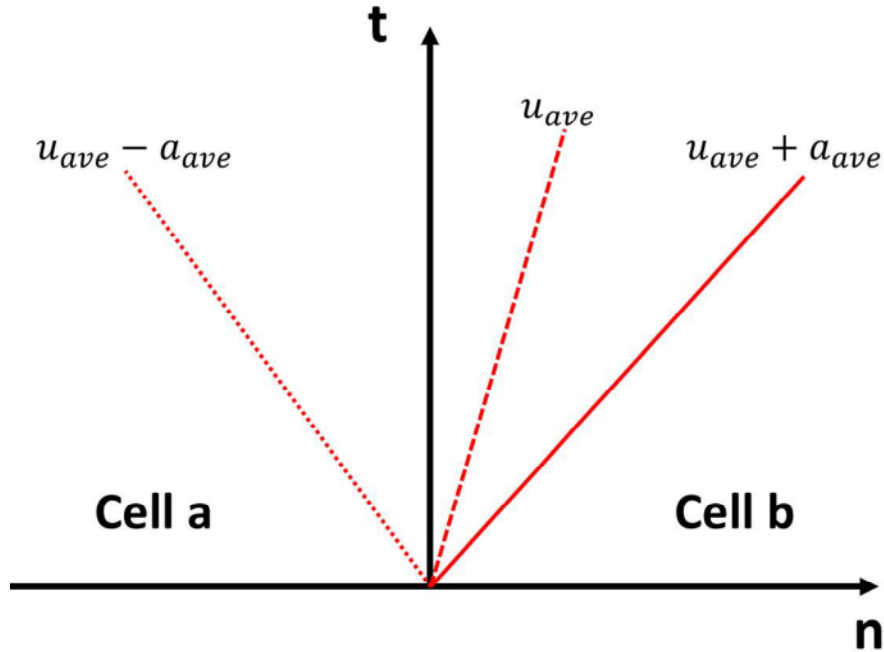


図 2.4 Roe 法の近似によるリーマン問題の解の構成

### 2.3.2 HLLE 法

オイラー方程式によるリーマン問題の解は3つの特性波（衝撃波，不連続面，膨張波）で構成されるが，厳密な解を得るには繰り返し計算を必要とする．そこで Harten らはリーマン問題の解を最大・最小速度の2つの特性波によって構成されると仮定し，流束を求めた（HLL 法）[35]．図 2.5 に HLL 法の近似によるリーマン問題の解を示す． $b^+$  と  $b^-$  は特性波の速度を示す．図 2.6 の様に  $T$  秒後に特性波が伝播する範囲  $[Tb^-, Tb^+]$  内での保存則を考えると，特性波に囲まれた保存量  $Q_{hll}$  は

$$\int_{Tb^-}^{Tb^+} Q_{hll} dn = T(b^+ Q_b - b^- Q_a + F_a - F_b) \tag{2.50}$$

ここで  $Q_{hll}$  を一定とすると

$$Q_{hll} = \frac{b^+ Q_b - b^- Q_a + F_a - F_b}{b^+ - b^-} \tag{2.51}$$

と表される。また、セル  $a$ ,  $b$  を通過する流束  $F$  は同様に  $[Tb^-, 0]$  と  $[0, Tb^+]$  内での保存則を考えると

$$F = F_a - b^- Q_a - \frac{1}{T} \int_{Tb^-}^0 Q_{hll} dn \quad (2.52)$$

または,

$$F = F_b - b^+ Q_b + \frac{1}{T} \int_0^{Tb^+} Q_{hll} dn \quad (2.53)$$

と表される。  $Q_{hll}$  を式 (2.51) で置き換えると,

$$F = \frac{b^+ F(Q_a) - b^- F(Q_b)}{b^+ - b^-} + \frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} (Q_b - Q_a) \quad (2.54)$$

と表される。また、超音速の時は風上側の物理量から流束を求める。

$$F = \begin{cases} F_a & (b^- \geq 0) \\ F_b & (b^+ \leq 0) \end{cases} \quad (2.55)$$

HLL 法において特性波速度 ( $b^+$ ,  $b^-$ ) の求め方に自由度がある。Einfeld は Roe 平均を用いて以下のように特性波速度を定義している (HLLE 法)。

$$b^R = \max(u_{ave} + c_{ave}, u_b + c_b) \quad (2.56)$$

$$b^L = \max(u_{ave} - c_{ave}, u_a - c_a) \quad (2.57)$$

$$b^+ = \max(0, b^R) \quad (2.58)$$

$$b^- = \min(0, b^L) \quad (2.59)$$

HLLE 法は Roe 法と異なり、膨張衝撃波を生じることなく、よりロバストである。しかし、厳密なリーマン問題と違い接触面を考慮しておらず、数値粘性が大きい。

### 2.3.3 HLLEW 法

HLLEW 法は HLLE 法を大林, 和田が改良した手法である。HLLE 法は安定な手法であり強い膨張を伴う流れに有効であるが、数値粘性が大きい。HLLEW 法では強い膨張波を伴う領域では HLLE 法を、それ以外の領域では数値粘性のより小さな Roe 法を用いて計算を行う。

HLLEW では流束を以下のように求める。

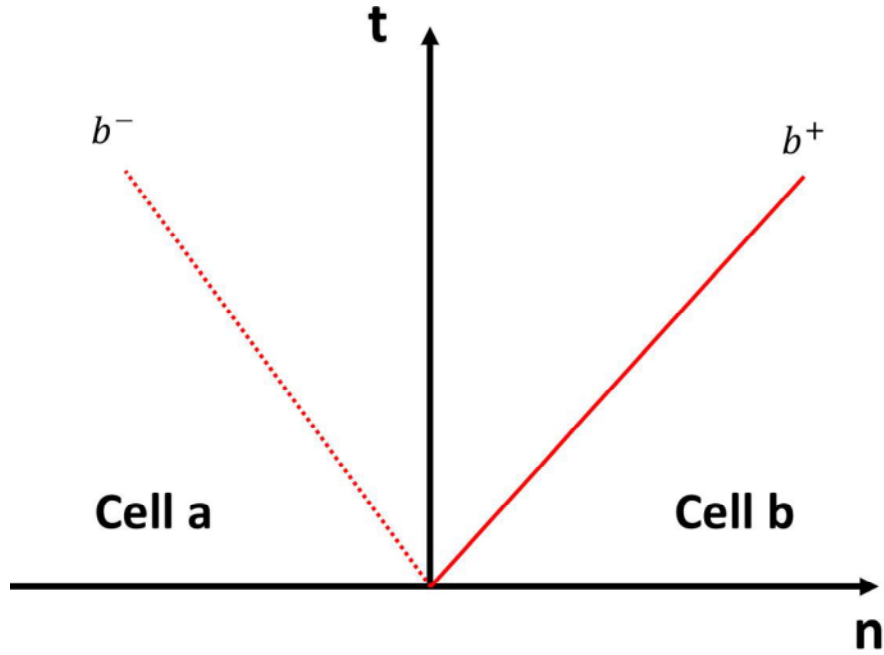


図 2.5 HLL, HLLE 法の近似によるリーマン問題の解の構成

$$F = \frac{1}{2} \left[ f_{1a} \begin{pmatrix} 1 \\ u_n \\ u_{t1} \\ u_{t2} \\ H \end{pmatrix}_a + f_{1b} \begin{pmatrix} 1 \\ u_n \\ u_{t1} \\ u_{t2} \\ H \end{pmatrix}_b + \begin{pmatrix} 0 \\ p_a + p_b + \delta_2 \\ 0 \\ 0 \\ \delta_5 \end{pmatrix} \right] \quad (2.60)$$

$$f_{1a} = \rho_a(u_a + \hat{\lambda}_1) + \delta_1 \quad (2.61)$$

$$f_{1b} = \rho_b(u_b - \hat{\lambda}_1) + \delta_1 \quad (2.62)$$

$$\delta_1 = -\frac{\left(\hat{\lambda}^+ \frac{\Delta p}{c_{ave}} + \hat{\lambda}^- \rho_{ave} \Delta u\right)}{2c_{ave}} \quad (2.63)$$

$$\delta_2 = -\left(\hat{\lambda}^+ \bar{\rho} \Delta u + \hat{\lambda}^- \frac{\Delta p}{c_{ave}}\right) \quad (2.64)$$

$$\delta_5 = -\left(\hat{\lambda}_1 \Delta p + u_{ave} \delta_2\right) \quad (2.65)$$

$$\hat{\lambda}^+ = \frac{\hat{\lambda}_2 + \hat{\lambda}_3}{2} - \hat{\lambda}_1 \quad (2.66)$$

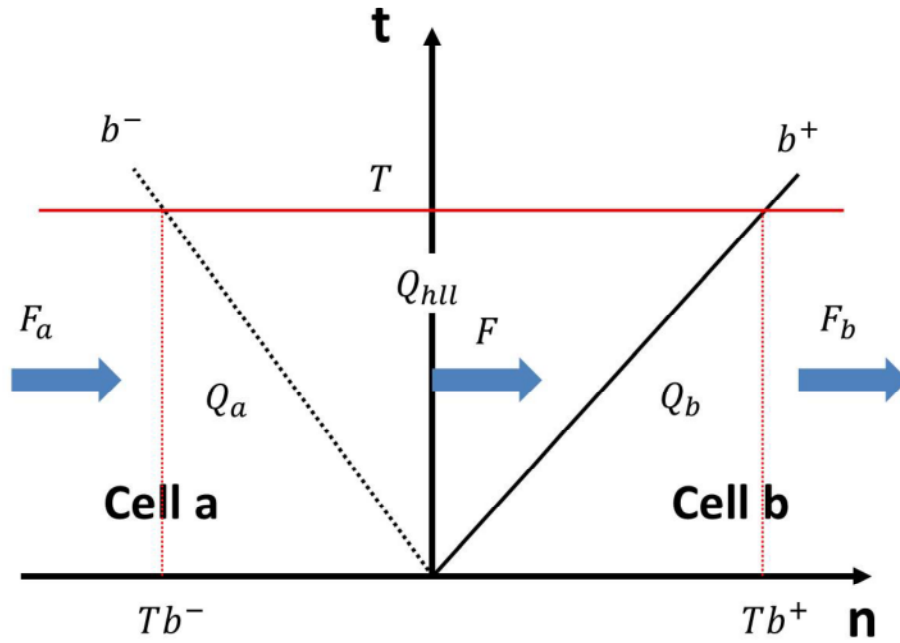


図 2.6 HLL 法による流束計算

$$\hat{\lambda}^- = \frac{\hat{\lambda}_2 - \hat{\lambda}_3}{2} \quad (2.67)$$

$$\hat{\lambda}_1 = \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-} u_{ave} - 2 \frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} - 2\delta \min(b^+, b^-) \quad (2.68)$$

$$\hat{\lambda}_2 = \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-} (u_{ave} + c_{ave}) - 2 \frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} \quad (2.69)$$

$$\hat{\lambda}_3 = \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-} (u_{ave} - c_{ave}) - 2 \frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} \quad (2.70)$$

ここで  $\Delta$  はセル a とセル b の差分を表す． $\delta$  は HLLE 法と Roe 法を切り替えるパラメーターであり， $\delta = 0$  のとき HLLE 法， $\delta = \frac{1}{2}$  のとき Roe 法と一致する． $\delta$  は以下の様に定義される．

$$\delta = \min \left[ \frac{\rho_a(u_a - b^L) + \rho_b(b^R - u_b)}{\sigma_1(b^R - b^L)}, \frac{1}{2} \right] \quad (2.71)$$

$$\sigma_1 = \left| \Delta \rho - \frac{\Delta' P}{c_{ave}^2} \right| \quad (2.72)$$

$$\Delta' P = \max [ |P_b - P_a|, \max(S_{wa} S_{ca} |\text{grad} P_a|, S_{wb} S_{cb} |\text{grad} P_b|) ] \cdot \text{sign}(P_b - P_a) \quad (2.73)$$

$$S_{wa} = \begin{cases} 0.5 & (u \cdot \text{grad}P_a \geq 0) \\ 0 & (u \cdot \text{grad}P_a < 0) \end{cases} \quad (2.74)$$

$$S_{wa} = \begin{cases} 1.0 & (|\text{grad}P_a| - \frac{4000}{\gamma} \geq 0) \\ 0 & (|\text{grad}P_a| - \frac{4000}{\gamma} < 0) \end{cases} \quad (2.75)$$

$\sigma_1$  はエントロピー変化を示しており， $\sigma_1$  の変化を基準に HLLE 法と Roe 法の切り替えを行っている．遷音速の流れ場では主に Roe 法になる．

## 2.4 再構築法

リーマン問題を基にした流束計算法 (Godunov 法) では，セル内の物理量が一定，つまりセル境界の値はセル中心の値と同一という仮定の下で流束を計算していた．この仮定の下で計算される流束は空間 1 次精度となるが，図 2.7(a) の様にセル内の物理量の分布を線形と仮定し，セル境界の値を実際の分布により近いものに再構築してやることで空間 2 次精度を実現することができる．面上の値は物理量の勾配を用いて再構築する．セル A の保存量  $Q_a$  は以下の式によって再構築される．

$$Q_{ai} = Q_a + \nabla Q_a \cdot r_{ai} \quad (2.76)$$

ここで  $r_{ai}$  はセル中心から面  $i$  の中心に向かうベクトルである (図 2.8)．また， $\nabla Q_a$  は  $Q_a$  の空間勾配である．式 (2.76) では非粘性流束を計算する際に使用する値をセル内の平均値  $Q_a$  から再構築された値  $Q_{ai}$  にすることで高次精度化している．しかし，式 (2.76) の高次精度化では 2 次精度以上で解の単調性を維持 (解の収束過程で極値が成長しない) できないことが知られている．具体的には，空間勾配が急な場所 (衝撃波など) で検査境界面に極値が生じ計算不安定を生じる．よって，通常は計算の安定性を高める為に，図 2.7(b) のように再構築される値に制限をかける．その場合，式 (2.76) は以下の様になる．

$$\hat{Q}_{ai} = Q_a + \Phi_a \nabla Q_a \cdot r_{ai} \quad (2.77)$$

ここで  $\Phi$  は制限関数である．本解析では Barth-Jespersen[37], Venkatakrisnan[38] と Hishida[39] による制限関数を，ロバスト性を考慮しつつその都度選択して用いている．

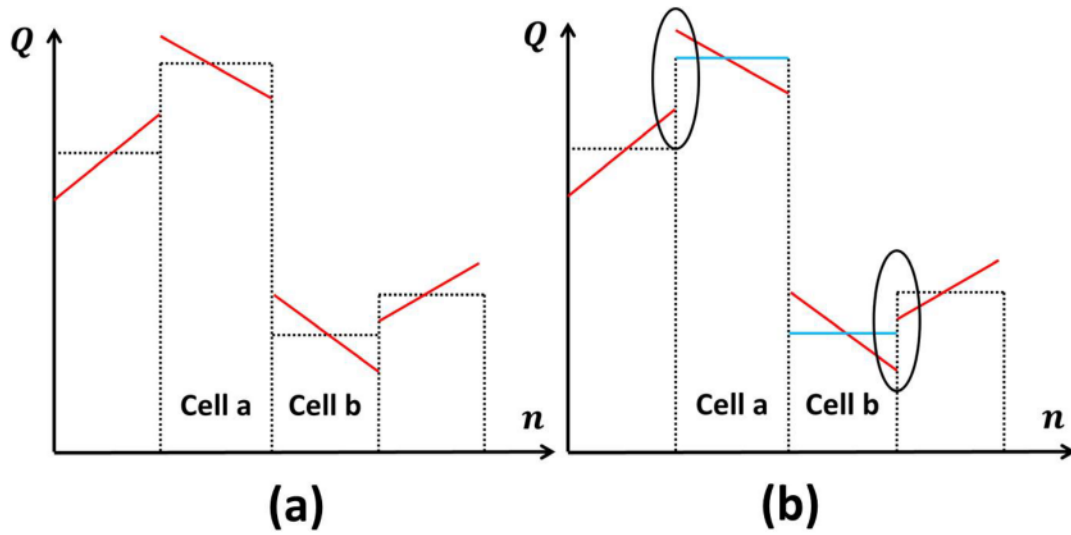


図 2.7 (a) 式 (2.76) による解の再構築. (b) 式 (2.77) による制限された解の再構築 (水色の線は再構築が制限されている)

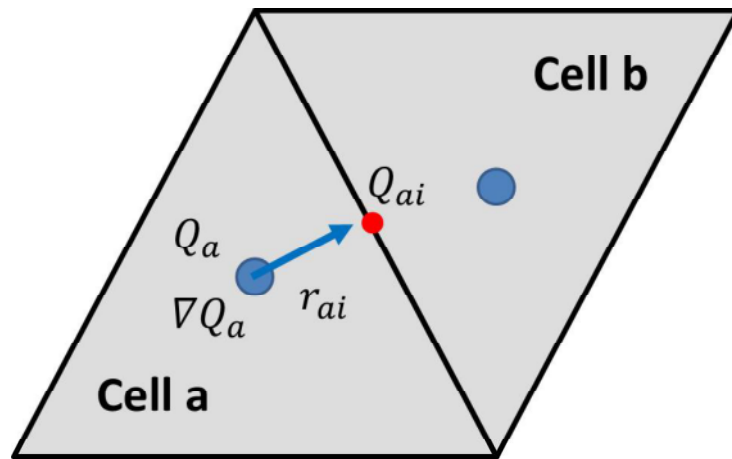


図 2.8 再構築法における変数

### 2.4.1 Barth-Jespersen の制限関数

Barth らは非構造格子を用いた時の制限関数として以下の様な関数を提案した. まずセル a とその周りのセル i との代表値の最大差, 最小差をを以下の式で求める.

$$\Delta Q_{max} = \max [\max_{i \in I} (Q_i - Q_a), 0] \tag{2.78}$$

$$\Delta Q_{min} = \min [\min_{i \in I} (Q_i - Q_a), 0] \tag{2.79}$$

次に勾配制限をかけない状態でセル境界上での再構成値  $Q_{ai}$  を求め、再構成値の差とセル平均値の最大差の比  $\Delta_{ai}$  をとる.

$$Q_{ai} = Q_a + \nabla Q_a \cdot r_{ai} \quad (2.80)$$

$$\Delta_{ai} = \frac{\Delta_+}{\Delta_-} = \begin{cases} \frac{\Delta Q_{max}}{Q_{ai} - Q_a} & (Q_{ai} - Q_a > 0) \\ \frac{\Delta Q_{min}}{Q_{ai} - Q_a} & (Q_{ai} - Q_a < 0) \end{cases} \quad (2.81)$$

セル  $a$  を構成するセル面  $i$  において、次の式で制限関数の候補値  $\Phi_{ai}$  を求める

$$\Phi_{ai} = \min(1, \Delta_{ai}) \quad (2.82)$$

最後に  $\Phi_{ai}$  の最小値をセル  $a$  における制限関数の値とする.

$$\Phi_a = \min_{i \in I} (\Phi_{ai}) \quad (2.83)$$

Barth-Jespersen の制限関数ではセル境界の再構築値が隣接するセルの代表値を超えてしまった場合、再構成値された値に制限がかかる.

#### 2.4.2 Venkatakrisnan の制限関数

Venkatakrisnan は Barth-Jespersen の制限関数が一様流中のようなほぼ平坦な分布に対しても制限がかかってしまうことを指摘し、そのような場合に、勾配に対して制限が効きにくくなるような改良を行った. Barth-Jespersen に近い関数型であるが式 (2.82) を以下の様に変更する.

$$\Phi_{ai} = \frac{1}{\Delta_-} \left[ \frac{(\Delta_+^2 + \epsilon^2)\Delta_- + 2\Delta_-^2\Delta_+}{\Delta_+^2 + 2\Delta_-^2 + \Delta_- \Delta_+ + \epsilon^2} \right] \quad (2.84)$$

$$\epsilon^2 = (\kappa \Delta x)^3 \quad (2.85)$$

ここで  $\Delta x$  は格子幅であり、 $\kappa$  は任意の値 (本解析では 5) となる.  $\kappa$  が大きいほど、制限関数の効きが小さくなる. この関数は微分可能であるために Barth-Jespersen の制限関数に比べて収束性が良い. 一様流中の様に大きな計算格子を配置した場所で、 $\Delta_{ai}$  の値に関わらず  $\Phi_{ai} \approx 1$  となる.



### 2.4.3 Hishida の制限関数

Hishida らは品質の悪いセル（周辺のセルと比べてサイズが著しく不均一なセル）に対しても収束性，安定性，精度をできるだけ損なわず，また Venkatakrisnan の制限関数と異なり，パラメタフリーで使いやすい，新たな制限関数を提案した．

$$r'_{ai} = \frac{|r_{ai}| + |r_{bi}|}{|r_{ai}|} \quad (2.86)$$

$$\Delta'_{ai} = \frac{\Delta_{ai}}{r'_{ai}} \quad (2.87)$$

$$\Phi_{ai} = \begin{cases} 0 & (\Delta'_{ai} < 0) \\ r'_{ai} \Delta'_{ai} \left(1 + \frac{1 - r'_{ai} \Delta'_{ai}}{2} \Delta'_{ai}\right) & (0 < \Delta'_{ai} < \frac{1}{r'_{ai}}) \\ 1 + \frac{r'_{ai}}{2(1 - r'_{ai})} (1 - \Delta'_{ai})^2 & (\frac{1}{r'_{ai}} < \Delta'_{ai} < 1) \\ 1 & (\Delta'_{ai} > 1) \end{cases} \quad (2.88)$$

$$\Phi_a = \min_i(\Phi_{ai}) \quad (2.89)$$

ここで  $r_{bi}$  は隣接するセル  $b$  からセル境界への垂直ベクトルである．

## 2.5 粘性流束

粘性流体を評価する場合，面上での物理量の勾配が必要となる．ただし，単純に隣接するセル A とセル B の平均量として面上の勾配を計算すると even-odd 不安定として知られる不安定性が発生する可能性がある．そこで，本解析では以下のように面上の勾配を計算する．[40, 41]

$$\nabla Q'_{face} = \frac{1}{2}(\nabla Q_a + \nabla Q_b) \quad (2.90)$$

$$\nabla Q_{face} = \nabla Q'_{face} - \left( \nabla Q'_{face} \cdot \frac{r_{ab}}{|r_{ab}|} - \frac{Q_b - Q_a}{|r_{ab}|} \right) \frac{r_{ab}}{|r_{ab}|} \quad (2.91)$$

ここで  $r_{ab}$  はセル A の中心からセル B の中心に向かうベクトルである．式 (2.91) の両辺に  $r_{ab}$  をかけると

$$\nabla Q_{face} \cdot r_{ab} = Q_b - Q_a \quad (2.92)$$

となり  $\nabla Q_{face}$  から求まる  $r_{ab}$  方向の物理量の変化が  $Q_b - Q_a$  と等しくなる。以上で求めた面上の勾配から式 (2.10)-(2.21) を用いて粘性流束を計算する。また、勾配以外の変数はセル a とセル b の平均値を用いる。

## 2.6 勾配計算法

物理量の再構築及び粘性流束の計算では物理量の空間勾配  $\nabla Q$  を必要とする。勾配計算法として最小二乗法と Green-Gauss 法を用いた。また、体積が不均一なセルが集まった場合のロバスト性を向上させるため、セル間の距離の重みを付けた重み付きの最小二乗法、Green-Gauss 法も適宜用いている。

### 2.6.1 最小二乗法

コスト関数  $E_{0k}$  を以下のように定義する。セル  $a$  の勾配を求める場合、隣接しているセルの番号を  $i$  とすると

$$E_{ai} = (-\Delta Q_{ai} + (Q_x)_a \Delta x_{ai} + (Q_y)_a \Delta y_{ai} + (Q_z)_a \Delta z_{ai})^2 \quad (2.93)$$

$$\Delta Q_{ai} = Q_a - Q_i$$

$$\Delta x_{ai} = x_a - x_i$$

$$\Delta y_{ai} = y_a - y_i$$

$$\Delta z_{ai} = z_a - z_i \quad (2.94)$$

ここで  $(Q_x)_a$ ,  $(Q_y)_a$ ,  $(Q_z)_a$  はセル  $a$  における勾配の  $x, y, z$  方向成分。  $x_i$ ,  $y_i$ ,  $z_i$  はセル  $i$  の中心の座標である。  $i$  はセル  $a$  に接しているセルの数  $I$  だけ存在する。ここでは、隣接しているセルとのコスト関数の和を最小化するような勾配を求める。コスト関数の勾配が 0 の時、最小値をとるとすると

$$\sum_I E_{ai} \rightarrow \min$$

$$\frac{\partial \sum_I E_{ai}}{\partial (Q_x)_a} = 0, \quad \frac{\partial \sum_I E_{ai}}{\partial (Q_y)_a} = 0, \quad \frac{\partial \sum_I E_{ai}}{\partial (Q_z)_a} = 0 \quad (2.95)$$

式 (2.95) を書き下すと，以下の連立方程式が得られる．

$$\begin{bmatrix} \sum_I \Delta x_{ai}^2 & \sum_I \Delta x_{ai} \Delta y_{ai} & \sum_I \Delta x_{ai} \Delta z_{ai} \\ \sum_I \Delta y_{ai} \Delta x_{ai} & \sum_I \Delta y_{ai}^2 & \sum_I \Delta y_{ai} \Delta z_{ai} \\ \sum_I \Delta z_{ai} \Delta x_{ai} & \sum_I \Delta z_{ai} \Delta y_{ai} & \sum_I \Delta z_{ai}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (Q_x)_0 \\ (Q_y)_0 \\ (Q_z)_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_I \Delta Q_{ai} \Delta x_{ai} \\ \sum_I \Delta Q_{ai} \Delta y_{ai} \\ \sum_I \Delta Q_{ai} \Delta z_{ai} \end{bmatrix} \quad (2.96)$$

この連立方程式を解き勾配を得る．

## 2.6.2 重み付き最小二乗法

コスト関数にセル間距離の重み  $w_{ai}$  を加える．

$$\begin{aligned} \sum_I w_{ai} E_{ai} &\rightarrow \min \\ \frac{\partial \sum_I w_{ai} E_{ai}}{\partial (Q_x)_a} = 0, \quad \frac{\partial \sum_I w_{ai} E_{ai}}{\partial (Q_y)_a} = 0, \quad \frac{\partial \sum_I w_{ai} E_{ai}}{\partial (Q_z)_a} = 0 \end{aligned} \quad (2.97)$$

重み  $w_{ai}$  は以下のようにセル中心間の距離の逆数を用いる．

$$w_{ai} = \frac{1}{\sqrt{(x_a - x_i)^2 + (y_a - y_i)^2 + (z_a - z_i)^2}} \quad (2.98)$$

## 2.6.3 Green-Gauss 法

Green-Gauss の公式に基づき勾配を計算する．Green-Gauss の公式は以下の式で表される．

$$\int_V \nabla Q dv = \int_S Q ds \quad (2.99)$$

ここで  $\nabla Q$  をセル内で一定とすると

$$\nabla Q = \frac{1}{V} \int_S Q ds \quad (2.100)$$

式 (2.100) をセルの代表値と表面ベクトルで以下の様に近似する．

$$\frac{1}{V} \int_S Q ds \approx \frac{1}{V} \sum_I Q_{ai} S_{ai} n_{ai} = \frac{1}{V} \sum_I \frac{Q_i + Q_a}{2} S_{ai} n_{ai} \quad (2.101)$$

$$\begin{bmatrix} (Q_x)_0 \\ (Q_y)_0 \\ (Q_z)_0 \end{bmatrix} = \frac{1}{V} \sum_k \frac{Q_i + Q_a}{2} S_{ai} \begin{bmatrix} (n_x) \\ (n_y) \\ (n_z) \end{bmatrix}_{ai} \quad (2.102)$$

#### 2.6.4 重み付き Green-Gauss 法

重みなしの Green-Gauss 法では式 (2.101) におけるセル表面での物理量  $Q_{ai}$  を隣接するセルの代表値との単純な平均値としている。重み付きの Green-Gauss 法では以下のように  $Q_{ai}$  を求める

$$Q_{ai} \approx \frac{|r_a|Q_i + |r_i|Q_a}{|r_i| + |r_a|} \quad (2.103)$$

ここで  $r_a, r_i$  はセル中心座標からセル境界中心座標へのベクトルをである。最終的に重み付きの Green-Gauss 法では以下の式を解く。

$$\begin{bmatrix} (Q_x)_0 \\ (Q_y)_0 \\ (Q_z)_0 \end{bmatrix} = \frac{1}{V} \sum_k \frac{|r_a|Q_i + |r_i|Q_a}{|r_i| + |r_a|} S_{ai} \begin{bmatrix} (n_x) \\ (n_y) \\ (n_z) \end{bmatrix}_{ai} \quad (2.104)$$

## 2.7 時間積分法

本計算では時間積分法として、陰解法の一つである LU-SGS (Lower Upper Symmetric Gauss Seidel) 法を採用した。LU-SGS 法は構造格子を対象に開発された手法であるが [42]、後に非構造格子にも適用されている [43, 44, 45]。

### 2.7.1 時間発展法

ナビエ-ストークス方程式の積分形

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V Q dv + \int_S \left[ F(Q) - \frac{1}{Re} F_v(Q) \right] \cdot ds = 0 \quad (2.105)$$

はセル  $a$ 、時間ステップ  $n$  において以下のように離散化できる。

$$\frac{V_a}{\Delta t} \Delta Q_a^n = -R_a(Q^n) \quad (2.106)$$

$$\Delta Q^n = Q^{n+1} - Q^n \quad (2.107)$$

ここで、 $R_a$  はセル  $a$  における流束の総和 (=残差) であり、以下のように表される。

$$R_a(Q^n) = \sum_{i \in I(a)} \left[ F_i(Q^n) - \frac{1}{Re} F_{iv}(Q^n) \right] S_i \quad (2.108)$$

$F$ ,  $F_v$  は非粘性・粘性流束であり、 $i \in I(a)$  はセル  $a$  に隣接するセル番号を表す。また、セル  $a$  からセル  $i$  に流入する流束を正としている。 $R$  は Residual と呼ばれる。本解析で扱う定常問題の場合  $\Delta Q_a \rightarrow 0$  のため、時間に関する項が無くなり

$$R_a(Q) = 0 \quad (2.109)$$

となる。しかし、式 (2.109) は流れのマッハ数によってその数学的特性を変えるため、特に遷音速の流れ場で解を得るのは困難を伴う。一方、定常解を求める場合にも、時間積分項を生かした式 (2.106) を用い、時間を進めれば漸近的に解が定常になると考えれば、 $t \rightarrow \infty$  のとき  $\Delta Q = 0$  となり、式 (2.109) と同じ解を求めることができる。また式 (2.106) の数学的特性はマッハ数によらない。よって、 $Q^{n+1} = Q^n + \Delta Q^n$  としながら反復して式 (2.106) を解き、全てのセルで  $\Delta Q = 0$  かつ  $R = 0$  となったときの  $Q^n$  を定常解とする手法が現在広く用いられている。この手法は時間発展法と呼ばれる。

### 2.7.2 陰解法

時間発展法は、 $R$  を求める時の  $Q$  の取り扱いによって、陽解法、陰解法の2種類に区別される。式 (2.106) は陽解法であり、 $R$  を  $n$  ステップの値のみで表している。一方、陰解法の場合  $R$  を  $n+1$  ステップの値も使って表す。一般的な時間発展法は次の形で表される。

$$\frac{V_a}{\Delta t} \Delta Q_a^n = -\beta R_a(Q^{n+1}) - (1 - \beta) R_a(Q^n) \quad (2.110)$$

ここで、 $\beta = 0$  のときオイラー陽解法、 $\beta = 0.5$  のときクランク・ニコルソン法、 $\beta = 1$  のときオイラー陰解法となる。一般的に陽解法はシンプルであり1ステップに必要な演算量は陰解法に比べて少ない。ただし、 $\Delta t$  の大きさに CFL (Courant Friedrichs Lewy) 条件と呼ばれる計算の安定性の為の制限がつく。CFL 条件は以下のように表される。

$$|\lambda_{max}| \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (2.111)$$

$|\lambda_{max}|$  は流束ヤコビ行列の最大の固有値,  $\Delta x$  は格子幅を表す. この条件は境界層の様な細かい格子解像度が必要な場合特に厳しく, 計算を安定的に行える  $\Delta t$  の幅は非常に小さくなる. 一方, 陰解法ではその様な制限がないため,  $\Delta t$  を大きく取れるのが特徴である. 定常解を得るまでの全体のコストは陰解法の方が小さい場合が多く, 現在は陰解法が用いられる事が多い. ここでは  $\beta = 1$  (オイラー陰解法) として考える.

$$\frac{V_a}{\Delta t} \Delta Q_a^n = -R_a(Q^{n+1}) \quad (2.112)$$

式 (2.112) を解くためには, 既知ではない  $Q^{n+1}$  を  $Q^n$  を使って表す必要がある. ここで,  $R_a(Q^{n+1})$  を以下の様に表す.

$$R_a(Q^{n+1}) \approx R_a(Q^n) + \sum_{k \in K} \left( \frac{\partial R_a}{\partial Q_k} \right)^n \Delta Q_k^n \quad (2.113)$$

$K$  は計算空間全てのセルを表す. 式 (2.112) は (2.113) を用いて以下の様な形となる.

$$\frac{V_a}{\Delta t} \Delta Q_a^n + \sum_{k \in K} \left( \frac{\partial R_a}{\partial Q_k} \right)^n \Delta Q_k^n = -R_a(Q^n) \quad (2.114)$$

全てのセルに対して式 (2.114) を解くには, 最終的には  $K \times K$  のブロック行列  $[P]$  を係数行列に持つ

$$[P] \Delta Q^n = -R(Q^n) \quad (2.115)$$

$$[P] = \left[ \frac{V}{\Delta t} I + \frac{\partial R}{\partial Q} \right] \quad (2.116)$$

を解く必要がある. しかし, 特に空間2次精度以上を扱う場合,  $[P]$  の中の,  $\frac{\partial R}{\partial Q}$  を厳密に扱うのは現実的ではない. しかし, 定常問題を扱う場合, 求めたい解は  $R(Q) = 0$  であり, 最終的な解の精度は式 (2.115) の右辺のみに依存する. よって, 式 (2.115) を解く上で,  $\Delta Q \rightarrow 0$  (収束) となるのであれば, 左辺の  $[P]$  を解きやすい形に近似しても最終的な解には影響しない. これまで様々な陰解法が提案されているが, それぞれ  $[P]$  の近似に特徴がある.

## 2.7.3 LU-SGS 法

本解析で用いた LU-SGS 法では以下のように式 (2.115) の係数行列  $[P]$  を近似する。まず、ヤコビ行列  $\frac{\partial R}{\partial Q}$  における流束は非粘性流束のみを考慮する。

$$\frac{\partial R_a}{\partial Q_k} = \frac{\partial}{\partial Q_k} \sum_{i \in I} \left[ F_i(Q) - \frac{1}{Re} F_{iv}(Q) \right] S_i \approx \frac{\partial}{\partial Q_k} \sum_{i \in I} F_i(Q) S_i \quad (2.117)$$

ここで非粘性流束を一次精度の風上差分で表すとし、 $F_i(Q)$  は  $Q_a, Q_i$  のみの関数となり、以下のように変形できる。

$$F_i(Q) \approx F_i(Q_a, Q_i) = F_i^+(Q_a) + F_i^-(Q_i) \quad (2.118)$$

$F^+, F^-$  は正と負の固有値に対応する流束であり、それぞれ風上側のセルの値から求められるとしている。以上の近似から式 (2.114) の  $\frac{\partial R}{\partial Q} \Delta Q$  は以下の様に表される。

$$\sum_{k \in K} \frac{\partial R_a}{\partial Q_k} \Delta Q_k \approx \sum_{i \in I} \left( \frac{\partial F_i^+}{\partial Q_a} \Delta Q_a + \frac{\partial F_i^-}{\partial Q_i} \Delta Q_i \right) S_i = \sum_{i \in I} \left( A_i^+ \Delta Q_a + A_i^- \Delta Q_i \right) S_i \quad (2.119)$$

$$A_i^+ = R(Q_a) \Lambda^+(Q_a) R^{-1}(Q_a) \quad (2.120)$$

$$A_i^- = R(Q_i) \Lambda^-(Q_i) R^{-1}(Q_i) \quad (2.121)$$

$R \Lambda R^{-1}$  は  $A$  の対角化された表現である。、固有値行列  $\Lambda^\pm$  の各成分は以下の様に表される。

$$\lambda^\pm = \frac{\lambda \pm |\lambda|}{2} \quad (2.122)$$

を式 (2.119) を用いると式 (2.114) は以下の様になる。

$$\left( \frac{V_a}{\Delta t} I + \sum_{i \in I} A_i^+ S_i \right) \Delta Q_a^n + \sum_{i \in I} A_i^- S_i \Delta Q_i^n = -R_a(Q^n) \quad (2.123)$$

となる。ここで式 (2.123) を以下の様に変形できる。

$$\left( \frac{V_a}{\Delta t} I + \sum_{i \in I} A_i^+ S_i \right) \Delta Q_a^n + \sum_{i \in L(a)} A_i^- S_i \Delta Q_i^n + \sum_{i \in U(a)} A_i^- S_i \Delta Q_i^n = -R_a(Q^n) \quad (2.124)$$

$L(a)$  はセル  $a$  に隣接するセルでセル番号が  $a$  より小さいものを,  $U(a)$  はセル番号が  $a$  より大きいものを示す. 式 (2.124) を以下の様に 2 段階に分けて解く.

$$\Delta Q_a^* = D_a^{-1} \left[ -R_a(Q^n) - \sum_{i \in L(a)} A_i^- S_i \Delta Q_i^* \right] \quad (2.125)$$

$$\Delta Q_a^n = \Delta Q_a^* - D_a^{-1} \sum_{i \in U(a)} A_i^- S_i \Delta Q_i^n \quad (2.126)$$

ここで

$$D_a = \left( \frac{V_a}{\Delta t} I + \sum_{i \in I} A_i^+ S_i \right) \quad (2.127)$$

式 (2.125) は Forward sweep, 式 (2.126) を Backward sweep と呼ばれる. この様に解くことで式 (2.125) と式 (2.126) の右辺における,  $\Delta Q_i^*$ ,  $\Delta Q_i$  はすでに更新されている値を用いることができる. 次に, 以下の様なヤコビ行列の近似を導入する.

$$A^\pm = \frac{1}{2} (A \pm \rho_A I) \quad (2.128)$$

ここで  $\rho_A$  はスペクトル半径であり, 粘性流れでは以下の式で求められる.

$$\rho_A = |u_n| + c + \frac{2\mu}{Reph} \quad (2.129)$$

また, ヤコビ行列の性質から次の関係が成り立つ.

$$\sum_i^I A S_i = 0 \quad (2.130)$$

式 (2.128), (2.130) を用いると  $D$  は以下の様になる.

$$D_a = \left( \frac{V_a}{\Delta t} + \frac{1}{2} \sum_{i \in I} \rho_{Ai} S_i \right) I \quad (2.131)$$

また, 式 (2.125) と式 (2.126) の右辺の項も式 (2.128) を用いて以下の様に変形する.

$$A_i^- S_i \Delta Q_i = \frac{1}{2} (A_i \Delta Q_i - \rho_A \Delta Q_i) S_i \quad (2.132)$$

$A \Delta Q$  は流束の増分  $\Delta F$  なので

$$A_i \Delta Q_i \approx F(Q_i + \Delta Q_i) - F(Q_i) \quad (2.133)$$



という近似を用いると、最終的に LU-SGS 法は行列演算を含まない以下の2段階の演算を行うことになる。

$$\Delta Q_a^* = D_a^{-1} \left[ R_a - \frac{1}{2} \sum_{i \in L(a)} [(F(Q_i + \Delta Q_i^*) - F(Q_i) - \rho_A \Delta Q_i^*) S_{ai}] \right] \quad (2.134)$$

$$\Delta Q_a = \Delta Q_a^* - D_a^{-1} \frac{1}{2} \sum_{i \in U(a)} [(F(Q_i + \Delta Q_i) - F(Q_i) - \rho_A \Delta Q_i) S_{ai}] \quad (2.135)$$

ここで、

$$F(Q) = \begin{pmatrix} \rho u_n \\ \rho u_n u + p n_x \\ \rho u_n v + p n_y \\ \rho u_n w + p n_z \\ \rho u_n H \end{pmatrix} \quad (2.136)$$

である。

LU-SGS 法は行列の反転を必要とせず、1ステップに必要な計算コストは陽解法と同程度である [45]、また、CFL 数を大きく取ることができ、必要なメモリー量も多くはない。当然ヤコビ行列を近似しているため、厳密なヤコビ行列を用いる場合に比べて、1ステップの収束性は低下するが、収束解を得るための全体の計算コストは非常に優れている。

#### 2.7.4 セル番号の並び替え

非構造格子における LU-SGS 法では、Gauss-Seidel 法のように随時すでに更新された値を用いるため、Forward sweep (式 (2.134)) ではセル番号の小さいものから、Backward sweep (式 (2.135)) ではセル番号の大きいものからそれぞれ計算を行う。しかし、非構造格子の場合はセル番号の並びに規則性がないため、Forward sweep と Backward sweep の計算配分に偏りが生じることがある。この場合、収束性が低下することが知られている [44]。そこで本解析では Cuthill-McKee 法 [46] を用いてセルの並び替えを行う。図 2.9 にその一例を示す。セルの中心座標の一番小さいものから始め、その隣接するものに順にセル番号を振っていく。この場合、Forward sweep, Backward sweep それぞれの計算で用いられるセルの割合が近い値になる。

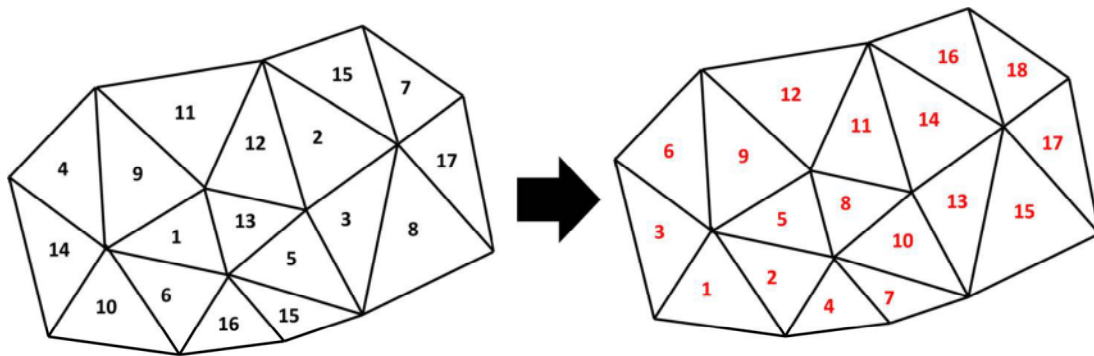


図 2.9 セルの番号の並び替え

### 2.7.5 局所時間刻み法

本解析では収束の加速の為に局所時間刻み法を用いている．定常解を目的とした場合，完全に収束するまでの過渡変化がどのようなものであっても，最終的な解には影響しない．よって収束を早めるため，各セル毎の  $\Delta t$  の幅を異なるものとする局所時間刻み法がよく用いられる．本解析では，CFL 数を一定として，以下の式で各セルごとに  $\Delta t$  を計算している．

$$\Delta t = CFL \frac{V_a}{\max(\rho_A S_{ai})} \quad (2.137)$$

局所時間刻みにおける，過渡変化は非物理的なものになるため，一般的に計算のロバスト性は低下する．よって時間発展法の初期段階など計算が破綻しやすい場合には，全てのセルの  $\Delta t$  を同一として計算を行う場合もある．

## 2.8 乱流モデル

本研究で扱う流れ場の  $Re$  数域では層流から乱流への遷移が起きるため，乱流の影響を考慮した解析を行う必要がある．乱流の計算を行う場合，乱流の現象が解像できる格子サイズまで計算格子を切り，ナビエ-ストークス方程式を解くことが一番厳密な方法である．この手法は DNS (Direct Numerical Simulation) と呼ばれる．しかし，乱流の現象を支配する乱れのスケール幅は高  $Re$  数流れでは非常に大きく，一般に乱流現象に主要な渦の最大と最少のスケール比は  $Re^{\frac{3}{4}}$  である．つまり，三次元流れにおいて，主要な渦構造を全て解像するには  $Re^{\frac{9}{4}}$  の格子が必要となる [47]．航空機の流れにおける  $Re$  数は一般に  $10^6 \sim 10^8$  であり，DNS による解析は現代の最高性能の計算機をもっ

としても現実的ではない。そこで、乱流現象のモデル化が必要となる。代表的な手法としては

- LES (Large Eddy Simulation)
- DES (Detached Eddy Simulation)
- RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations)

が挙げられる。上から順にモデル化の程度が小さい。LES の場合は格子で解像できる現象（グリッドスケール）までは直接計算，格子サイズ以下の現象（サブグリッドスケール）はモデル化を行う。RANS は全てのスケールの乱流現象をモデル化する。また，DES は LES と RANS のハイブリットな手法である。本解析では RANS によって乱流のモデル化を行う。RANS におけるモデル化の割合は他の手法に比べて大きい，本研究で主に扱う剥離を伴わない流れ場では経験上実用的な解が得られている。

本解析ではまず以下に示す，ナビエ-ストークス方程式にレイノルズとファールブルによる乱流現象の平均化を行い，圧縮性乱流における RANS 方程式を導く。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2.138)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.139)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho H u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.140)$$

以上の式は総和規約によるナビエ-ストークス方程式の表現であり，無次元化はされていない。\$E\$, \$H\$ はそれぞれ単位密度あたりの全エネルギーと全エンタルピーであり，その他の物理量はこれまでに示してきたものと同じである。本解析ではブジネスクによる渦粘性近似の下，1 方程式乱流モデルである SA (Spalart-Allmaras) モデル [48] の修正版である SA-noft2 (Spalart-Allmaras without ft2 term) と SA-noft2-R (Spalart-Allmaras without ft2 term with Rotation correction) モデル [49] を用いて RANS 方程式を解く。以下その概要を示す。

### 2.8.1 レイノルズ平均による非圧縮性乱流の方程式

まず、レイノルズによる乱流現象の平均化（レイノルズ平均）について示す。レイノルズは不規則な乱れを含む乱流を表現するため物理量の変化を平均量と変動量に分けた。

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.141)$$

ここで  $\bar{f}$  は平均量， $f'$  は変動量である。平均量の求め方には自由度があるがここでは，以下の様な時間平均を考える。

$$\bar{f} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f dt \quad (2.142)$$

ここで  $T$  は，乱流成分の時間スケールより十分大きく，乱流成分以外の流れ場の時間スケールより十分小さいものとする。平均量と変動量には以下の様な関係が成り立つ。

$$\bar{f}' = 0 \quad (2.143)$$

$$\overline{\bar{f}f'} = \bar{f}\bar{f}' = 0 \quad (2.144)$$

$$\overline{c_1 f + c_2 f} = c_1 \bar{f} + c_2 \bar{f} \quad (2.145)$$

$$\overline{\frac{\partial f}{\partial t}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \quad (2.146)$$

非圧縮性ナビエ-ストークス方程式の物理量を式 (2.141) によって分割し，式全体にレイノルズ平均を取ると，非圧縮性における RANS 方程式を導くことができる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.147)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) \quad (2.148)$$

この方程式は  $\overline{\rho u'_i u'_j}$  を除いて非圧縮性のナビエ-ストークス方程式と同一である。 $\overline{\rho u'_i u'_j}$  はレイノルズ応力と呼ばれ乱流の微小変動による運動量変化を表す。乱流の影響は唯一この項に集約される事になる。ここまでの式変形は厳密であるが，式 (2.147)，(2.148) の方程式を数学的に閉じるために，レイノルズ応力の値をなんらかの形で求める必要がある。

### 2.8.2 レイノルズ平均とファール平均による圧縮性乱流の方程式

圧縮性流体では密度と温度の乱流変動も考慮しなければならない。しかし、例えば連続の式である、式 (2.138) にレイノルズ平均を適用すると以下の様になる。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i + \overline{\rho' u'_i}) = 0 \quad (2.149)$$

この場合、非圧縮性流体の RANS 方程式に比べて、密度変動に関わる未知量 ( $\overline{\rho' u'_i}$ ) が現れる。また運動量、エネルギーの式にも密度変動に関わる多数の未知量が現れ、非常に複雑な方程式を扱うことになってしまう。この煩雑さを回避するため、ファール平均は以下の様な平均化を提案した。

$$f = \tilde{f} + f'' \quad (2.150)$$

$$\tilde{f} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho f dt \quad (2.151)$$

ここで  $\tilde{f}$ ,  $f''$  はそれぞれファール平均による平均量と変動量を表す。ここで例えば、レイノルズ平均された  $\bar{\rho}$  とファール平均された  $\tilde{u}_i$  の積を考えると式 (2.151) から以下の関係が成り立つ。

$$\bar{\rho} \tilde{u}_i = \bar{\rho} \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho u_i dt = \overline{\rho u_i} \quad (2.152)$$

また、 $\overline{\rho u_i}$  を平均量と物理量に分けて展開すると

$$\bar{\rho} \tilde{u}_i = \bar{\rho} \bar{u}_i + \overline{\rho' u'_i} \quad (2.153)$$

となる。式 (2.149) に式 (2.153) を代入すると

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (2.154)$$

となり、密度の変動量に関わる項をなくすことができ、解くべき式は簡略化される。

ナビエ-ストークス方程式、式 (2.138) - (2.140) における密度と圧力はレイノルズ平均を、その他の変数にはファール平均を取ると、以下の様な圧縮性乱流における RANS 方程式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (2.155)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tilde{\tau}_{ij} - \bar{\rho}\widetilde{u_i''u_j''}) \quad (2.156)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{E}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{H}\tilde{u}_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( k \frac{\partial\tilde{T}}{\partial x_j} - \bar{\rho}\widetilde{u_j''h''} + \widetilde{\tau_{ij}u_i''} - \bar{\rho}\widetilde{u_j''K} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \tilde{u}_i (\tilde{\tau}_{ij} - \bar{\rho}\widetilde{u_i''u_j''}) \right] \end{aligned} \quad (2.157)$$

ここで  $K$  は以下の量を表す.

$$\tilde{K} = \frac{1}{2}\widetilde{u_i''u_i''} \quad (2.158)$$

圧縮性乱流における RANS 方程式では、ナビエ-ストークス方程式と比べて、以下の変動量に関する項が現れる.

- $\bar{\rho}\widetilde{u_i''u_j''}$  : レイノルズ応力
- $\bar{\rho}\widetilde{u_j''h''}$  : 熱の乱流輸送
- $\widetilde{\tau_{ij}u_i''}$  : 乱流運動エネルギーの分子拡散
- $\bar{\rho}\widetilde{u_j''K}$  : 乱流運動エネルギーの乱流輸送

解を得るには、これらの項を何らかの形で求める必要がある。一般に極超音速流れ以外では、乱流運動エネルギーの分子拡散と乱流輸送は無視されたため、レイノルズ応力  $\bar{\rho}\widetilde{u_i''u_j''}$  と熱の乱流輸送  $\bar{\rho}\widetilde{u_j''h''}$  の値が必要となる。

### 2.8.3 ブジネスクによる渦粘性近似

非圧縮性乱流の RANS 方程式ではレイノルズ応力、加えて圧縮性乱流では熱の乱流輸送の項が未知であり、なんらかの形で値を与えて、方程式を数学的に閉じる必要がある。例えば、非圧縮性乱流におけるレイノルズ応力  $\tau_{ij}^R$  の厳密な輸送方程式はナビエ-ストークス方程式から導くことができる。ナビエ-ストークス方程式の運動量保存の式に速度の変動量を掛けあわせることで、以下の式が得られる [50].

$$\begin{aligned} \frac{\partial\tau_{ij}^R}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial\tau_{ij}^R}{\partial x_k} &= -\tau_{ik}^R \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_k} - \tau_{jk}^R \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_k} + 2\mu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}} \\ &+ \overline{u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_j}} + \overline{u_j' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \nu \frac{\partial\tau_{ij}^R}{\partial x_k} + \overline{\rho u_i' u_j' u_k'} \right] \end{aligned} \quad (2.159)$$

$$\tau_{ij}^R = -\overline{\rho u_i' u_j'} \quad (2.160)$$

式 (2.159) は厳密な方程式だが，式の中に新たな未知の項が現れている．つまり，いくらそれぞれの未知量の厳密な輸送方程式を導いても，更に新たな未知の項が現れるため方程式が閉じることはない．方程式を閉じるためには，これらの未知量の何らかのモデル化が必要となる．

本解析ではブジネスクによる渦粘性近似を用いて，レイノルズ応力と熱の乱流輸送をモデル化する．渦粘性近似は，分子粘性と乱流によって生じる応力の類似性に基づく近似である．分子粘性はマイクロスケールの分子の擾乱による運動量輸送によって生じるが，同様の現象が乱流の微小変動によっても生じると仮定している．渦粘性近似では圧縮性乱流におけるレイノルズ応力  $\tau_{ij}^F$  を以下の様に表す．

$$\tau_{ij}^F = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = 2\mu_t \tilde{S}_{ij} - \left(\frac{2\mu_t}{3}\right) \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \overline{\rho} \tilde{K} \delta_{ij} \quad (2.161)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (2.162)$$

$\mu_t$  は渦粘性と呼ばれ，この値を求める様々なモデルが存在する． $\tilde{K}$  も未知であるが，本解析で用いる SA (Spalart-Allmaras) モデルではその影響を無視する．また，熱の乱流輸送は次の様にモデル化される．

$$\overline{\rho u_j'' h''} = -\kappa_t \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (2.163)$$

ここで  $\kappa_t$  は乱流熱伝導率であり，以下のように定義される．

$$\kappa_t = c_p \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (2.164)$$

$Pr_t$  は乱流プラントル係数であり，空気では一般に 0.9 である．

以上の様にレイノルズ応力と熱の乱流輸送にモデル化を適用する場合，最終的に，層流解析の場合の粘性応力と熱伝導率を以下のように置き換えれば良い．

$$\mu \rightarrow \mu + \mu_t \quad (2.165)$$

$$\kappa \rightarrow \kappa + \kappa_t = c_p \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \quad (2.166)$$

### 2.8.4 SA-noft2 モデル

前節までに示したとおり，RANS 方程式による乱流の数値解析では  $\mu_t$  のモデル化が必要となる．本解析では SA モデルの修正モデルである SA-noft2 モデルと SA-noft2-R モデルを用いて  $\mu_t$  を求める．

本節ではまず SA-noft2 モデルについて述べる．Spalart らは次元解析，ガリレイ不変性，及び，二次元混合層，後流，平板境界層等の実験値から渦粘性に類似した変数  $\hat{\nu}$  の輸送方程式を導いた．

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \hat{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \hat{\nu}}{\partial x_j} = & \rho C_{b1} \hat{S} \hat{\nu} + \frac{M_\infty \rho}{Re_\infty \sigma} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\nu + \hat{\nu}) \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_j} \right) + C_{b2} \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_i} \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_i} \right] \\ & - \frac{M_\infty}{Re_\infty} C_{w1} f_w \left( \frac{\hat{\nu}}{d} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.167)$$

ここで

$$\hat{S} = \Omega + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\hat{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (2.168)$$

$$\Omega = |\text{rot} \vec{u}| \quad (2.169)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (2.170)$$

$$f_w = r_{sw} g \left[ \frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}} + (1 - r_{sw})(1 + C_{w3}^6)^{\frac{1}{6}} \quad (2.171)$$

$$g = r_{sw} [r + C_{w2}(r^6 - r)] \quad (2.172)$$

$$r = \frac{\hat{\nu}}{\max[\hat{S} \kappa^2 d^2, \epsilon]} \quad (2.173)$$

$$r_{sw} = \frac{1}{2} - \text{sign} \left( \frac{1}{2}, r - 4 \right) \quad (2.174)$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma} \quad (2.175)$$

係数はそれぞれ  $C_{b1} = 0.1355$ ,  $C_{b2} = 0.622$ ,  $\sigma = \frac{2}{3}$ ,  $\kappa = 0.41$ ,  $C_{w2} = 0.3$ ,  $C_{w3} = 2$  である．また  $d$  は最も近い壁からの距離を表す．式中的変数は式 (2.1) -



(2.5) の無次元化がなされている。渦粘性係数  $\mu_t$  は  $\hat{\nu}$  より、以下の様に求めることができる。

$$\mu_t = \rho \hat{\nu} f_{v1} \quad (2.176)$$

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad (2.177)$$

$$\chi = \frac{\hat{\nu}}{\nu} \quad (2.178)$$

ここで  $C_{v1} = 7.1$  である。

本解析ではオリジナルの SA モデルから遷移項（文献 [48] における  $f_{t2}$  に係る項）を無視している。遷移項の影響は小さく、多くの場合無視される [51]。またオリジナルの SA モデルでは、 $\rho \hat{\nu}$  ではなく、 $\hat{\nu}$  の輸送方程式を解いている。「壁乱流でマッハ数 5 まで、自由乱流でマッハ数 1.5 まで、密度変動の乱れへの影響は無視できる（Morkovin の仮説 [52]）」ため、一般に非圧縮性乱流用のモデルが圧縮性乱流に流用されることが多い。本解析では、 $\rho \hat{\nu}$  の輸送方程式を解くことで、文献 [53] でも見られる通り、簡易的に圧縮性の影響が考慮されている。

式 (2.167) の右辺の各項は以下の様な役割を持つ。

- $\rho C_{b1} \hat{S} \hat{\nu}$  : 生成項
- $\frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\rho}{\sigma} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\nu + \hat{\nu}) \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_j} \right) + C_{b2} \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_i} \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_i} \right]$  : 拡散項
- $\frac{M_\infty}{Re_\infty} C_{w1} f_w \left( \frac{\hat{\nu}}{d} \right)^2$  : 消滅項

Spalart らはまず自由せん断層流れにおける乱流の影響を生成項と拡散項によってモデル化し、その後、消滅項と式 (2.176) の補正を加えて、乱流境界層を解像できるようにした。SA モデルは大規模な剥離を伴う流れの場合、剥離領域を過大に予測することがあるが [54]、遷音速域の航空機形態の流れでは非常に良好な解を得られることが確認されており [55, 56]、現在航空機の CFD 解析で最も広く使われている乱流モデルである。

### 2.8.5 SA-noft2-R

SA-noft2-R モデルでは SA モデルの計算中で渦度が歪み速度を超える時、渦粘性の生成を抑える修正が施されている。これは翼端渦の渦中心などにおける、乱流粘性の過剰生成を防ぐ効果がある。SA-noft2 モデルにおける  $\hat{S}$  を以

下の式で評価し，生成項を修正する．

$$\hat{S} = C_{rot} \min(S, \Omega) + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\hat{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (2.179)$$

$C_{rot}$  は経験的に決められる定数であり，本解析では 1.0 としている．

### 2.8.6 乱流モデルの取り扱い

計算過程において，式 (2.167) を他の輸送方程式（質量，運動量，エネルギー）と共に解く必要がある．式 (2.167) の特性はその他の輸送方程式と類似しており，これまで述べてきた手法に準拠したやり方で解を求める．対流項は非粘性流束の手法，拡散項の第一項は粘性流束の手法，その他の項はソース項として扱う．

## 2.9 初期条件，境界条件

### 2.9.1 初期条件

計算における初期条件は全て一様流の値である．

$$\begin{bmatrix} \rho \\ u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_{ini} = \begin{bmatrix} \rho_\infty \\ u_\infty \\ v_\infty \\ w_\infty \\ p_\infty \end{bmatrix} \quad (2.180)$$

また SA モデルにおける  $\hat{\nu}$  の初期値は，確実に乱流遷移するように

$$\hat{\nu}_{ini} = 3.0\nu_\infty \quad (2.181)$$

としている [57]．

### 2.9.2 境界条件

境界条件の取り扱いには，境界に隣接するセルに直接値を代入する直接代入方式と，図の様に境界を超えた先に仮想のセルを置き，その仮想セルに値を与える仮想セル方式がある．本解析では仮想セル方式を用いる．

本解析においては，以下の境界条件が用いられる．

- 一様流境界 (Far-field B.C.)
- 滑り無し壁境界 (Non-slip wall B.C.)
- 滑り壁 (対称) 境界 (Symmetric B.C.)
- 静圧固定流境界 (Out-flow B.C.)
- 全温・全圧固定流入境界 (In-flow B.C.)
- 多孔壁境界 (Porous wall B.C.)

以下, それぞれの境界条件について示す. 多孔壁境界条件については 3.3.5 節に示す.

### 2.9.2.1 一様流境界条件 (Far-field B.C.)

全て一様流の値で固定された境界条件である.

$$\begin{bmatrix} \rho \\ u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_D = \begin{bmatrix} \rho_\infty \\ u_\infty \\ v_\infty \\ w_\infty \\ p_\infty \end{bmatrix} \quad (2.182)$$

$$\hat{\nu}_D = 3.0\nu_\infty \quad (2.183)$$

ここで  $D$  は仮想セルの値を示している.

### 2.9.2.2 滑り無し壁境界 (Non-slip wall B.C.)

境界面で全ての方向の速度を 0 とした境界条件である.

$$\begin{bmatrix} \rho \\ u_n \\ u_{t1} \\ u_{t2} \\ p \end{bmatrix}_D = \begin{bmatrix} \rho_B \\ -u_{nB} \\ -u_{t1B} \\ -u_{t2B} \\ p_B \end{bmatrix} \quad (2.184)$$

$$\hat{\nu}_D = -\hat{\nu}_B \quad (2.185)$$

ここで,  $B$  は境界に隣接するセルの値を示している.

## 2.9.2.3 滑り壁 (対称) 境界 (Symmetric B.C.)

壁に垂直方向速度成分のみを 0 とした境界条件であり，粘性を考慮しない壁面の条件として用いられる．また，対称面境界も同様の計算式となる．

$$\begin{bmatrix} \rho \\ u_n \\ u_{t1} \\ u_{t2} \\ p \end{bmatrix}_D = \begin{bmatrix} \rho_B \\ -u_{nB} \\ u_{t1B} \\ u_{t2B} \\ p_B \end{bmatrix} \quad (2.186)$$

$$\hat{v}_D = \hat{v}_B \quad (2.187)$$

## 2.9.2.4 静圧固定流出境界条件 (Out-flow B.C.)

流出境界では亜音速の場合，境界の外の影響も加味しなければならない．本解析では，静圧の値のみなんらかの値で固定し，その他の値は境界に隣接するセルから外挿している．また流れの逆流は起きないものとしている．

$$\begin{bmatrix} \rho \\ u_n \\ u_{t1} \\ u_{t2} \\ p \end{bmatrix}_D = \begin{bmatrix} \rho_B \\ \min(0, u_{nB}) \\ u_{t1B} \\ u_{t2B} \\ p_{fix} \end{bmatrix} \quad (2.188)$$

$$\hat{v}_D = \hat{v}_B \quad (2.189)$$

## 2.9.2.5 全温・全圧固定流入境界 (In-flow B.C.)

流入境界で全温と全圧を固定する．他の物理量は全温・全圧と計算空間内部の圧力から求める．

$$p' = \min(p_B, p_T) \quad (2.190)$$

$$M'^2 = \frac{2}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{p_T}{p'} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (2.191)$$

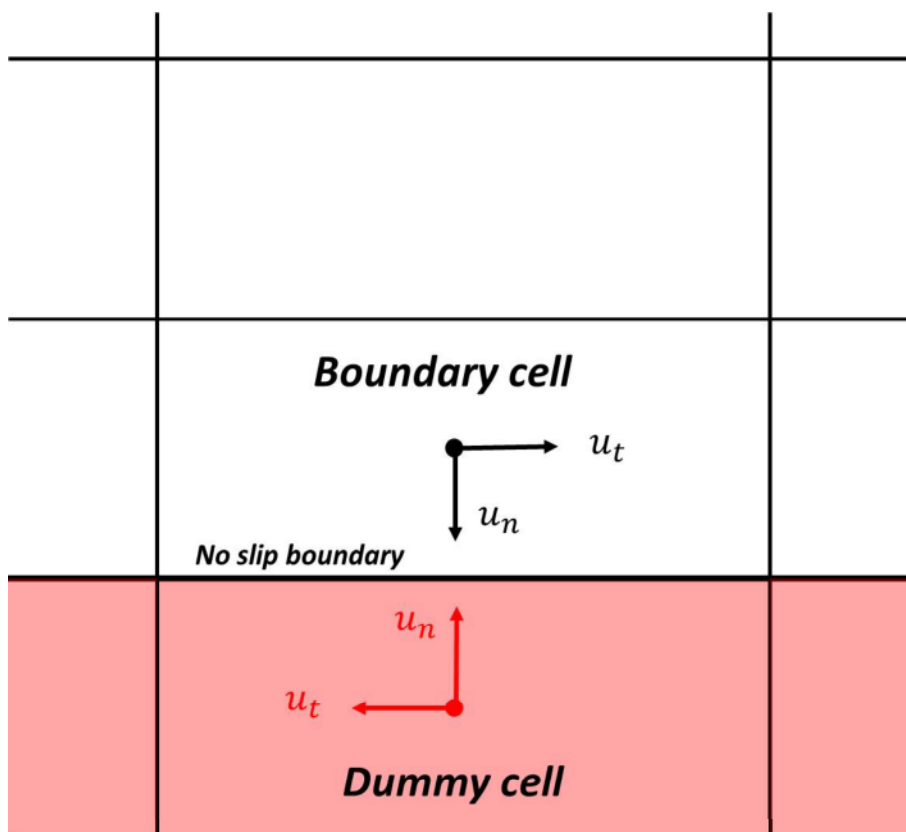


図 2.10 仮想セルによる境界条件（滑り無し壁境界の場合）

$$T' = \frac{T_T}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M'^2} \tag{2.192}$$

$$\begin{bmatrix} \rho \\ u_n \\ u_{t1} \\ u_{t2} \\ p \end{bmatrix}_D = \begin{bmatrix} \gamma \frac{p'}{T'} \\ M\sqrt{T'} \\ u_{t1B} \\ u_{t2B} \\ p' \end{bmatrix} \tag{2.193}$$

$$\hat{\nu}_D = 3.0\nu_\infty \tag{2.194}$$

## 第3章

# 風洞多孔壁モデル

本章では，新たに開発した多孔壁モデルについて述べる．既存の多孔壁モデルは，適用範囲が風洞の流れ場とは異なるモデルや，適用条件ごとに経験的なパラメータの調整が必要なモデルであり，遷音速風洞の多孔壁に適用できる実用的なモデルは存在しない．よって本研究では，遷音速風洞の流れ場に適用できるパラメータフリーなモデルの開発を目指す．まず，単一孔を通過する流れ場の解析を CFD・実験を用いて行い，差圧-流量の関係式から成る単一孔モデルを開発した．そして，単一孔モデルに空隙率（壁と孔の面積比）の影響を考慮して，多孔壁の流れを取り扱えるモデルに拡張した．多孔壁モデルに関する詳細は筆者の卒業論文 [58] 及び修士論文 [59] に詳しく書かれている．以下，その概略について示す．

### 3.1 従来の多孔壁モデル

本章では既存の多孔壁モデルの代表例を示す．過去の研究では大きく分けて以下の2つのアプローチを取っている．

- ノズル通過流れの理論式に補正を加えたもの
- 多孔壁の通過流量と圧力差の関係を線形と仮定してモデル化したもの

以下それぞれの代表的な研究を紹介する．

#### 3.1.1 Harloff モデル・修正 Harloff モデル

ノズル通過流れの理論式を基にした多孔壁モデルとして，Harloff のモデル [60] とそれに修正を施した赤塚らによる修正 Harloff モデル [61] がある．

Harloff モデルは、超音速エンジンのインテークで用いられる多孔壁を対象として開発されたモデルである。Harloff モデルは多孔壁を通過する流量を以下の式で与える。

$$(\rho v)_{porous} = C_{dH} \rho_{wall} v_{hole} P_o \quad (3.1)$$

ここで  $P_o$  は多孔壁の空隙率、 $(\rho v)_{porous}$  は多孔壁を通過する質量流量、 $\rho_{wall}$  は壁面での密度である。 $v_{hole}$  はノズル通過流れの理論から以下の様に求められる。

$$v_{hole} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_{wall}}{\rho_{wall}} \left\{ 1 - \left( \frac{p_{plenum}}{p_{wall}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\}} \quad (3.2)$$

多孔壁の流れは、ノズルの流れに対し、その垂直方向の流れの影響が加わったものと考え、その影響を Harloff は流出係数という形で評価した。Harloff の流出係数  $C_{dH}$  は以下の式で表される。

$$C_{dH} = C_{dB} + \Delta C_D^p + \Delta C_D^\theta + \Delta C_D^{L/D} \quad (3.3)$$

$$\begin{cases} C_{dB} = 0.9800 - 0.2077P_r + 1.4526P_r^2 - 4.6701P_r^3 + 5.1608P_r^4 - 1.8960P_r^5 \\ \Delta C_D^p = -0.46(P_r - 0.5) \\ \Delta C_D^\theta = -0.06 - 0.4(M_\infty - 0.6) \\ \Delta C_D^{L/D} = 0.08 \\ P_r = \frac{p_{plenum}}{p_{wall}} \end{cases} \quad (3.4)$$

ここで  $C_{dB}$  は、Bragg による圧縮性を考慮した流出係数 [62] を多項式近似したもの、 $\Delta C_D^p$  は孔内部での剥離の影響の補正、 $\Delta C_D^\theta$  は壁と孔の傾きの補正、 $\Delta C_D^{L/D}$  は孔直径と深さの比の影響を補正した項である。JTWT の多孔壁の条件では式 (3.4) となる。

Harloff は実験的にこの流出係数を求めたが、これは流出（風洞流路→プレナム室）の場合のみを解析の対象としている。Harloff モデルを流入（プレナム室→風洞流路）の場合に用いると、計算される流量が過多になるという結果が赤塚らにより示された。そこで赤塚らは流入の場合の流出係数を CFD 解析から求め、その結果から修正 Harloff モデルを開発した。以下の式が修正 Harloff モデルとなる。

$$C_{dH} = 0.2759\Delta Cp^3 - 1.0613\Delta Cp^2 + 1.5808\Delta Cp - 0.0074 \quad (3.5)$$

ここで  $\Delta C_p$  は多孔壁を介した圧力差であり以下のように定義される。

$$\Delta C_p = \frac{p_{wall} - p_{plenum}}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}u_{\infty}^2} \quad (3.6)$$

流出時は式 (3.3), (3.4) をそのまま用いる。

図 3.1 に多孔壁での差圧に対する通過流量の関係を示す。ここで質量流量  $m$  は無次元化され以下のように定義される。

$$m = \frac{(\rho v)_{porous}}{(\rho u)_{\infty}} \quad (3.7)$$

修正 Harloff モデルは、実験値と良く一致する精度の高いモデルである。また、孔の直径と深さの比や一様流マッハ数の影響も検証されており、適用性が高い。しかし、このモデルを遷音速風洞の多孔壁の条件下で用いると、精度が十分でないことが確認されている [29]。その原因として、遷音速風洞の多孔壁の差圧と修正 Harloff モデルの差圧の適用範囲が異なっている事が考えられる。図 3.2 に JJWT テストセクションでの上壁・下壁・側壁における多孔壁の差圧分布を示す。縦軸は圧力係数を、横軸は風洞主流方向の位置を示している ( $6000 \leq STA \leq 9000$  は多孔壁)。風洞多孔壁は差圧が全般に  $-0.02 \leq \Delta C_p \leq 0.02$  程度と比較的小さい値となる。一方で、修正 Harloff モデルはより高い差圧を適用範囲として開発されたモデルであり、風洞多孔壁の様な低差圧下での使用には検証が必要である。

### 3.1.2 Mokry による線形モデル

Mokry らは多孔壁の差圧と流量の関係を経験的に線形と仮定して以下のモデルを提案した [63]。

$$\frac{v_{porous}}{u_{\infty}} = \sigma \frac{p_{wall} - p_{plenum}}{\rho_{\infty}u_{\infty}^2} \quad (3.8)$$

ここで  $\sigma$  は porosity parameter と呼ばれ、モデルの精度を決定するが、具体的な値は示されておらず経験的な調整が必要である。

Mokry の提案した線形モデルと、非線形の Harloff モデルは傾向が異なる。そのため、どちらが遷音速風洞の条件下で適切に検証する必要がある。本研究では風洞多孔壁における低い差圧での解析とともに、修正 Harloff モデルが本来使用されるべきより高い差圧での解析も行い、それらの結果から過去の2つのモデルに対する検討を行った。



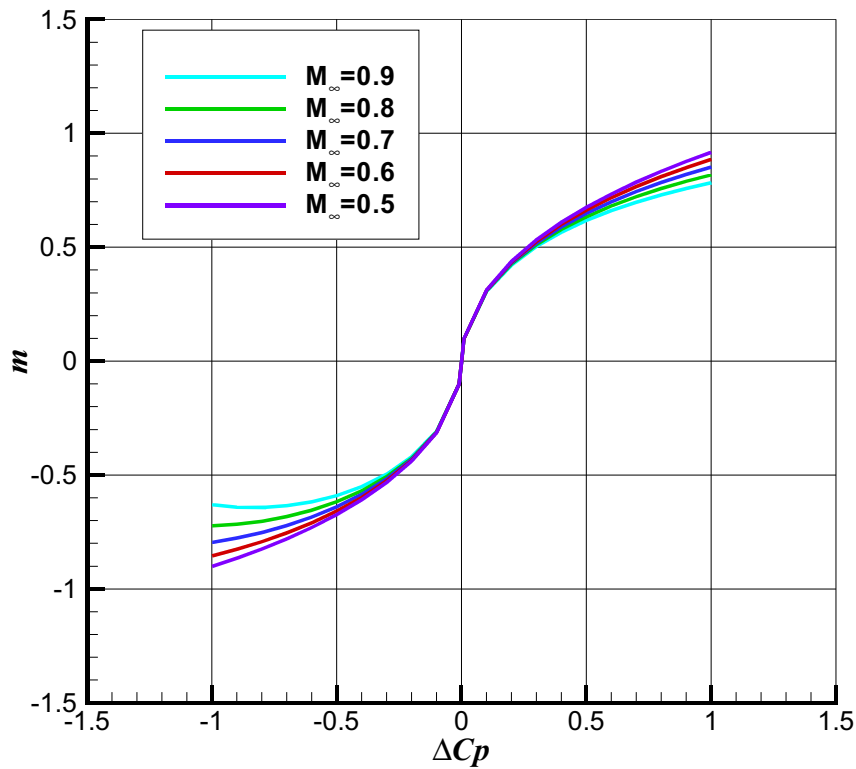


図 3.1 修正 Harloff モデルによる差圧と通過流量の関係

## 3.2 単一孔モデル

多孔壁モデルの開発に向けて、まず単一孔を通過する流れ場の CFD 解析を行った。

### 3.2.1 解析概要

本解析の概要を図 3.3 に示す。本解析では孔及び、孔を介した風洞流路とプレナム室の 3 つの領域を計算空間とする。モデル化において、孔を通過する流量が特に重要である。本解析では孔を介した差圧と質量流量の関係を中心に検証を行った。孔前後の圧力差は初期条件、及び境界条件で与えている。

単一孔流れの解析では以下の 3 つのパラメータの影響を調査する。

- 孔前後の差圧  $\Delta C_p$

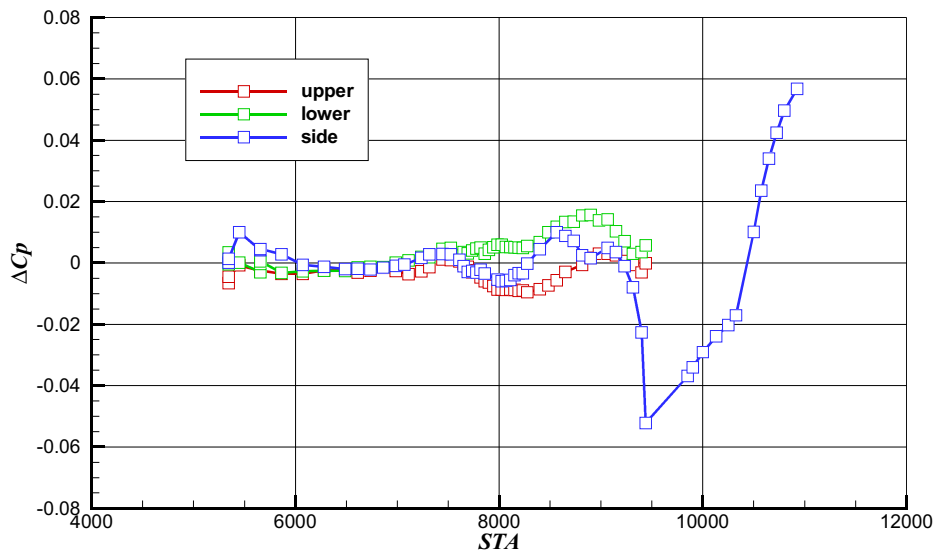


図 3.2 JTWT における風洞壁面とプレナム室の圧力差 ( $M_\infty = 0.84$ )

- 孔の深さ  $L$ , 直径  $D$  の比
- 境界層厚さ  $\delta^*$  と孔直径  $D$  の比

まず, JTWT の孔形状・流れ場の条件 ( $L = 12[mm]$ ,  $D = 12[mm]$ ) を対象に, 差圧の大小により流量がどのように変化するのかを解析する. その結果から差圧と流量の関係式を作成し, 孔形状 (直径, 深さ) と孔付近の境界層厚さを考慮したより一般的なモデルに拡張する.

### 3.2.2 計算手法及び計算格子

計算手法を表 3.1 に記す.

表 3.1 単一孔 CFD 解析における計算手法

非粘性流束	Roe 法
勾配計算法	最小二乗法
空間精度	再構築法による空間二次精度
制限関数	Venkatkrishnan の制限関数
時間積分法	LU-SGS 法
乱流モデル	SA-noft2 モデル

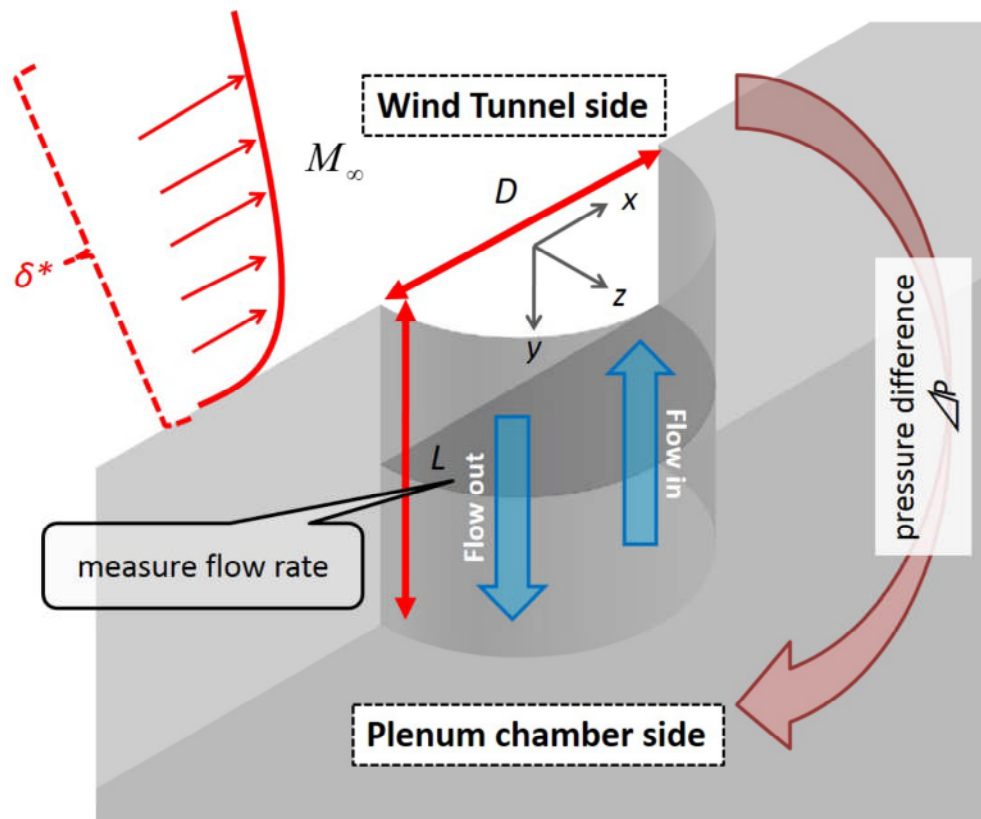


図 3.3 単一孔 CFD 解析の概要

計算格子と境界条件を図 3.4 に示す。風洞流路側には初期条件と境界条件で風洞の条件を模擬した流れを与え、プレナム室側は流れを静止させている。また、境界条件の非物理的な影響をできるだけ小さくするため孔から計算空間の境界までは十分な距離を設けている。計算格子のセル数は 103 万セル（風洞流路：60 万セル，孔：18 万セル，プレナム室：25 万セル）であり，対称面より片側の対称計算である。滑り無し壁面に接する第一層セルの垂直方向の幅は  $y^+ = 1$  の長さとしている。 $y^+$  は摩擦速度と粘性係数によって無次元化された壁からの距離であり，一般に境界層の解像には第一層セルの厚さが  $y^+ = 1$  以下が推奨されている。孔を通過する流れには境界層が強く影響するため，本計算格子では風洞流路側の格子に実際の風洞における境界層厚さを実現するための助走距離を設けている。境界層厚さは，橋本らによる JTWT の風洞内流れ場を再現した解析結果 [29] から壁面での摩擦係数を得て，この値から平板乱流境界層の近似式である以下の式 [65] を用いて境界層の発達を模擬できる距離を算出した。

$$C_f = \frac{0.455}{\ln^2 0.06 Re_x} \quad (3.9)$$

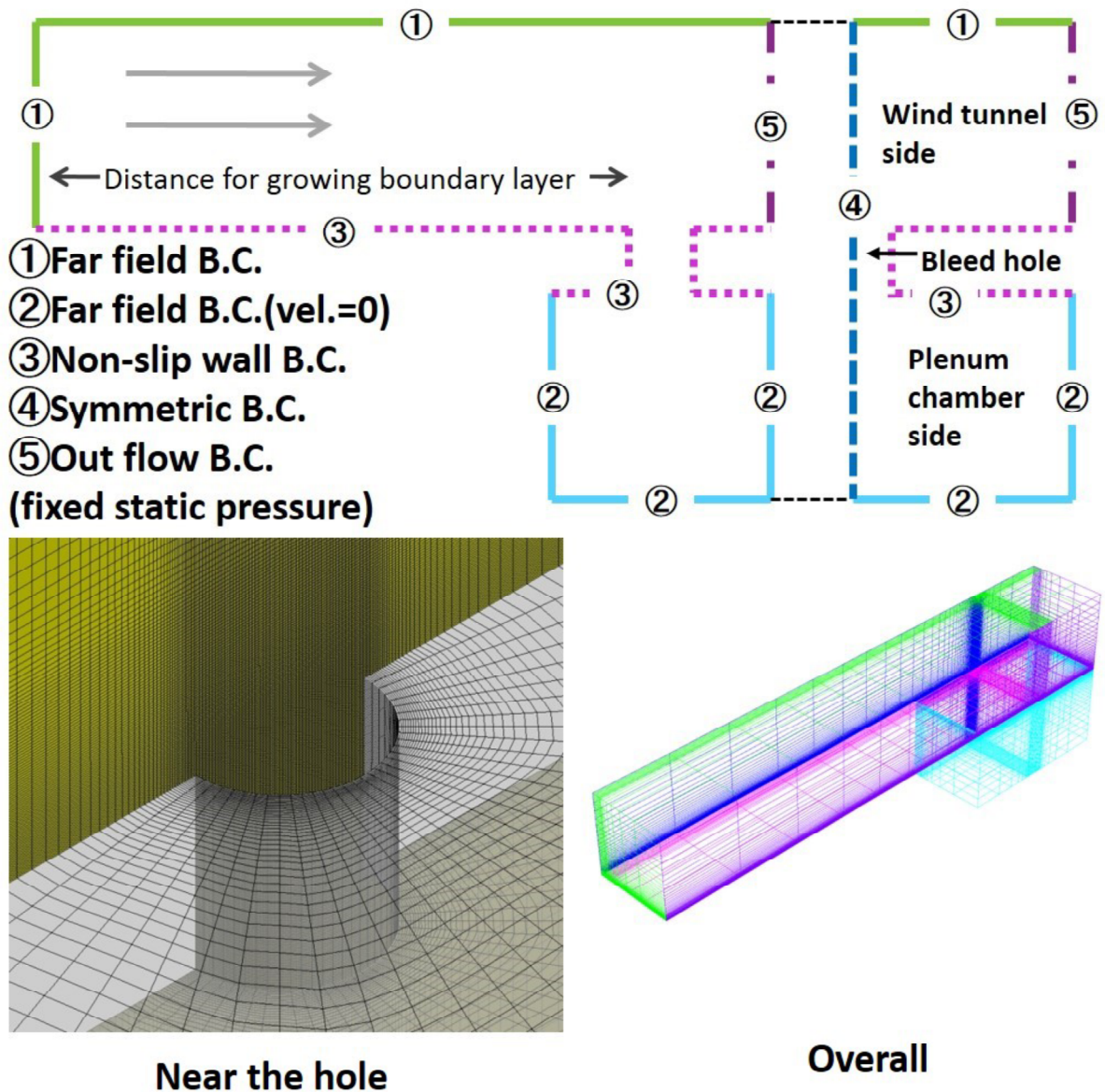


図 3.4 単一孔 CFD 解析における計算格子及び境界条件

ここで、 $C_f$  は摩擦係数であり、 $Re_x$  は局所レイノルズ数である。 $Re_x$  は以下の様に定義される。

$$Re_x = \frac{\rho_\infty u_\infty x}{\mu} \quad (3.10)$$

本計算結果では  $Re_x = 8.12 \times 10^7$  となり、 $x = 6.65[m]$  となった。この距離を境界層発達のための助走距離として設定している。

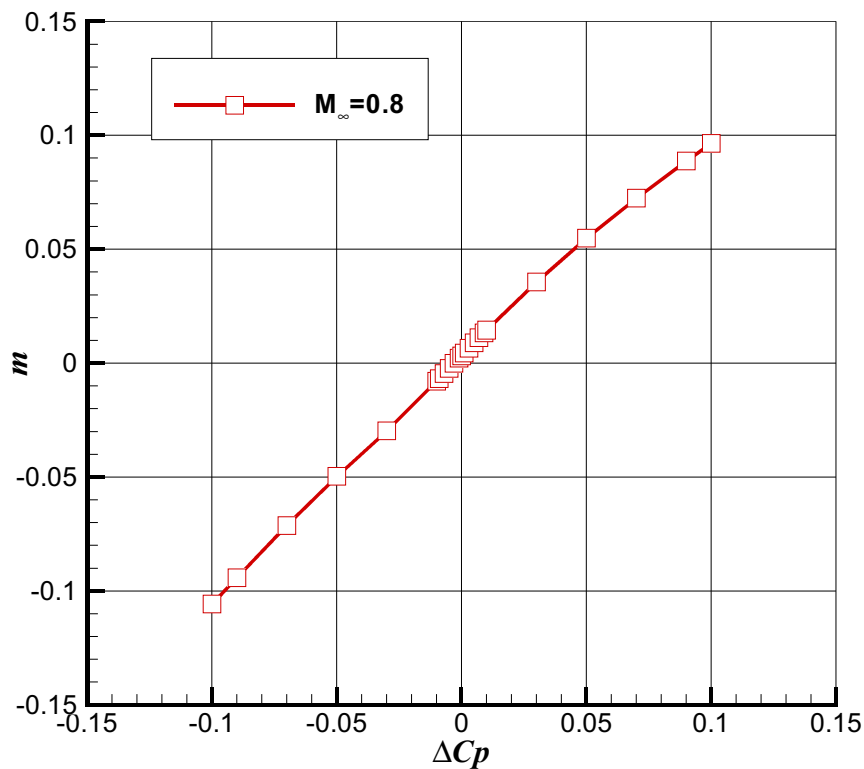


図 3.5 差圧対流量の関係（差圧小）

### 3.2.3 差圧変化に対する流量の変化

本節では孔を介した差圧と流量の関係を解析する．風洞多孔壁における微差圧下での流れが本研究の解析対象であるが，既存の多孔壁モデルとの比較のために，より大きな差圧での解析も行っている．本解析では風洞多孔壁の差圧で支配的な  $-0.1 \leq \Delta C_p \leq 0.1$  を「差圧小」とし，それ以上の範囲を「差圧大」の範囲として扱う．図 3.5, 3.6 に差圧対流量の関係を示す．差圧と流量は一樣流の値で無次元化した  $\Delta C_p$ （式 (3.6)）， $m$ （式 (3.7)）で表す．

「差圧小」と「差圧大」の違いは，差圧と流量の関係が線形か非線形にある． $-0.1 \leq \Delta C_p \leq 0.1$  の範囲は線形の関係を示しているが，それより増加すると傾向が非線形となる．図 3.7, 3.8 に本計算結果と修正 Harloff モデルの比較を示す．「差圧小」の場合は定性・定量ともに本解析と修正 Harloff モデルは大きく異なる結果を示しているが，「差圧大」の場合は定量的に違いがあるとは言え，ともに同様の非線形の関係を示している．「差圧大」における定量的な差

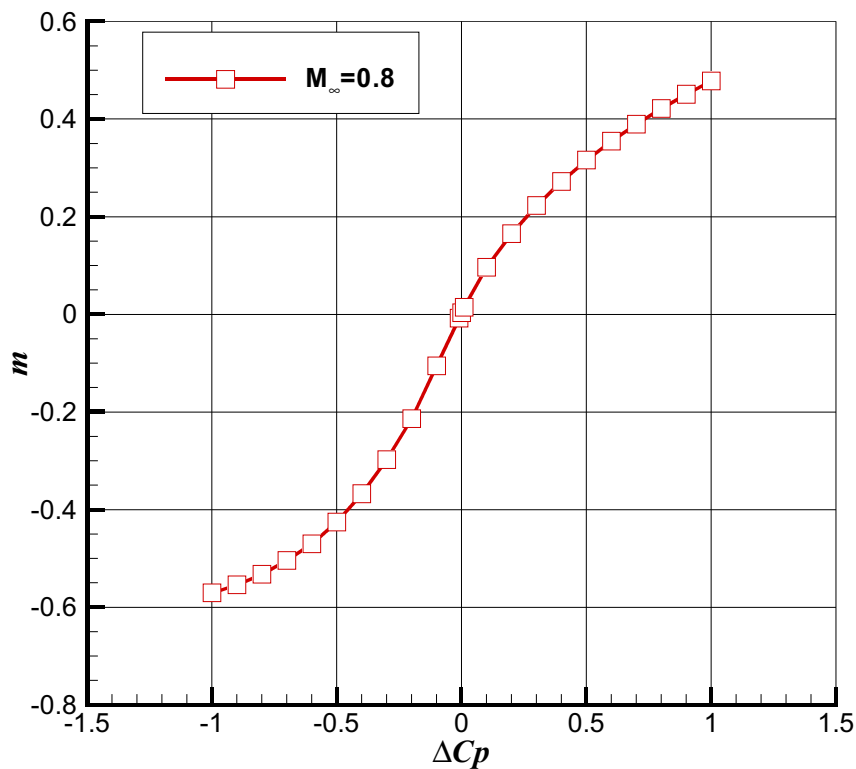


図 3.6 差圧対流量の関係（差圧大）

は修正 Harloff モデルが境界層の影響を考慮していないこと、また遷音速においてモデルの流量が実験値より大きく評価される傾向にある [60] ことから、妥当なものである。一方、「差圧小」のような低差圧下で修正 Harloff モデルの精度はこれまで検討されてこなかった。今回の解析結果、また後述の実験結果が修正 Harloff モデルとは異なる線形の関係式を示しているため、「差圧小」の場合は修正 Harloff モデルとは異なる線形の関係が適切であることが分かる。

### 3.2.4 実験による CFD 解析の妥当性検証

本 CFD 解析の妥当性検証のため、実験値との比較を行った。実験は名古屋大学の遷音速風洞を用いて行われた [66]。実験の概要を図 3.9, 3.10 に示す。遷音速風洞内に単一孔を設けた平板を設置し、風洞の外にプレナムチャンバーを設置する。平板とプレナムはそれぞれ JTWT の風洞壁とプレナム室を模擬している。平板の中央に単一孔があり、単一孔は平板の面に対して垂直に開いている。孔を通過する流量はマスフローコントローラーによって調節し、プレ

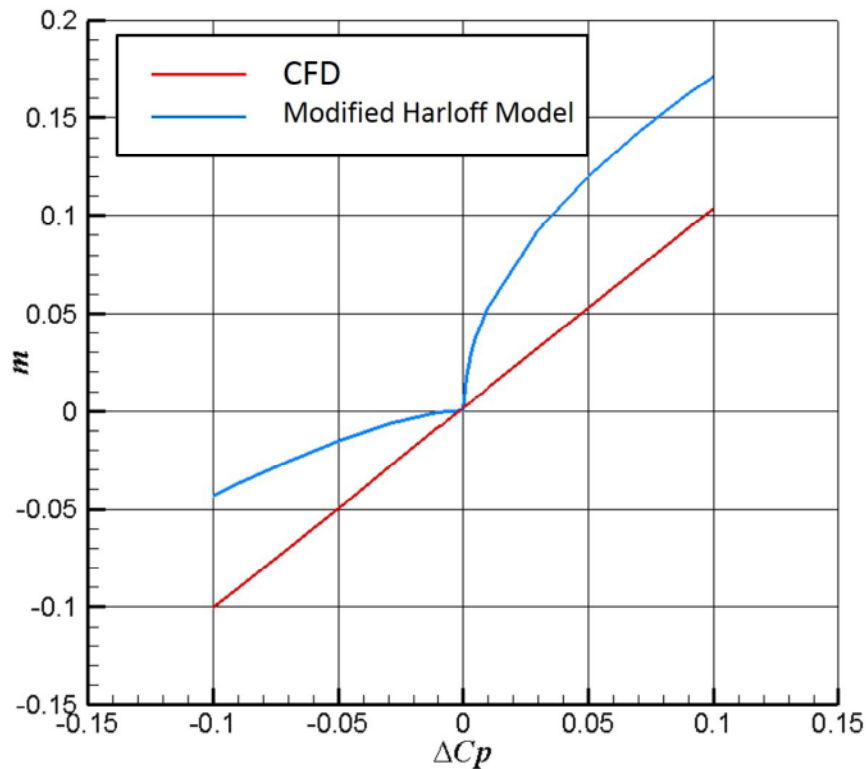


図 3.7 修正 Harloff モデルとの比較（差圧小）

ナムの大きさは、マスフローコントローラーから流入した流れが、単一孔へ到達する前に十分に拡散する大きさにしている。プレナム圧力と風洞一様流静圧との差圧は差圧測定器で計測する。一様流静圧は、平板と反対側の壁に設置した静圧管を用いて、単一孔の真上で計測した。本来は、孔付近の壁面上圧力とプレナム圧力の差を計測すべきだが、流量計測と同時に単一孔の周りの静圧を計測することが困難であった。そこで、本実験では、単一孔の真上にある静圧プローブを用いて計測する圧力を壁面上圧力とする。平板は風洞流路に生じる境界層の影響を避けるため、中空の支柱を用いて風洞壁から離して設置する。風洞壁面上の境界層厚さを計測したところ、約 20mm であったので、平板は 50mm の高さに設置されている。さらに、平板の前縁は、剥離を少なくするために 10 度で斜めにカットされている。平板の大きさは 295mm × 295mm であり、平板の端と風洞壁の間に 52.5mm の隙間を設け、平板上の流れが壁面上の流れと干渉するのを回避した（風洞のテストセクションは 300mm × 400mm）。

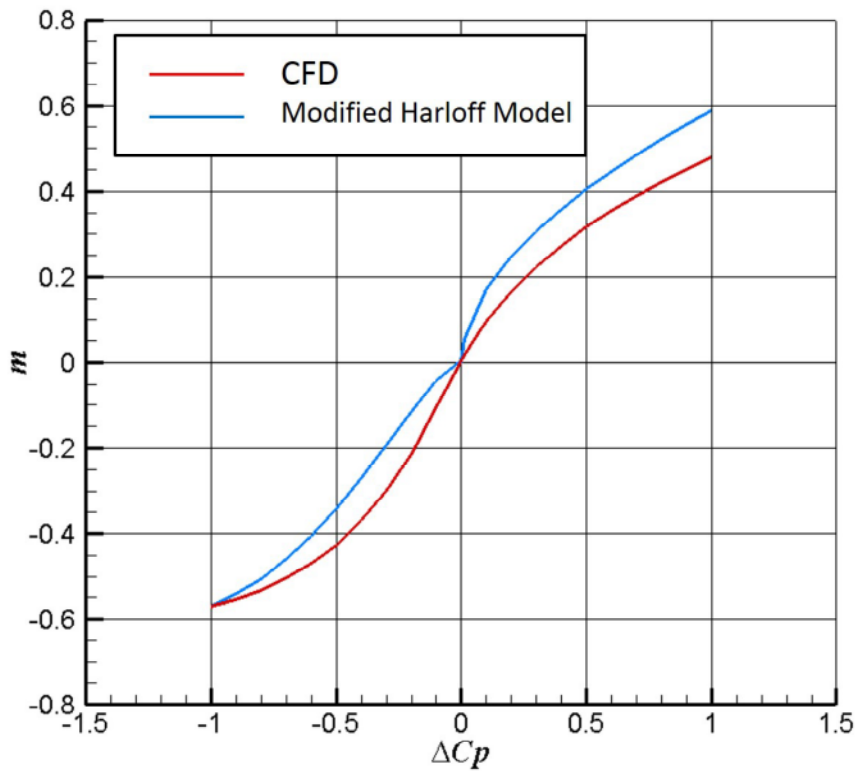


図 3.8 修正 Harloff モデルとの比較（差圧大）

実験条件を表 3.2 に示す.

表 3.2 実験条件

全圧	100[kPa]
静圧	70[kPa]
全温	288[K]
一様流マッハ数	0.75
Re 数	$1.7 \times 10^7$
一様流全圧	大気圧
通風時間	10 秒
風洞形式	誘導式回流型

図 3.11, 3.12 に差圧大と差圧小における差圧対流量の関係を示す. 差圧大



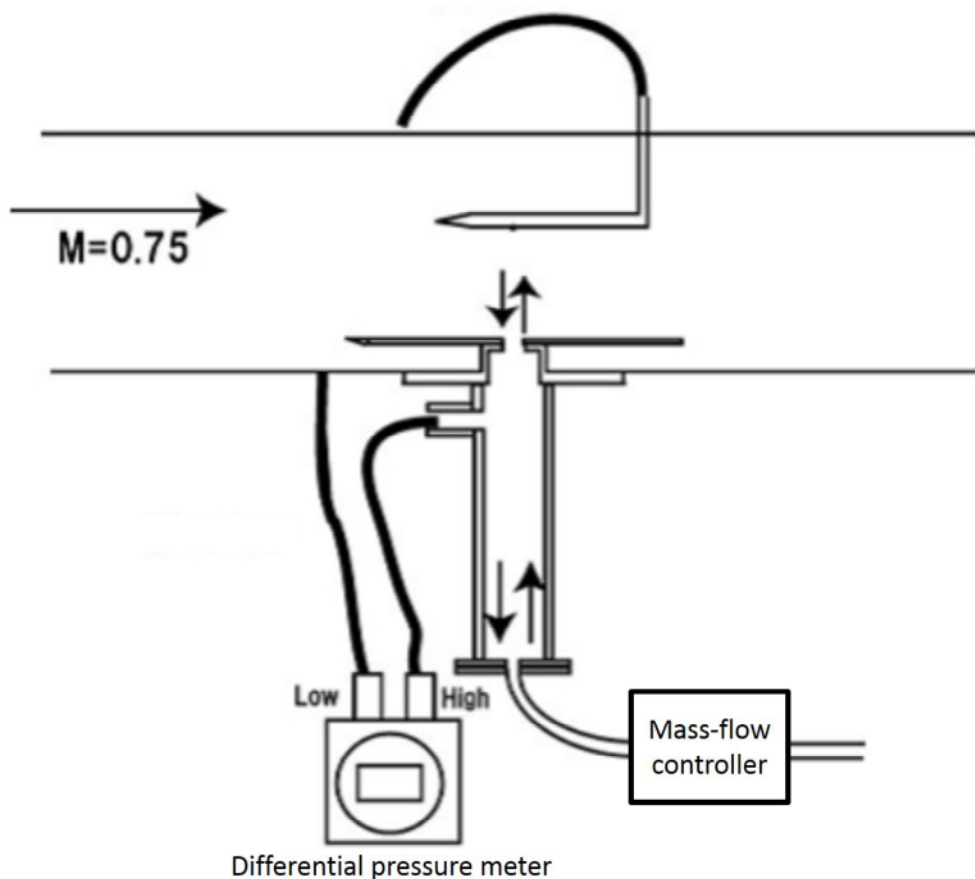


図 3.9 実験概要図（全体）[66]

の場合，実験値と CFD 解析結果は非常に良く一致しており，差圧対流量の非線形性も捉えられている．一方，差圧小の場合も，実験値は CFD 解析と同様の差圧対流量の線形な関係を捉えており傾きもほぼ一致している．しかし，CFD 解析結果と実験値では切片の値が異なっている．図 3.12 における計測範囲では風洞一様流静圧とプレナム圧の差は，一様流静圧の 3% 以下，すなわち 2.0kPa 以下と非常に小さい．そのため，平板上の圧力のばらつきや，静圧プローブで計測した圧力と孔周辺の平板上圧力との違いが影響している可能性がある．

### 3.2.5 差圧小の場合の単一孔のモデル化

CFD 解析と実験から，差圧が小さいとき流量と差圧の関係は線形となることが分かった．また，風洞側の一様流の変化に通過流量は影響を受けるが，質量流量と差圧を一様流の値で  $\Delta C_p$  (式 (3.6))， $m$  (式 (3.7)) の様に無次元化

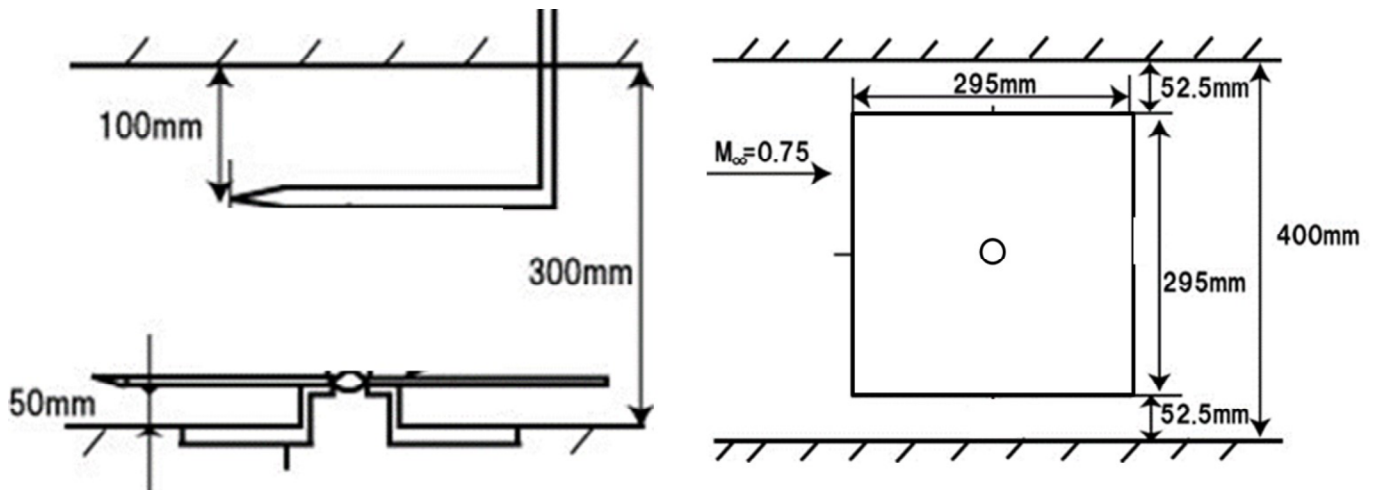


図 3.10 実験概要図 (寸法) [66]

して表すことで，図 3.13 の様に， $M_\infty$  が変化してもその関係はほぼ一本の直線上に成り立つ．よって，単一孔通過流れは風洞流路のマッハ数によらず以下のようにモデル化することができる．

$$m = A\Delta C_p \quad (3.11)$$

差圧が無い場合にも，風洞流路側の流れが孔の縁で淀み，僅かな差圧が発生するために，厳密には  $\Delta C_p = 0$  で  $m = 0$  とならないが (図 3.12)，その影響は小さいため本モデルでは無視している．JTWT の孔形状の場合，本計算結果から係数は  $A = 1.01$  となる．ただしこの値は孔の形状や壁面の境界層の分布によって変化する．よって，モデルの適用性を高めるため，流れ場の違いによる  $A$  の変化をモデル化する．

### 3.2.6 $L/D$ の変化による流量の変化

式 (3.11) の適用性を高めるため，まず孔の深さ  $L$ ，直径  $D$  の比 ( $L/D$ ) の影響を解析した．前節と同様の CFD による解析であるが，孔直径はそのままに孔深さを変化させた  $L/D = 0.5, 1, 2, 4, 8, 16$  の格子を作成した．図 3.14 に差圧対流量の関係を示す．その影響は流出と流入で大きく異なる．流出の場合は  $L/D$  が大きくなるほど流量が増す傾向にあるが，流入の場合はその影響が見られなかった．

この結果を考察するため，流出の場合 ( $\Delta C_p = 0.05$ ,  $M_\infty = 0.8$ ) における各断面での軸方向速度  $v$  の分布を図 3.15 に示す．ここでは流出流量のみに着

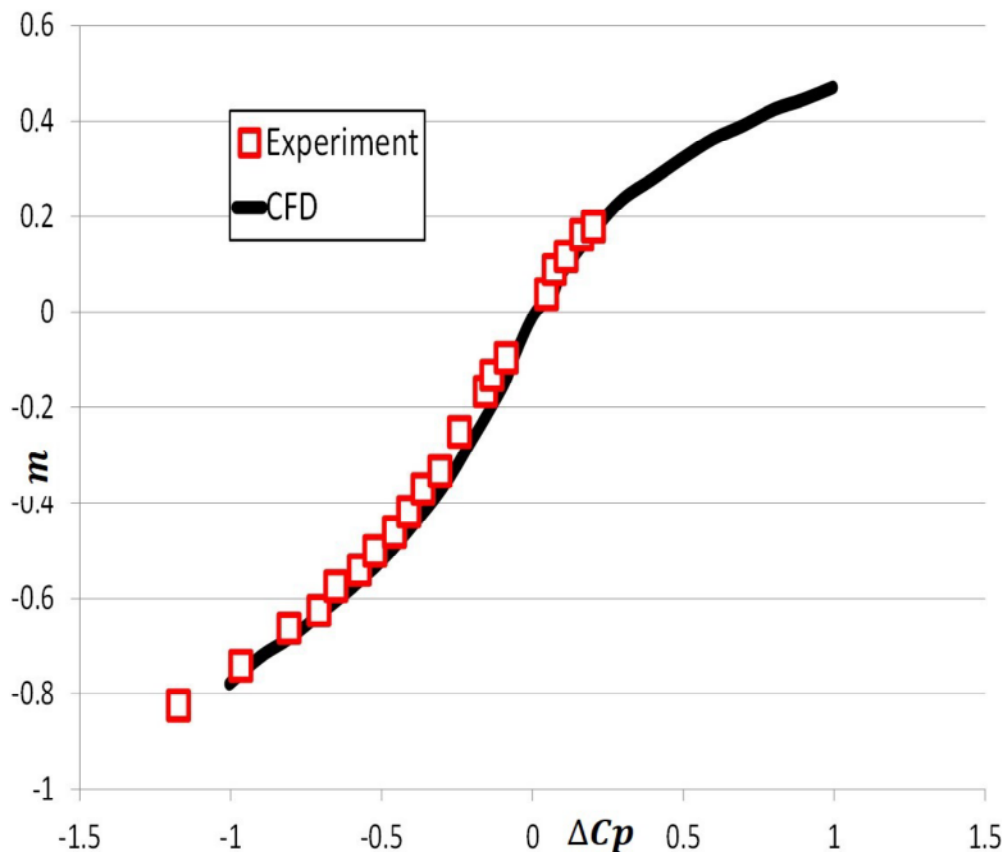


図 3.11 実験値と CFD 解析結果の比較 (差圧大,  $M_\infty = 0.75$ )

目し  $v \geq 0$  (風洞側→プレナム室側の流れ方向) の範囲のみを可視化している。孔内で流れが可視化されていない範囲は流れが逆流している。図 3.15 に示される大きな特徴として流出の場合、孔入口 (孔の風洞流路側) において流れの剥離が生じ、その剥離によって孔内部を流れる範囲は実質的に狭められてしまう。ただし図 3.15 を見ると孔入口直後 (2) では逆流領域は孔断面の約半分であるが、そこからプレナム室側に進むにつれて、逆流範囲が徐々に減少している ( $L/D = 4, 8$ )。これは、 $L/D$  が大きくなるにつれて孔出口における流れが通過可能な領域が大きくなっていることを示している。ノズルの流れを考えると、差圧が一定ならば、質量流量は出口面積に比例するため、本解析結果の通り  $L/D$  が大きくなるほどで流量が増加していることが説明できる。 $L/D$  がある程度大きくなると孔内で流れが再付着し、孔出口の有効範囲が一定になる。よって図 3.14 での  $L/D = 8, 16$  の結果は差が無い。

一方、流入の場合は孔内部で大きな剥離が起きない。よって剥離域の変化など孔深さ方向に大きな違いは起きず、 $L/D$  の変化による影響はない。 $L/D$  が

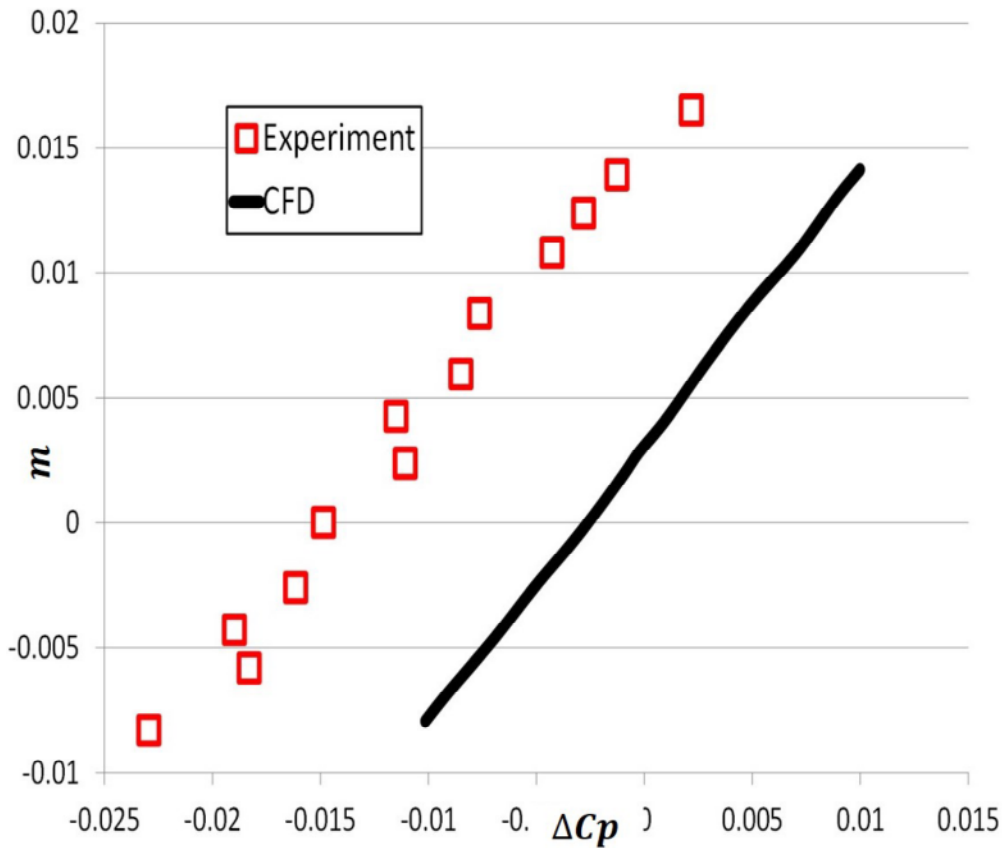


図 3.12 実験値と CFD 解析結果の比較 (差圧小,  $M_\infty = 0.75$ )

大きくなるとわずかに流量が減少しているが、これは孔内での圧力損失のためであり大きな影響はない。

本計算結果から  $L/D$  の影響をモデル化する。  $L/D = 1$  の値を基準とする以下のような値を定義する。

$$F_{LD} = \frac{m}{m_{L/D=1}} \tag{3.12}$$

$F_{LD}$  は各差圧における  $L/D = 1$  の値に対する流量の比である。本計算結果から求めた  $F_{LD}$  の値は、  $-0.1 \leq \Delta C_p \leq 0.1$  の範囲で対数近似すると

$$F_{LD} = \begin{cases} 0.0241 \ln(\Delta C_p) + 1.02 & (L/D = 0.5) \\ -0.086 \ln(\Delta C_p) + 0.923 & (L/D = 2) \\ -0.271 \ln(\Delta C_p) + 0.821 & (L/D = 4) \\ -0.488 \ln(\Delta C_p) + 0.666 & (L/D \geq 8) \end{cases} \tag{3.13}$$

となった。この係数を式 (3.11) にかけることで  $L/D$  の効果を考慮することができる。

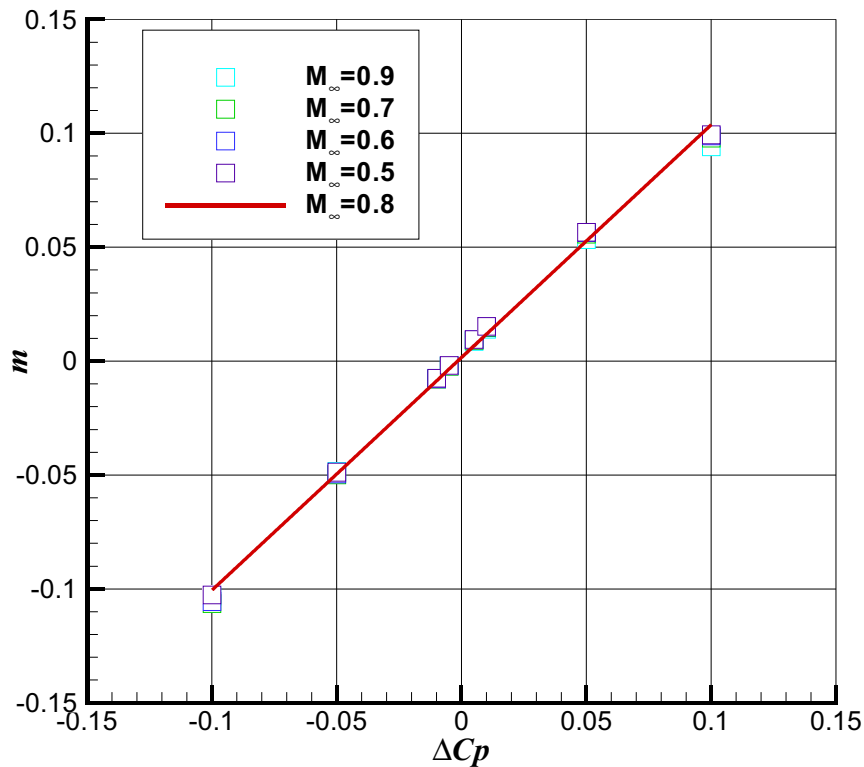


図 3.13 一様流マッハ数の違いによる差圧対流量の関係

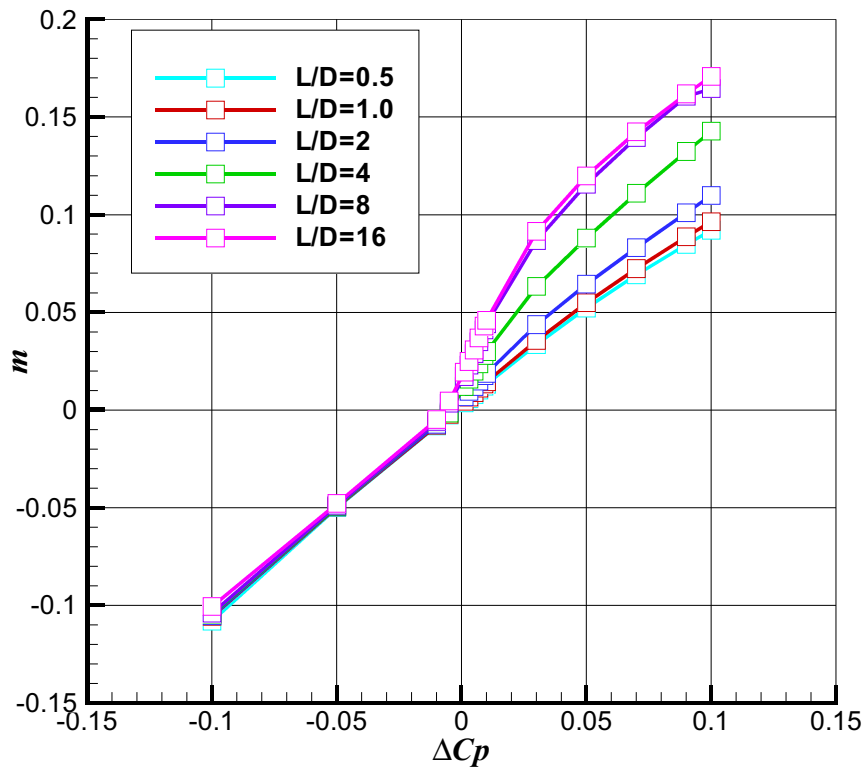
### 3.2.7 境界層の影響

孔を通過する流れは風洞流路側の境界層の影響を受けると考えられる．そこで、孔近傍での境界層排除厚さ  $\delta^*$  と孔直径  $D$  の比 ( $\delta^*/D$ ) をパラメータとして、その変化による流れ場の違いを解析した．ここで境界層排除厚さ  $\delta^*$  は

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy \quad (3.14)$$

と定義される． $\delta^*/D$  の違いは孔の計算格子における直径を変化させることにより実現し、 $\delta^*/D = 7.47, 3.73, 1.87, 0.93, 0.47, 0.23, 0.12$  の7種に関して計算を行った．図 3.16 は各  $\delta^*/D$  における差圧対流量の関係を示す．図 3.16 では流出、流入ともに  $\delta^*/D$  の違いにより流量が変化している．境界層厚さが孔直径に対して大きくなると、流出・流入ともに流量が増す傾向にある．

この変化を流れ場から考察するために図 3.17 に孔付近でのマッハ数分布を示す．図 3.17 は孔の縁からの流線も同時に示している．流出、流入では流量

図 3.14  $L/D$  の違いによる流量の変化

の変化，及び流れ場の様子が大きく異なるので以下，その2つの流れ場を分けて考える．

流出の場合， $\delta^*/D$  が小さくなるほど流量が減少していることが分かる．図 3.17(a) が示す特徴として， $\delta^*/D$  が小さくなるほど孔入口での剥離域が大きくなっている．これは，図 3.18(a) が示す様に  $\delta^*/D$  が小さくなるほど，より境界層の運動量の大きい部分が孔の流れ場に干渉し孔入口で強い剥離を引き起こすためである．この剥離の変化が通過流量を変化させている．

一方，流入の場合も  $\delta^*/D$  が小さくなるほど流量が減る．図 3.17(b) を見ると流入側の特徴として，孔の流れが風洞の流れに大きく捻じ曲げられている．また  $\delta^*/D$  が小さくなるほどその捻じ曲げは大きくなる．これは図 3.18(b) に示す様に， $\delta^*/D$  が小さくなるほど，より境界層の運動量の大きい部分の影響を孔の流れが受けてしまい，大きく流路が捻じ曲げられてしまうためである．

CFD 解析の結果から  $\delta^*/D$  効果のモデル化を行う．図 3.16 では各  $\delta^*/D$  によって違いはあるものの，それぞれほぼ線形の結果を示している．よって

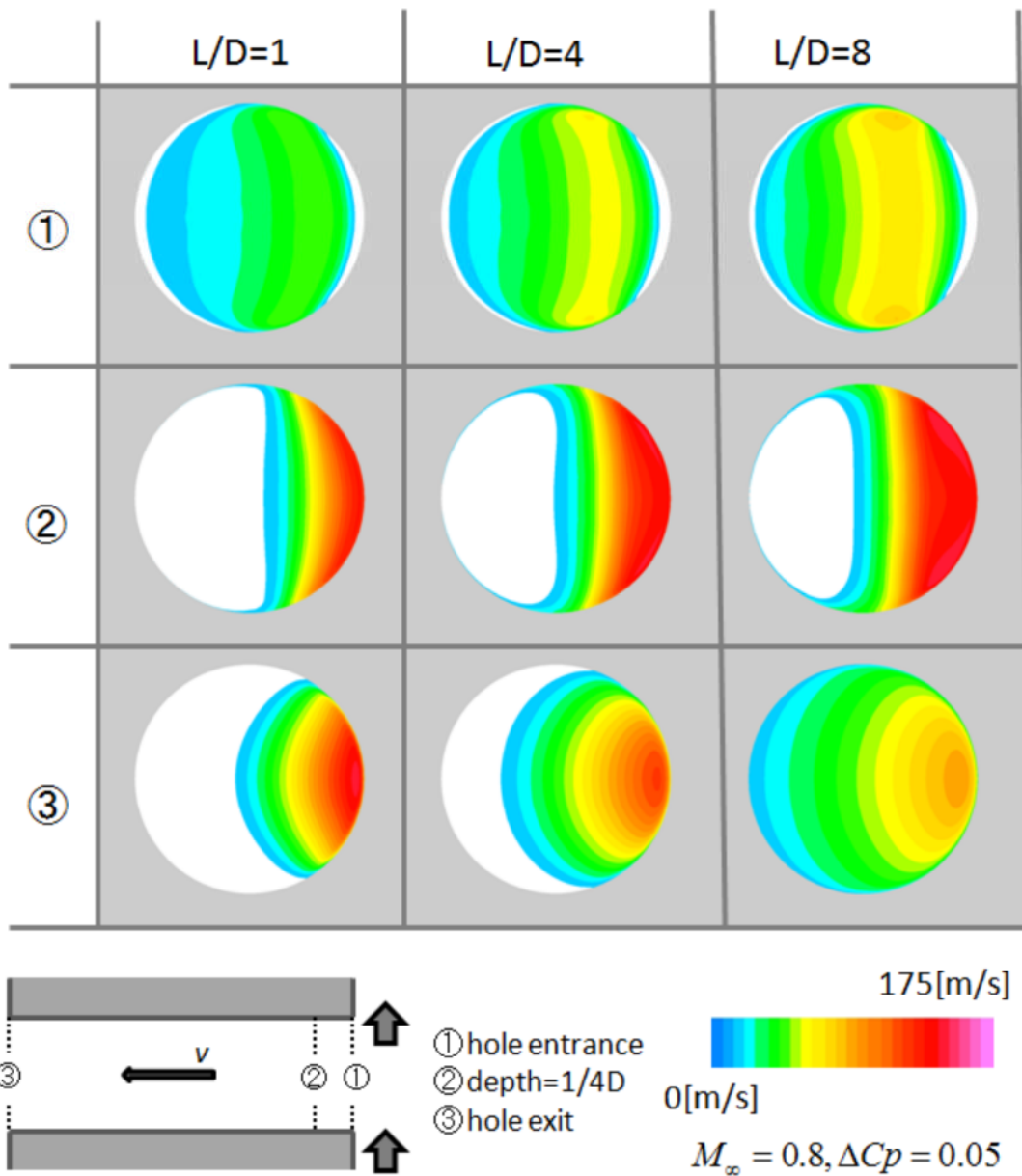


図 3.15 L/D の変化による孔断面での垂直方向速度の変化

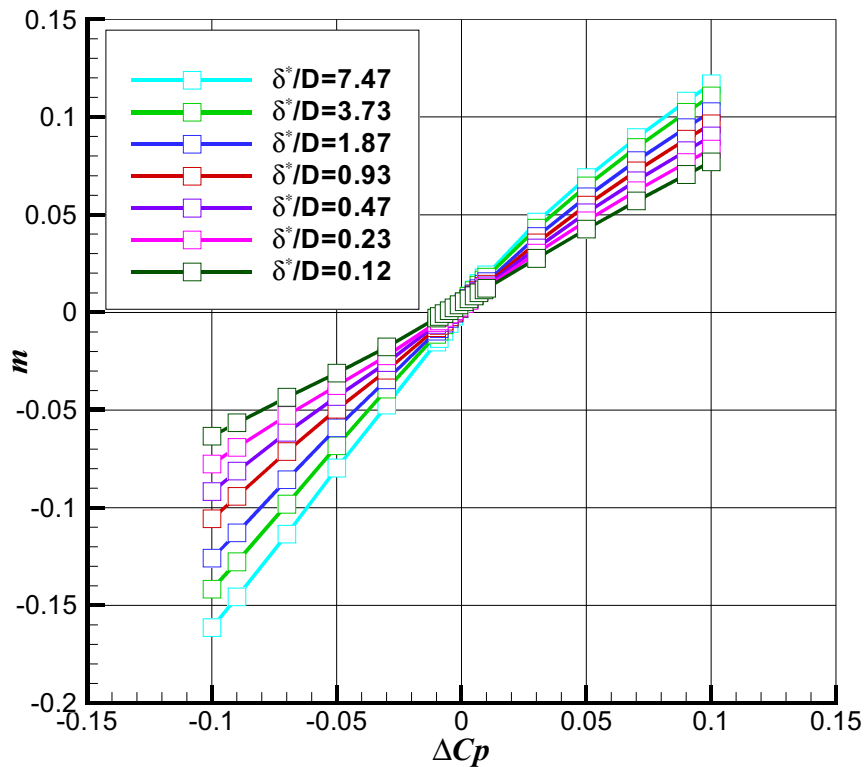
$\delta^*/D$  効果は式 (3.11) の係数  $A$  を  $\delta^*/D$  の値によって変化させてやることでモデル化する。図 3.16 の結果から

$$F_{BL} = 0.1717 \ln \left( \frac{\delta^*}{D} \right) + 1.0603 \quad (3.15)$$

となる。L/D の効果と組み合わせて、式 (3.11) の  $A$  は

$$A = F_{LD} \cdot F_{BL} \quad (3.16)$$

となる。

図 3.16  $\delta^*/D$  の違いによる流量の変化

### 3.3 多孔壁モデルへの拡張

#### 3.3.1 拡張手法

本節では前節で述べた単一孔モデルを多孔壁モデルへと拡張する．多孔壁のモデル化として，2つの手法が考えられる．1つは各孔それぞれの位置に単一孔モデルを適用する手法，もう1つは孔を通過する流れを平均的に扱う手法である．後者は例えば空隙率  $Po$ （孔と壁の面積比）を用いて

$$m_{porous} = Po \cdot m_{single} \quad (3.17)$$

の様に表される．ここで， $m_{porous}$ ， $m_{single}$  はそれぞれ多孔壁，単一孔の単位面積を通過する質量流量である．前者の手法を CFD に適用する場合，孔1つ1つの位置を格子で再現する必要があるが，孔が著しくスケールが小さい場合などは，格子を作成することが難しい．よって，実行が容易な後者の手法で十



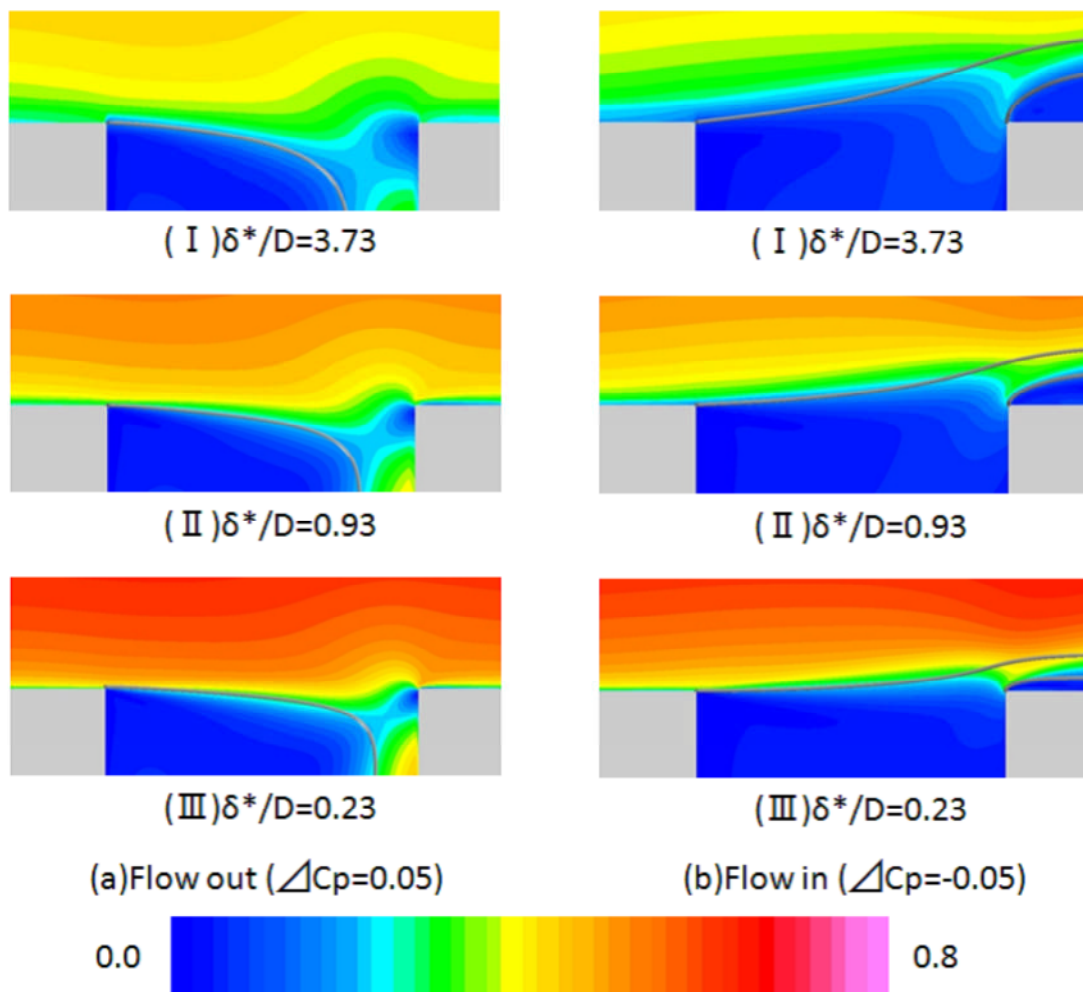


図 3.17 孔付近のマッハ数分布

分な精度を出すことが望まれる。

### 3.3.2 解析概要

本節では、それぞれのモデル化における精度検証を行う。多孔壁平板流れをそれぞれ異なるモデル化によって解析を行い、その結果と孔を直接計算格子で切った結果の比較を行った。多孔壁平板流れの概要について図 3.19 に示す。一様な流れ場が存在する領域と、流れが静止しているプレナム室を模擬した領域を計算格子で作成し、その2つの領域が多孔壁を介して繋がっている。一様流の領域とプレナム室に差圧を与えることにより多孔壁を通過する流れ場を生じさせる。多孔壁を通過する流れは以下の3つの手法で計算する。

1. 一様流流れ場，多孔壁，プレナム室の全てを格子で切って計算（直接計算）

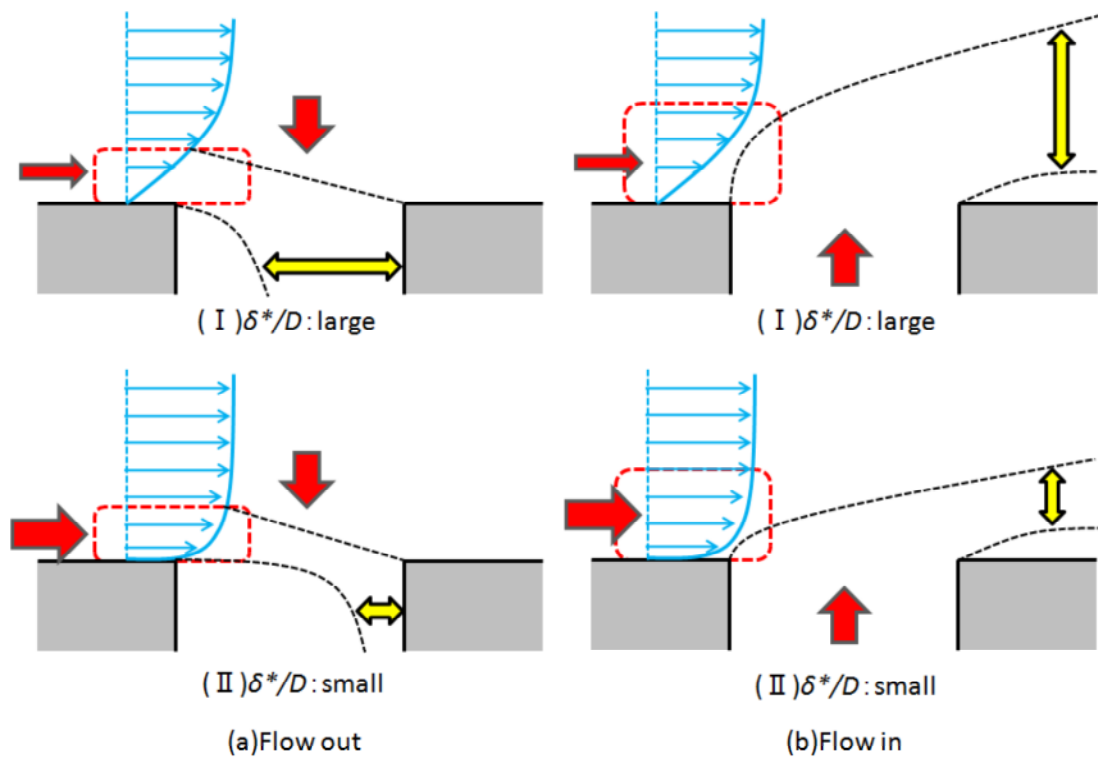


図 3.18 境界層の変化による孔流れ場の変化

2. 多孔壁の孔それぞれが配置された領域に個別に境界条件を与え計算（準モデル計算）
3. 多孔壁の領域に一様に境界条件を与え計算（モデル計算）

### 3.3.3 計算手法及び計算格子

本解析における計算手法を表 3.3 に示す。

表 3.3 多孔壁通過流れ CFD 解析における計算手法

非粘性流束	Roe 法
勾配計算法	最小二乗法
空間精度	再構築法による空間二次精度
制限関数	Venkatakrishnan の制限関数
時間積分法	LU-SGS 法
乱流モデル	SA-noft2 モデル

本計算で用いる計算格子を図 3.20 に示す．直接計算では孔，プレナム室を全て計算空間に含んでおり，単一孔の計算と孔の数以外は同様の計算空間である．準モデル計算は直接計算の孔が存在する場所と同じ位置に単一孔の境界条件を与え，その他の範囲は滑り無し壁として計算する．モデル計算は多孔壁の範囲全体に多孔壁の境界条件を与える．計算格子のセル数は，直接計算，準モデル計算，モデル計算それぞれ 2600 万セル，1800 万セル，660 万セルである．単一孔と多孔壁の境界条件は以下の式で与えられる．

$$\begin{aligned} u_n &= v_{boundary} \\ u_{t1} &= 0 \\ u_{t2} &= 0 \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$\frac{(\rho v)_{boundary}}{(\rho u)_{\infty}} = A \cdot P_o \cdot \frac{p_{boundary} - p_{plenum}}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} u_{\infty}^2} \quad (3.19)$$

ここで  $\rho_{boundary}$  及び  $p_{boundary}$  は境界に接するセルから外挿する．また本計算では  $p_{plenum} = p_{\infty}$  として，多孔壁にかかる差圧を求め，モデルから垂直方向速度成分  $u_n$  を求めている．壁面接線方向速度成分  $u_{t1}$ ,  $u_{t2}$  は滑り無し壁と同様に 0 としている．また空隙率  $P_o$  は準モデル計算の場合は常に 1 としている．

### 3.3.4 計算結果の比較

まず準モデル計算とモデル計算の比較を行い，それぞれの精度について検証を行う．多孔壁の形状は孔の数が  $8 \times 16$ （主流垂直方向×主流方向），空隙率は  $\alpha = 0.226$  である．図 3.21, 3.22 に壁面上での圧力係数分布を示す．図 3.23, 3.24 に多孔壁近傍での流れ方向の圧力係数分布を示す（横軸の  $x$  が主流流れ方向であり， $0.1 \leq x \leq 0.42$  が多孔壁の範囲）．図 3.21-3.24 では，圧力分布の傾向が 3 種の計算とも良い一致を示している．これは多孔壁のモデル化において，孔 1 つ 1 つを格子で再現しなくても，平均流を与えることでその影響を十分に模擬できることを示している．多孔壁平板流れの特徴として，壁の終端と始端での大きな圧力変化が見られるが，準モデル計算・モデル計算ともにこの変化をよく捉えている．しかし，モデル計算では多孔壁を通過する流れを平均流として与えてしまっているため，孔それぞれの局所的な圧力変動は捉

えられていない。ただし、圧力分布の傾向は直接計算とよく一致しているおり、十分に実用的であると言える。よって本研究では、モデル計算によって多孔壁の影響を模擬する。

### 3.3.5 多孔壁境界条件

本研究で多孔壁境界条件を用いる場合は以下の様な式で表される。

$$\begin{bmatrix} \rho \\ u_n \\ u_{t1} \\ u_{t2} \\ p \end{bmatrix}_D = \begin{bmatrix} \rho_B \\ u_{porous} \\ -u_{t1B} \\ -u_{t2B} \\ p_B \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

$$\hat{v}_D = -\hat{v}_B \quad (3.21)$$

$$u_{porous} = \frac{(\rho u)_\infty}{\rho_B} \cdot A \cdot P_o \cdot \Delta C_p \quad (3.22)$$

$$\Delta C_p = \frac{p_B - p_{plenum}}{\frac{1}{2}\rho_\infty u_\infty^2} \quad (3.23)$$

多孔壁境界条件は壁面垂直方向成分以外は滑り無し壁境界条件と同一である。Bは境界に接するセルの値を示している。 $p_{plenum}$ はプレナム室圧力である。一般に、プレナム室の圧力は風洞テストセクションの静圧とほぼ同一である。本研究ではよりプレナム室圧力を厳密に扱い、プレナム室は密閉されていることから、多孔壁を通過する流量の総和が0となるようにプレナム室圧力を与えている。

## 3.4 多孔壁モデル開発のまとめ

本章では、風洞内の流れ場の解析のため、単一孔及び多孔壁を通過する流れ場の解析から、風洞多孔壁を精度よく模擬できるモデルの開発を行った。本章の内容をまとめると以下の様になる。

1. 孔を介する差圧と通過する流量の関係を CFD と実験によって解析した。  
風洞多孔壁の様に差圧が小さい場合は、差圧と流量の関係は線形となる

ことが分かった．また，孔の直径と深さの比 ( $L/D$ ) 及び，孔近傍の境界層厚さと孔直径の比 ( $\delta^*/D$ ) の影響を調査し，適用性の高い単一孔モデルを開発した．

2. 遷音速風洞において，多孔壁の境界条件は，孔それぞれの位置に単一孔の境界条件を適用しなくても，多孔壁の存在する範囲全体に平均流を与えるだけで十分な精度が得られる．よって，単一孔モデルから求めた流量に空隙率をかけて平均流とすることで，多孔壁モデルへの拡張を行った．

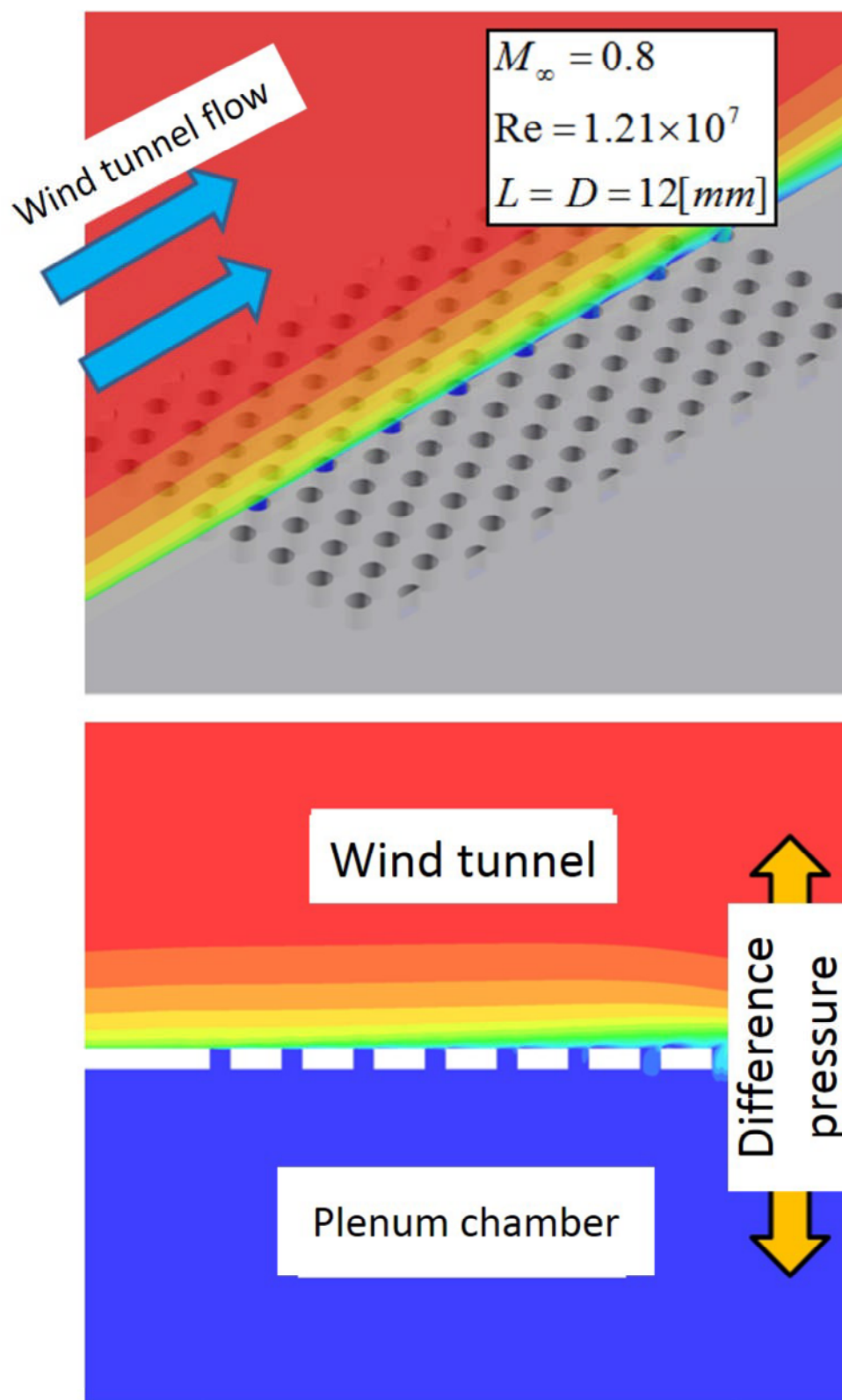


図 3.19 多孔壁通過流れ解析の概要

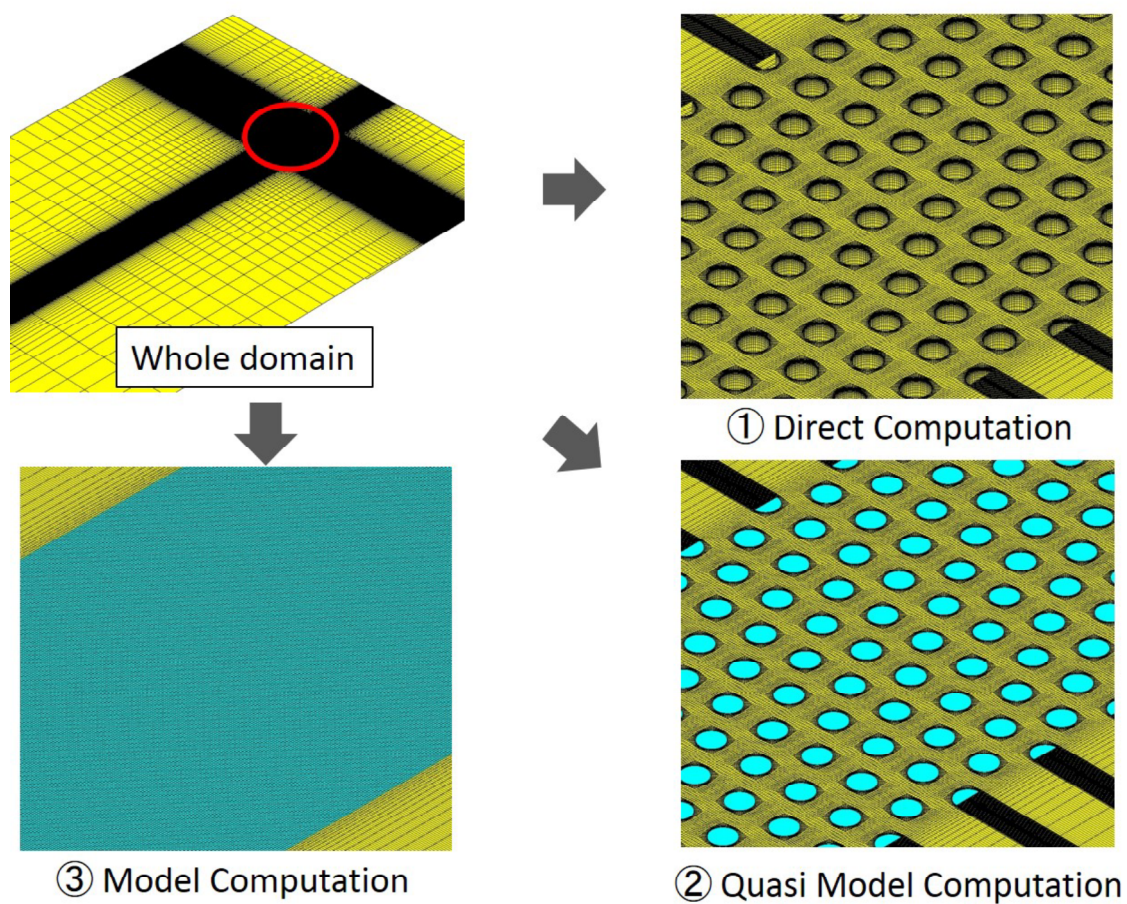


図 3.20 多孔壁通過流れ解析の計算格子（青の範囲でモデルによる計算が行われる）

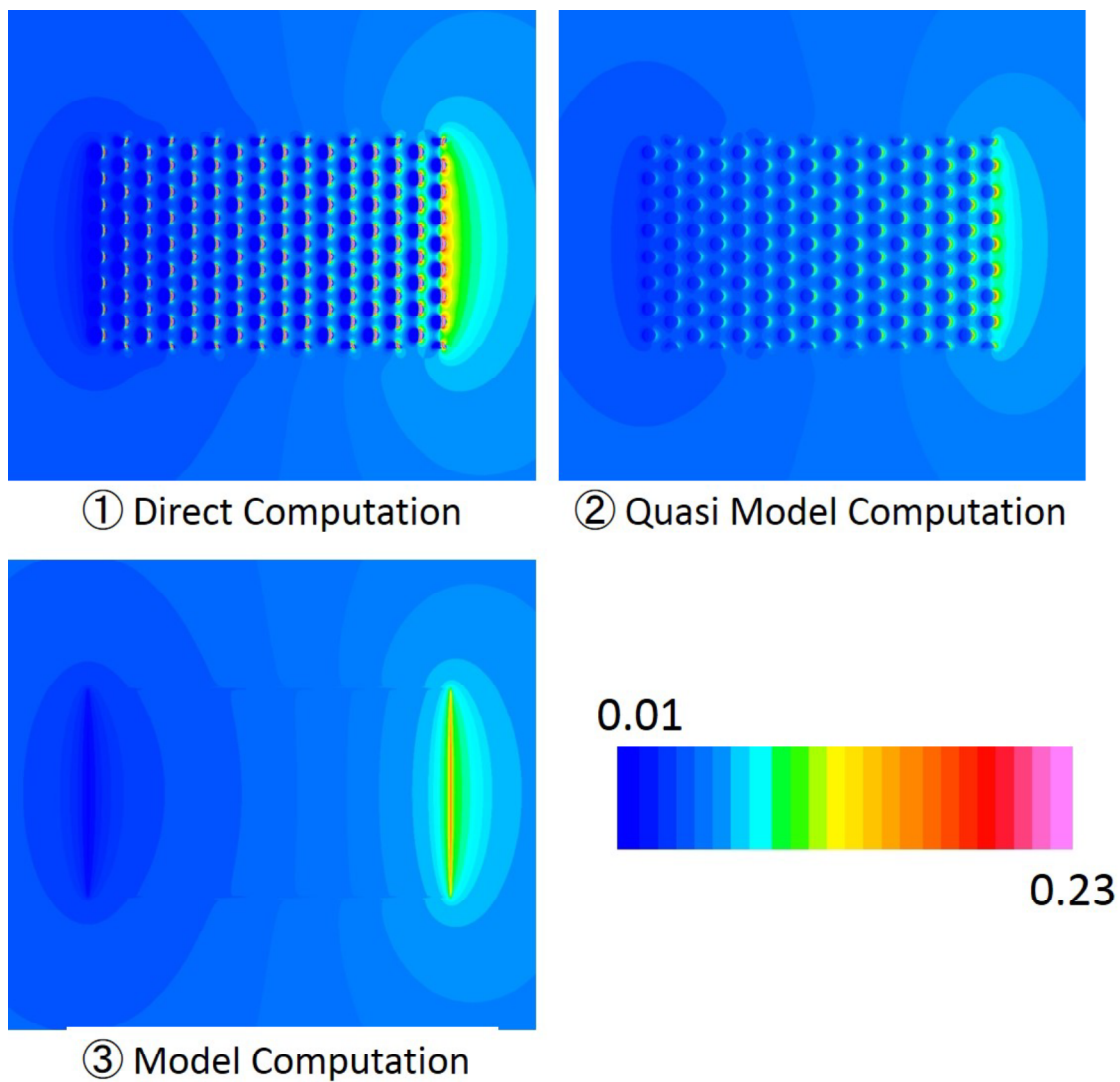


図 3.21 多孔壁壁面での圧力分布 ( $\Delta C_p = 0.05$ , 流出)



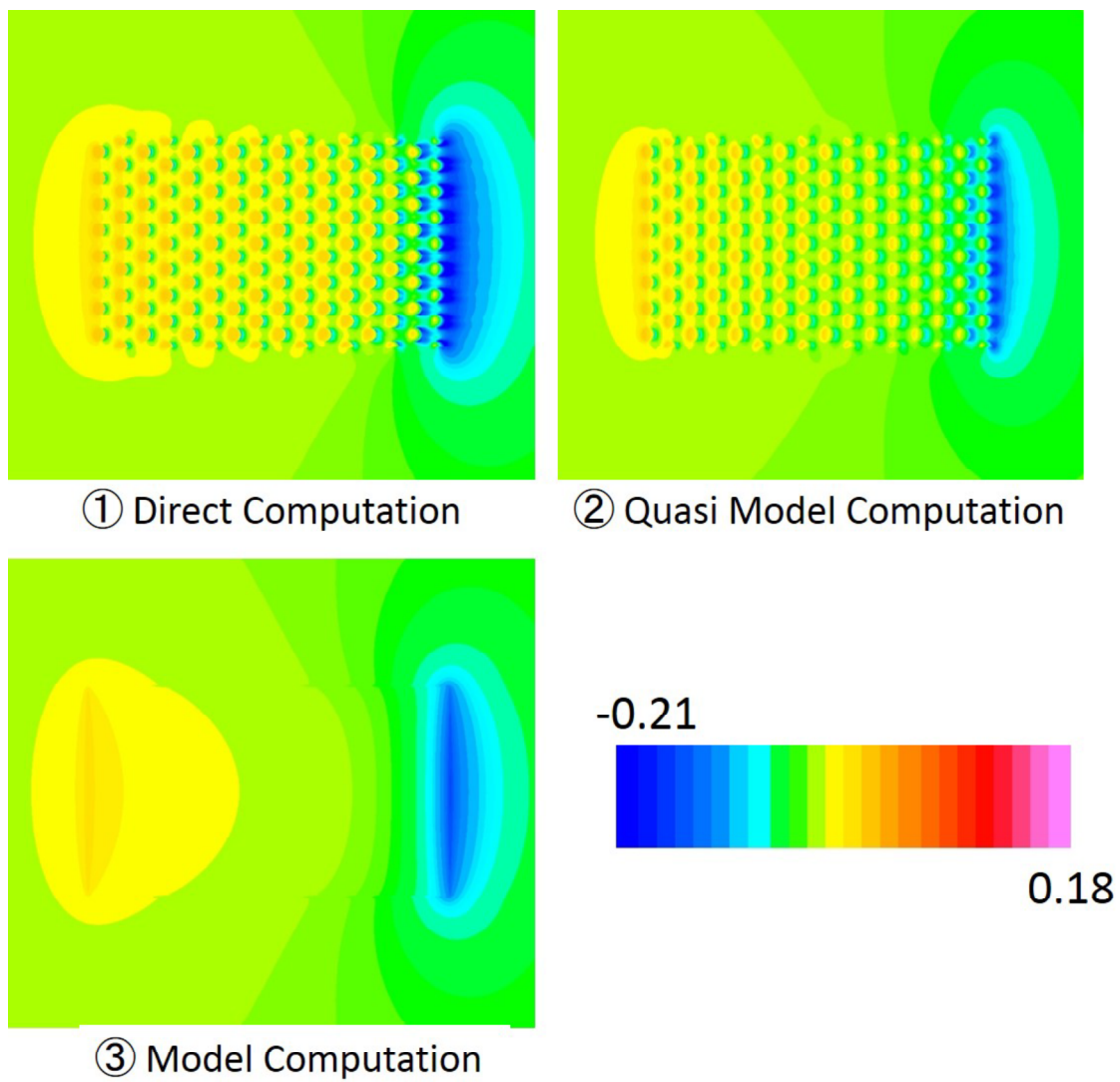


図 3.22 多孔壁壁面での圧力分布 ( $\Delta C_p = -0.05$ , 流入)

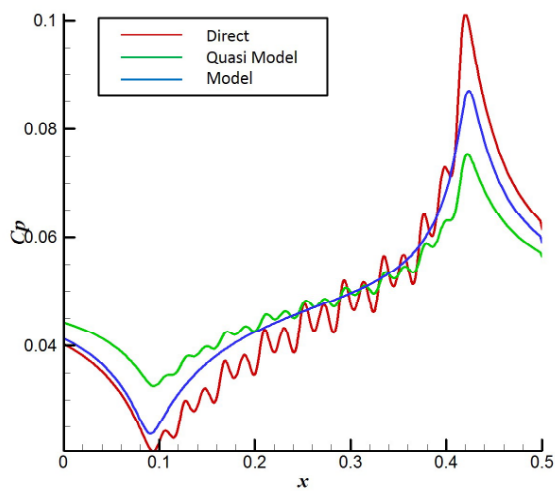


図 3.23 多孔壁流れ方向の圧力分布 ( $\Delta C_p = 0.05$ , 流出)

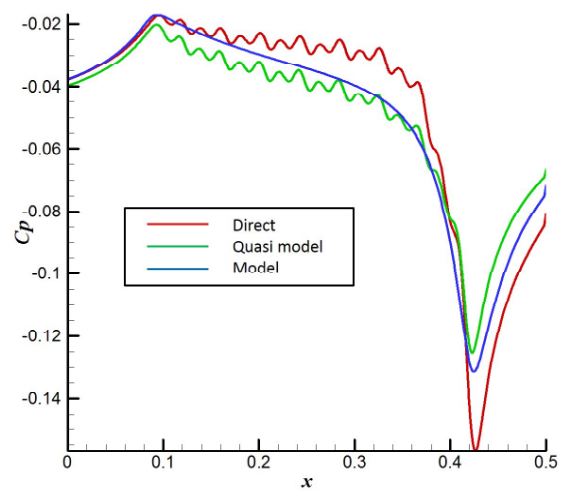


図 3.24 多孔壁流れ方向の圧力分布 ( $\Delta C_p = -0.05$ , 流入)

## 第4章

# 二次元翼における壁干渉

壁干渉解析の第一段階として、前章で開発した多孔壁モデルを用いて、二次元翼の風洞試験における壁干渉の解析を行う。二次元翼の風洞試験は航空機の風洞試験に比べて形態が単純であり、ステーキングなどの支持装置が無い場合、壁干渉の影響のみを解析することができる。また、ブロックage比（試験モデルのサイズ/風洞流路のサイズ）が大きく、風洞壁干渉の影響が強く現れる。本章では、以下の内容について述べる。

1. 二次元翼 Model70811 を対象に行われた風洞試験との比較による、多孔壁モデルと CFD 解析の妥当性の検証。
2. 二次元翼の流れ場における壁干渉の現象把握
3. 壁干渉補正法の精度検証

本解析では二次元翼の流れ場に対して、「壁有り」・「壁無し」の CFD 解析を行う。また多孔壁の特性を明らかにするため「壁有り」では「抽気有り」・「抽気無し」の2種類の解析を行った。まず、「壁有り」の CFD 解析と、実際の風洞試験結果の比較から CFD 解析と多孔壁モデルの妥当性検証を行う。次に「壁有り」・「壁無し」の流れ場の差を解析し多孔壁の風洞壁干渉について現象把握を行った。最後に、「壁有り」・「壁無し」の流れ場を用いて既存の壁干渉補正法の精度検証を行った。これまで、壁干渉の補正法はいくつか提案されているが、「壁有り」と「壁無し」の流れ場の比較が難しいために、その補正精度の定量的な評価は成されてこなかった。本研究では、「壁有り」の解析結果に壁干渉補正法を適用し、その結果と「壁無し」の解析結果との比較から、補正法の定量的な精度検証を行った。

## 4.1 風洞試験との比較による多孔壁モデルの妥当性の検証

### 4.1.1 JTWT における Model70811 の風洞試験

本節では、CFD 解析と多孔壁モデルの妥当性検証のため、実際の風洞試験と CFD 解析の比較を行う。比較対象は澤田らによって JAXA2 × 2 遷音速風洞（JTWT:テストセクションが多孔壁）で行われた、二次元翼の風洞試験である [67]。実験概要図を図 4.1 に示す。また実験条件を表 4.1 に示す。JTWT は通常、上下・側壁ともに多孔壁であるが、本試験においては側壁の多孔壁は塞がれている。また実際の試験では模型支持装置が翼の背後に配置されているが、本解析ではこれは考慮していない。

表 4.1 実験条件

翼形	Model70811
$M_\infty$	0.4~0.9
$Re$	$3.85 \sim 5.65 \times 10^6$
$\alpha$	$-2.0^\circ \sim 4.0^\circ$
$H/c$	5

ここで  $H/c$  は風洞高さ と 翼弦長の比を表す。

### 4.1.2 解析条件

本解析の計算概要及び、計算格子を図 4.2, 図 4.3 に示す。「壁有り」の格子は翼と風洞壁で構成される。流入境界から翼までの距離は、風洞壁面上で実際の風洞試験と同等の境界層の発達を実現するための助走距離である (3.2.2 節)。模擬する境界層厚さは JTWT の境界層を参考に行っている。翼、及び多孔壁の位置関係は実際の風洞試験と一致させている。「壁有り」・「壁無し」の流れの条件をできるかぎり一致させるため、「壁有り」の解析における流出境の静圧は各解析で調節し、翼から翼弦長の 6 倍前方で「壁有り」・「壁無し」のマッハ数が一致する ( $M = \pm 0.0015$  以内) 様にしている。本解析ではできるだけ「壁有り」・「壁無し」の数値誤差を無くし、純粋に壁の影響のみを解析するため、翼周りの計算格子は「壁有り」・「壁無し」で同一のものを用いてい

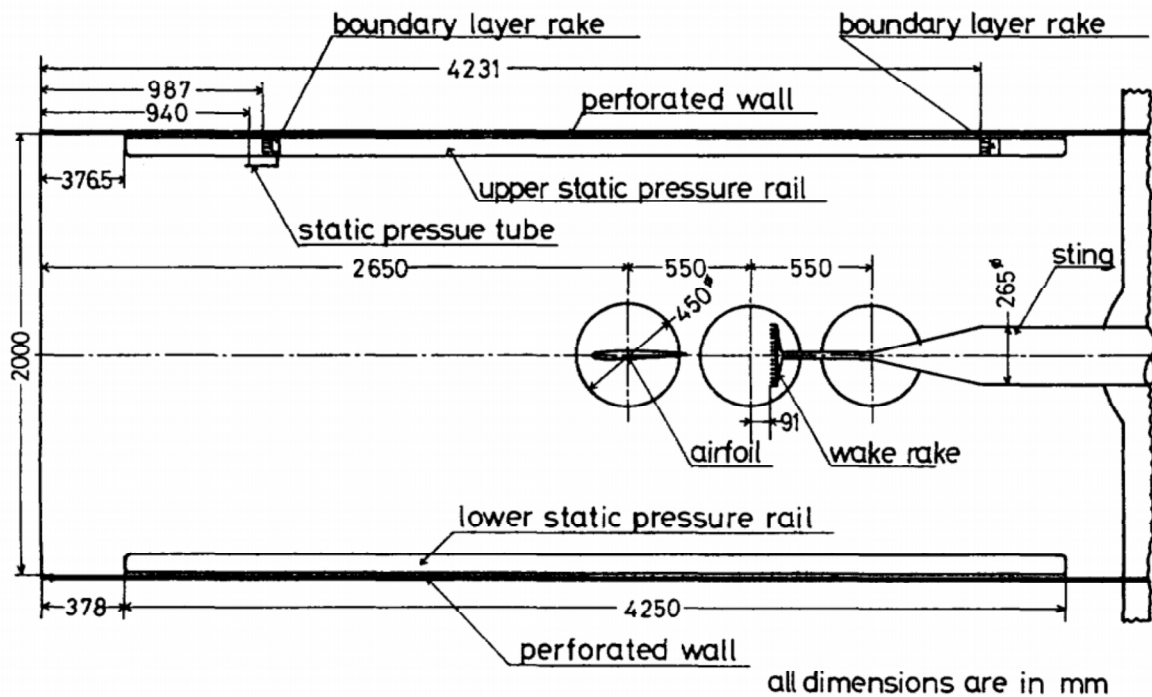


図 4.1 実験概要図 [67]

る。「壁無し」の計算格子は「壁有り」の計算格子に壁から先の空間を付け加えている。この追加空間は境界条件の影響をできるだけ小さくするため、十分な大きさを取っている。二次元計算であるため、翼幅方向の格子数は1としている。図 4.4 に翼周辺における格子点数の分布を示す。セル数は「壁有り」・「壁無し」それぞれ、3.9 万セルと 5.6 万セルであり、滑り無し壁の第一層のセル厚さは  $y^+ = 1$  としている。図 4.5 は各迎角における計算格子を示している。本解析における迎角の変化は、一様流の方向を固定し、翼周りの格子を回転させることで実現している。

また表 4.2 に本解析で用いた CFD 解析の手法を示す。

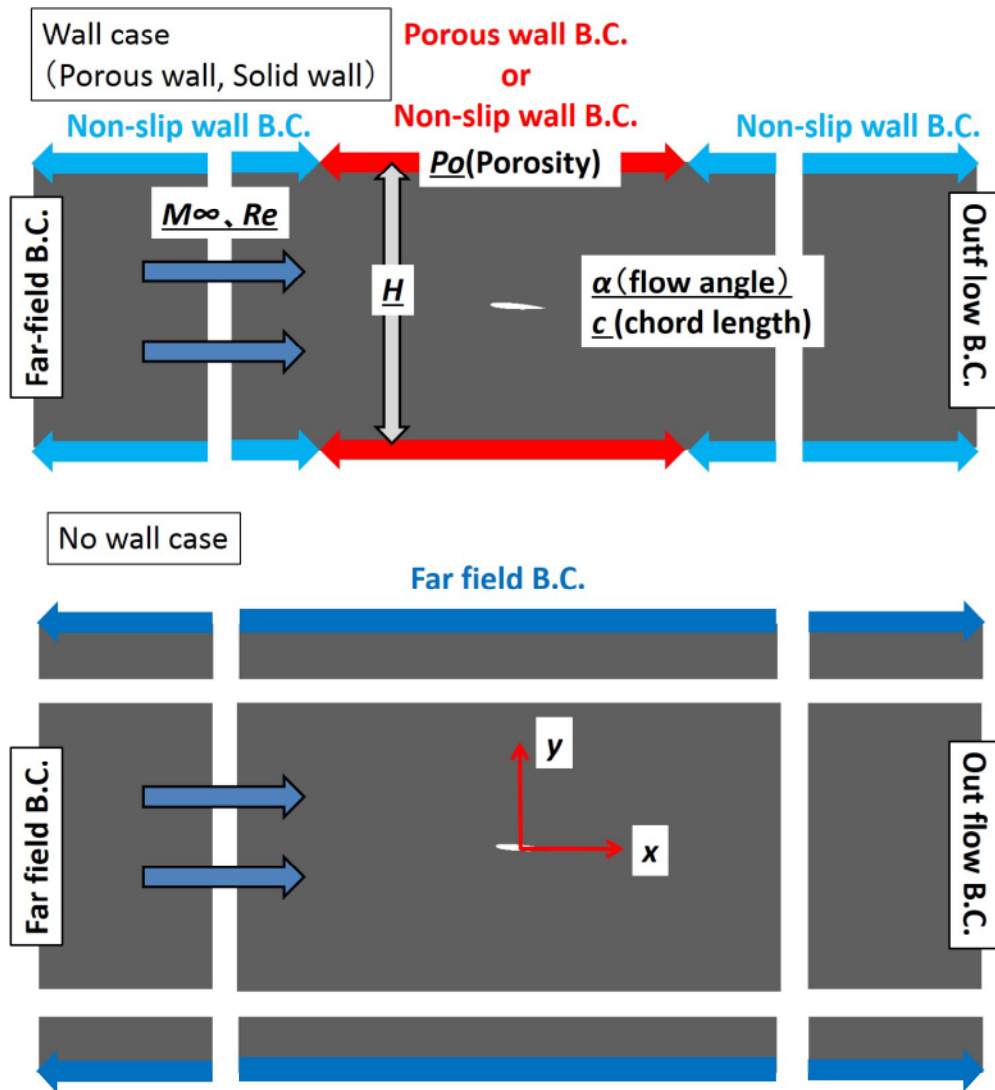


図 4.2 二次元翼風洞試験 CFD 解析の概要

表 4.2 二次元翼の CFD 解析における計算手法

非粘性流束	HLLW 法
勾配計算法	Green-Gauss 法
空間精度	再構築法による空間二次精度
制限関数	Hishida の制限関数
時間積分法	LU-SGS 法
乱流モデル	SA-noft2-R モデル

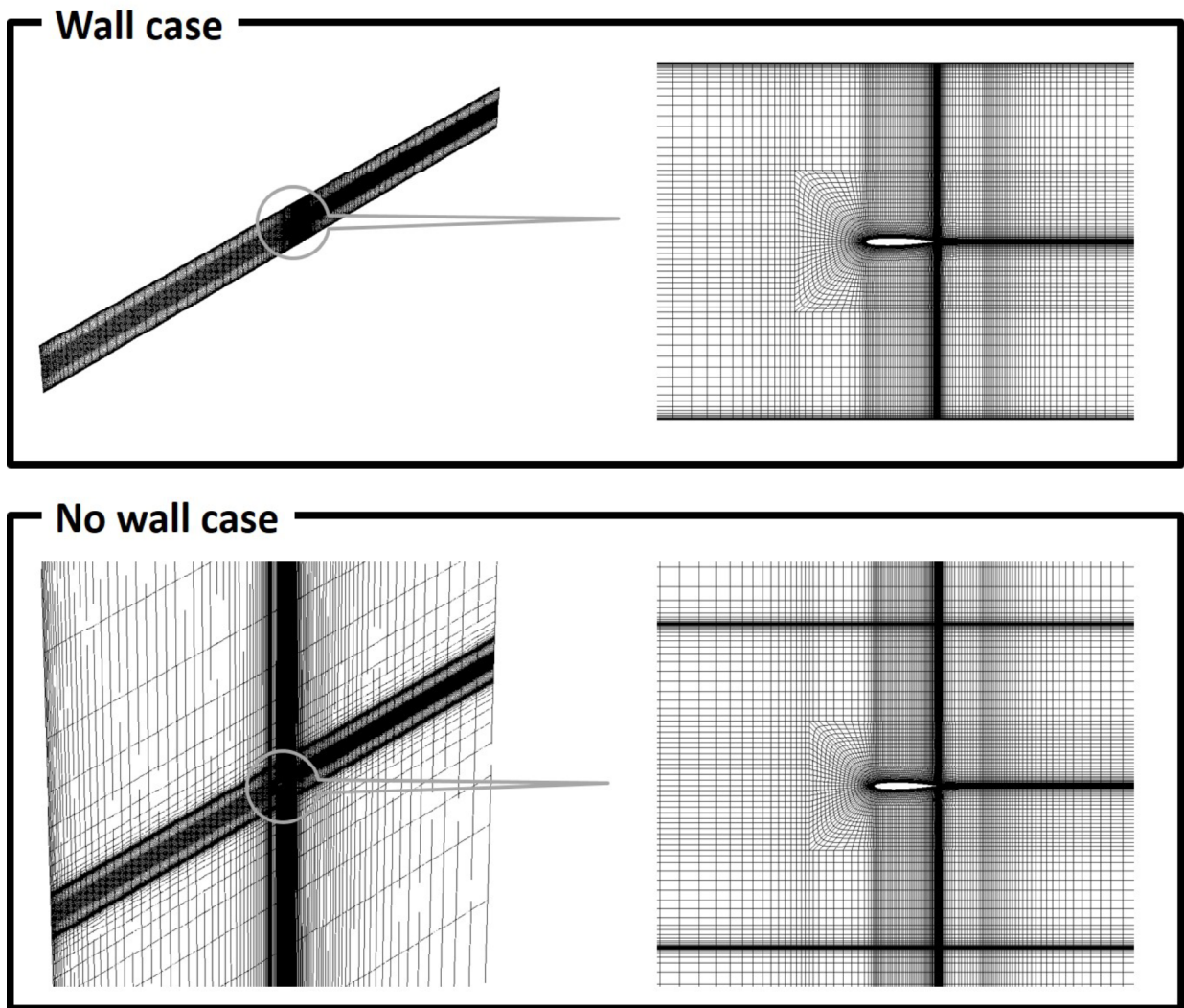


図 4.3 二次元翼風洞試験 CFD 解析における計算格子

#### 4.1.3 多孔壁境界条件

本章の多孔壁条件は JTWT の多孔壁を模擬して設定する．多孔壁境界の式 (3.22) の係数  $A$  は，JTWT の流れ場及び孔形状， $\delta^* = 9[\text{mm}]$ ， $D = 12[\text{mm}]$ ， $L/D = 1$  から， $A = 1.01$  となる．また，空隙率は  $P_o = 0.2$  である．

図 4.6 に  $M_\infty = 0.65$ ， $\alpha = 2^\circ$  における風洞多孔壁とプレナム室の差圧の分布を示している．図が示す通り，多孔壁の差圧はモデルの適用可能条件である  $-0.1 \leq \Delta C_p \leq 0.1$  以内であり，適切な条件でモデルを使用できていることが分かる．

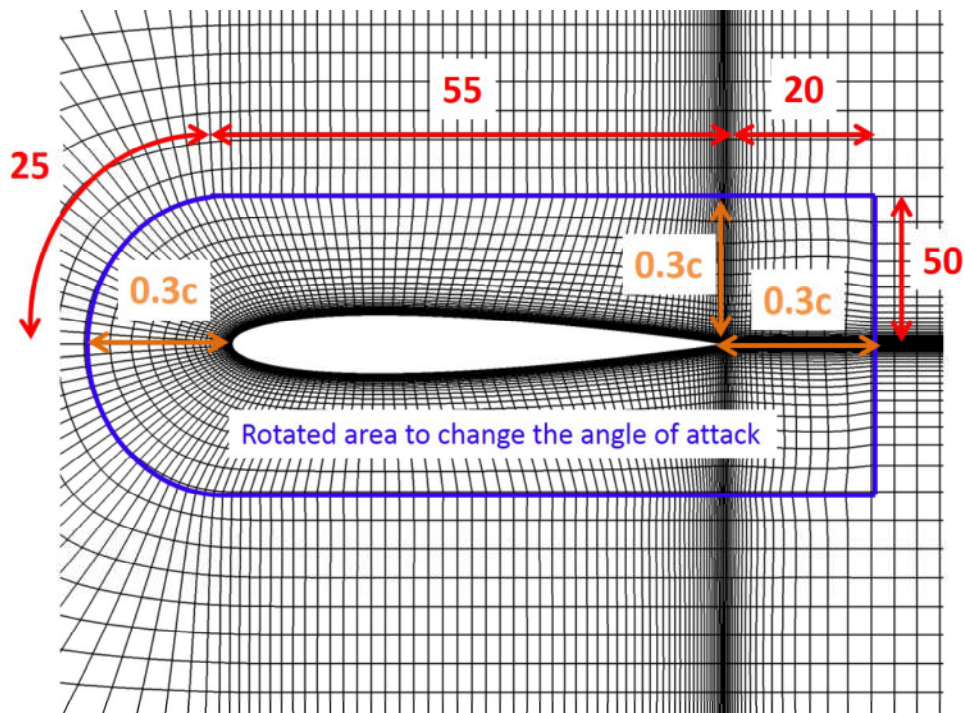


図 4.4 翼周辺の計算格子における格子点分布

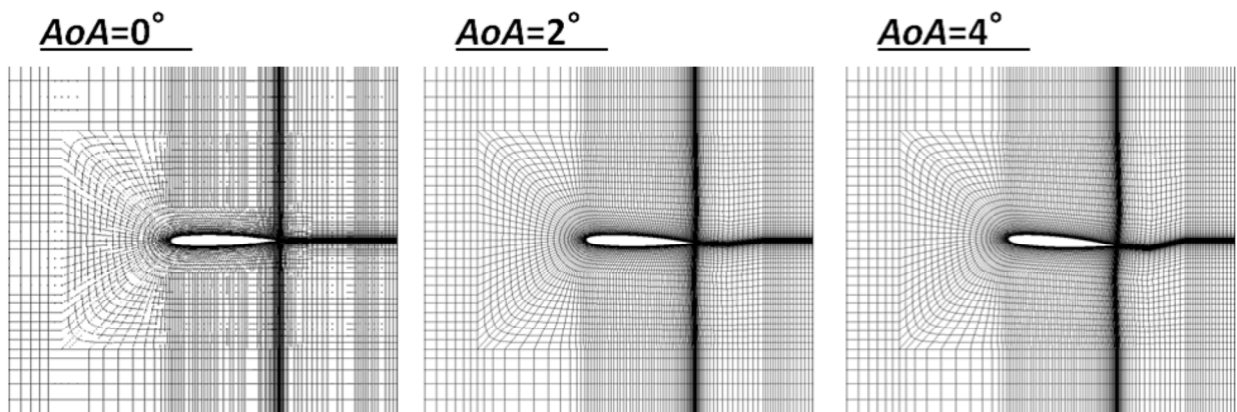


図 4.5 各迎角における計算格子

#### 4.1.4 解析結果

図 4.7, 4.8 に  $\alpha = 3^\circ$ ,  $M_\infty = 0.65, 0.75$  における翼面の圧力分布を示している。それぞれ実験値及び「抽気有り」・「抽気無し」・「壁無し」の結果を示している。「抽気無し」は、多孔壁の範囲を抽気無しの滑り無し壁境界として計算している。 $M_\infty = 0.65, 0.75$  場合共に、「抽気有り」の結果が実験値と良い一致を



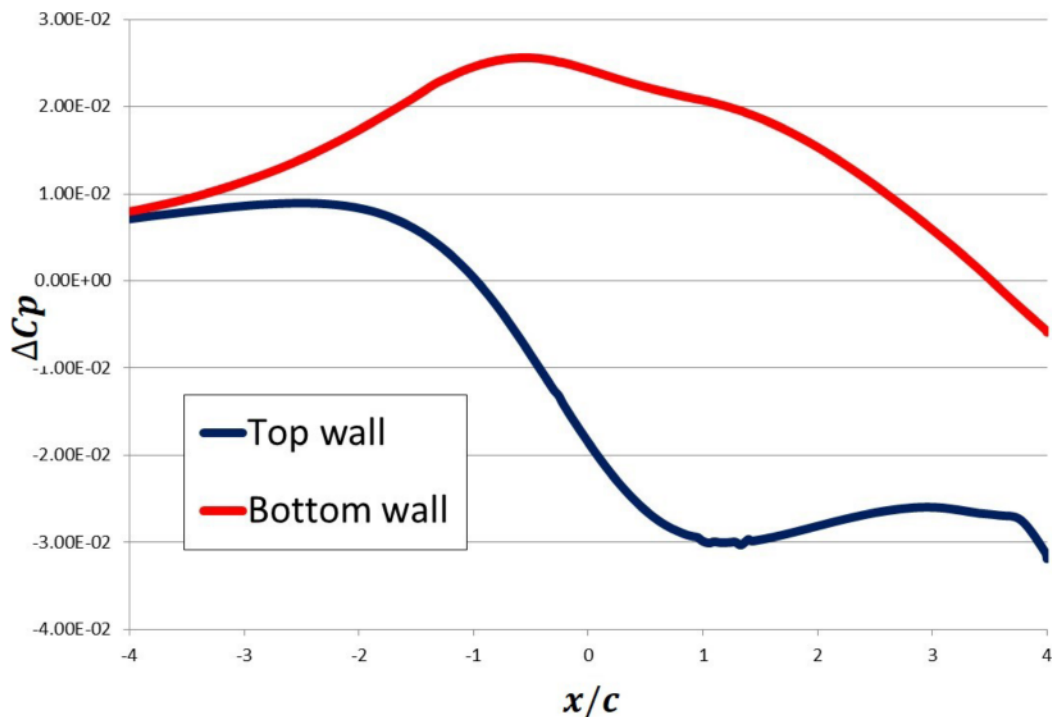


図 4.6 多孔壁を介した差圧の分布 ( $M_\infty = 0.65$ ,  $\alpha = 2^\circ$ ,  $x/c = 0$  が  $1/4$  翼弦長)

示している．一方で，その他の解析結果は実験値との差が大きい． $M_\infty = 0.65$  の場合，「壁無し」と「抽気無し」の場合の結果は，翼上面の圧力ピークにおいて実験値との差が大きい．また， $M_\infty = 0.75$  の場合は衝撃波位置の違いが顕著である．

次に，風洞壁面での圧力分布を比較する．図 4.9, 4.10 は  $\alpha = 3^\circ$ ,  $M_\infty = 0.65, 0.75$  における風洞壁面（上面）での圧力分布を示している．横軸における  $x/c = 0$  が翼の  $1/4$  弦長であり，多孔壁の範囲は  $-6.625 \leq x/c \leq 4.725$  である． $M_\infty = 0.65, 0.75$  共に，「抽気有り」の結果は実験値と定性的に良く一致している．一方で，その他の結果は実験値との差が大きい．「壁無し」の結果は  $x/c = 0$  を中心に対称な分布を示しているが，「抽気有り」の結果はそれらと異なり，より実験値に近い分布を示している．しかし，「抽気有り」の結果の場合，翼の下流で定量的な誤差が見られる．これは，CFD 解析と実験で流れ場の条件が厳密には一致していないためと考えられる．実際の風洞試験では，模型支持装置が下流に存在する．また，多孔壁の空隙率を CFD 解析では一様に  $0.2$  として扱っているが，実際の風洞では，多孔壁区間の始端と終端で空隙率を  $0.2$  から  $0$  に滑らかに変化させるために，孔の配置に三次元的な分布

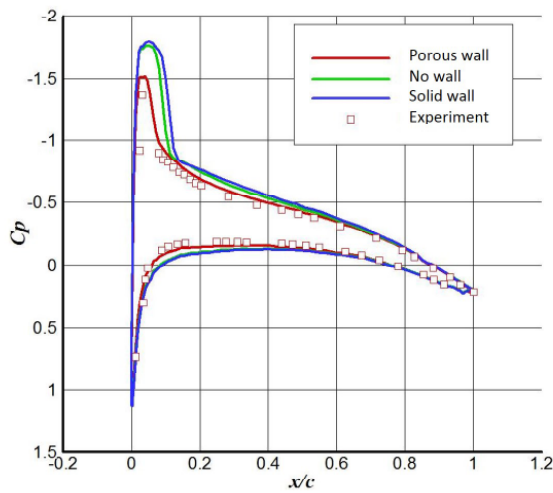


図 4.7 翼面の圧力分布 ( $M_\infty = 0.65$ ,  $\alpha = 3^\circ$ )

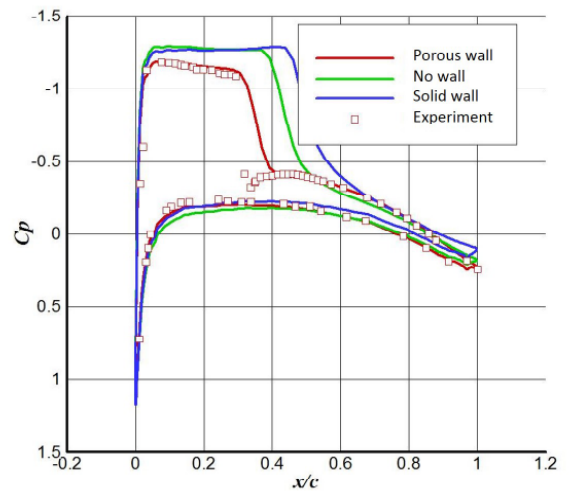


図 4.8 翼面の圧力分布 ( $M_\infty = 0.75$ ,  $\alpha = 3^\circ$ )

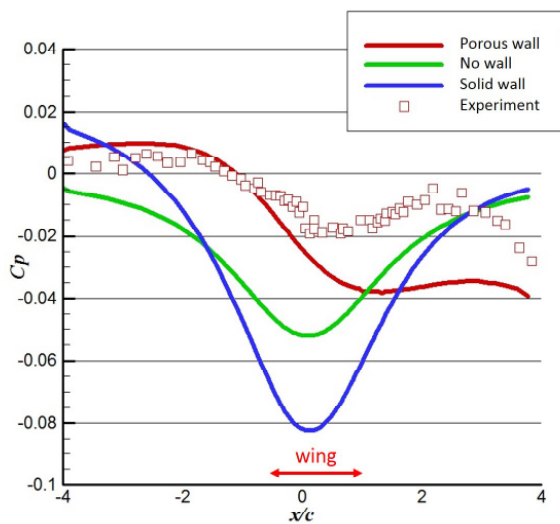


図 4.9 風洞壁面の圧力分布 ( $M_\infty = 0.65$ ,  $\alpha = 3^\circ$ )

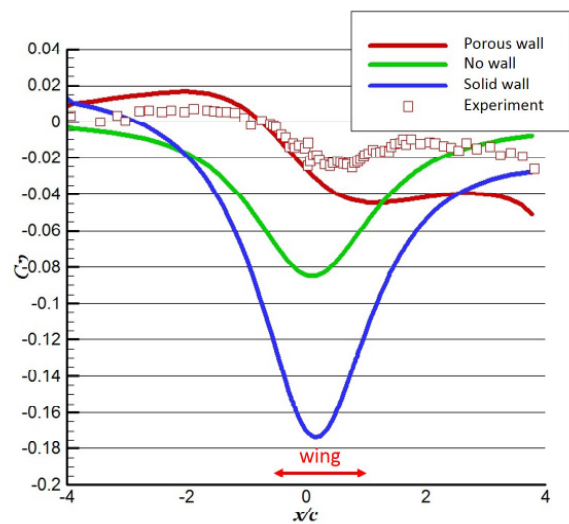


図 4.10 風洞壁面の圧力分布 ( $M_\infty = 0.75$ ,  $\alpha = 3^\circ$ )

がある。定量的な誤差が見られた翼の下流はこれらの条件の不一致が強く影響すると考えられるが、支持装置や空隙率の三次元的な変化を二次元計算で再現することは難しい。しかし、多孔壁の壁干渉の特徴は十分正確に捉えることができおり、本解析の精度は十分と言える。

## 4.2 二次元翼の風洞試験における壁干渉

本節では、「壁有り」・「壁無し」の流れ場の比較から壁干渉の現象把握を行う。計算条件は前節と同一であるが、解析対象は一般的に広く用いられるNACA0012としている。本研究では「壁有り」・「壁無し」の流れ場におけるマッハ数と流れ角度の違いに着目して現象の把握を行う。

### 4.2.1 ブロッキング

遷音速風洞では、模型サイズが風洞サイズと比較して一定以上大きくなると流れの閉塞が発生する。多孔壁は空気を透過させることで、ブロッキングを低減し、チョークの発生を緩和している。まず、多孔壁がどのようにブロッキングを低下させるのか検証する。図4.11は「壁有り」・「壁無し」のマッハ数の差分 ( $M_{wall} - M_{nowall}$ ) を示している。ブロッキングが大きい場合、翼周辺で流れが加速されるため「壁有り」・「壁無し」のマッハ数の差は大きくなる。図4.11では  $M_\infty = 0.65$  (亜音速) と  $M_\infty = 0.75$  (遷音速) 及び、空隙率を0.2 (JTWT), 0.06 (S2MA:ONERAの遷音速風洞), 0.0 (抽気無し) に変化させた場合の結果を示している。 $M_\infty = 0.65$  の場合、ブロッキングの影響はそれほど大きくはないが、「抽気無し」における  $M_\infty = 0.75$  の結果は、ブロッキングの影響を強く示している。一方、空隙率が大きい場合はブロッキングが低下しており、多孔壁がブロッキングの緩和に効果を発揮していることが分かる。

### 4.2.2 吹き下ろし

多孔壁はブロッキングの低減に有効であるが、「抽気有り」の流れ場が「壁無し」の場合と完全に同一になるわけではない。図4.12, 4.13に風洞壁位置における「抽気有り」・「壁無し」の壁垂直方向速度成分をそれぞれ示す。壁位置での速度分布は「抽気有り」・「壁無し」で違いが見られ、「抽気有り」の場合には「壁無し」に比べ上壁から下壁への速度成分が大きい。これは多孔壁を通過する流れが吹き下ろしを引き起こしていることを示している。図4.14は局所的な流れ角度 ( $\theta = \tan^{-1}(u/v)$  [deg]) の差分  $\theta_{wall} - \theta_{nowall}$  を示している。流れ角度の差分は吹き下ろしの程度を示している。「抽気無し」の場合には「壁無し」との差は小さいが、空隙率が大きくなるにつれて、吹き下ろしの影響が強くなっていることが分かる。

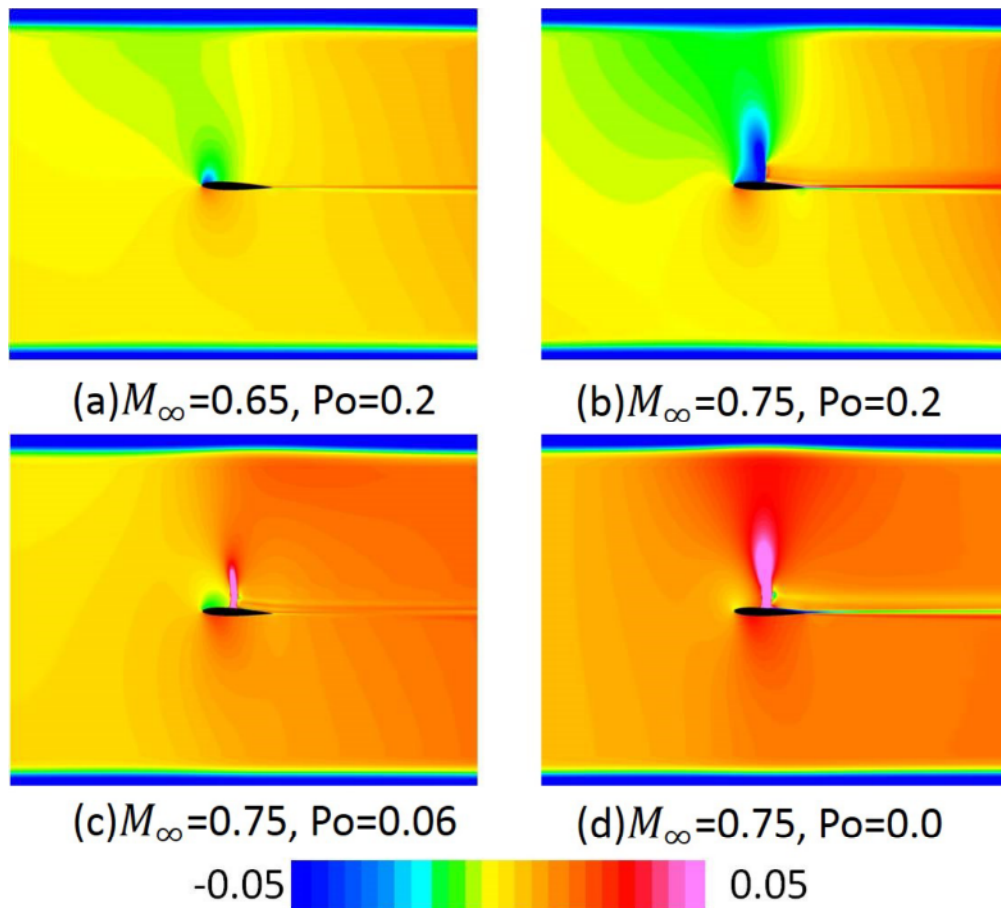


図 4.11 「壁有り」・「壁無し」におけるマッハ数の差分 ( $\alpha = 2^\circ$ )

#### 4.2.3 $C_L, C_D$ への影響

風洞壁干渉の特徴は「ブロッキング」と「吹き下ろし」である。本節では、これらの干渉が揚力係数  $C_L$  と抗力係数  $C_D$  に与える影響を検証する。図 4.15-4.18 に  $M_\infty = 0.65$  (亜音速) と  $M_\infty = 0.75$  (遷音速) における、抗力曲線と揚力曲線を示す。  $M_\infty = 0.65$  の場合、多孔壁の影響は  $C_L$  を低下させ、  $C_D$  を増加させる方向に働いている。  $C_L$  の低下は吹き下ろしによる実質的な迎角の低下によるものである。一方、  $C_D$  の増加も、吹き下ろしによる影響である。翼は流れ方向に垂直に力を生じるが、吹き下ろしによる流れ方向の変化により、一部の力が抗力の増分となる。これは、三次元翼における誘導抗力と同様の機構である (図 4.19)。  $M_\infty = 0.75$  の場合、  $C_L$  の低下は  $M_\infty = 0.65$  の結果と同様に吹き下ろしによる迎角の低下によるものである。一方、  $C_D$  は  $M_\infty = 0.65$  の場合と傾向が異なっている。遷音速の場合、ブロッキングによる翼周辺の

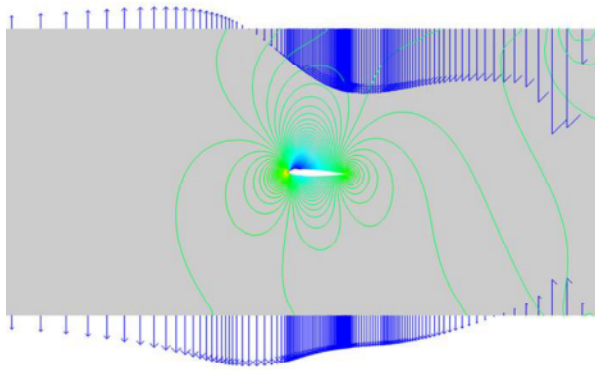


図 4.12 風洞壁位置における壁垂直方向速度成分（「抽気あり」 $M_\infty = 0.75$ ,  $\alpha = 2^\circ$ ）

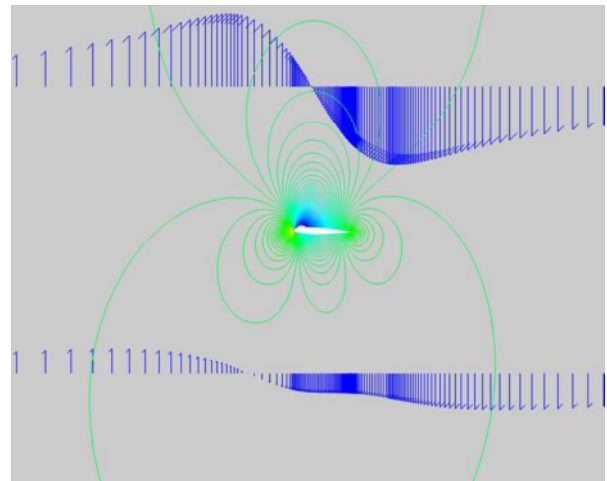


図 4.13 風洞壁位置における壁垂直方向速度成分（「壁無し」 $M_\infty = 0.75$ ,  $\alpha = 2^\circ$ ）

マッハ数の変化の影響が強くなる。「抽気有り」の場合、翼周辺のマッハ数は「壁無し」の場合に比べて低下しており、(図 4.11), その影響から抗力の低下が起きたと考えられる。「抽気無し」の場合は常に  $C_L$  と  $C_D$  を増加させる方向に壁干渉が働いている。これはブロッキングによって翼周辺のマッハ数が増加しているためである。

### 4.3 壁干渉補正法の精度検証

前節では、多孔壁による壁干渉が風洞の流れ場にどのような影響を与えるか検証を行った。二次元翼の風洞試験における壁干渉の影響は大きく、信頼性の高い結果を得るためには、その影響をいかに補正するかが重要になる。これまで幾つか壁干渉補正法が提案されてきた。しかし、厳密な「壁有り」・「壁無し」の流れ場の比較ができなかったために、それらの補正精度の定量的な検証は成されていない。本節では「壁有り」の結果に壁干渉補正を適用したものと「壁無し」の解析結果の比較から既存の壁干渉補正法の精度検証を行う。

#### 4.3.1 線形ポテンシャル方程式を用いた壁干渉補正法

既存の壁干渉補正法 [68]-[75] はいくつか提案されているが、現在特に多く用いられているのが線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を用いた補正法である [68]-[71]。これは、方程式が線形であるために解の重ね合わせができ、流れ場の中から壁の影響だけを取り出せるためである。例えば、風洞壁面での圧力

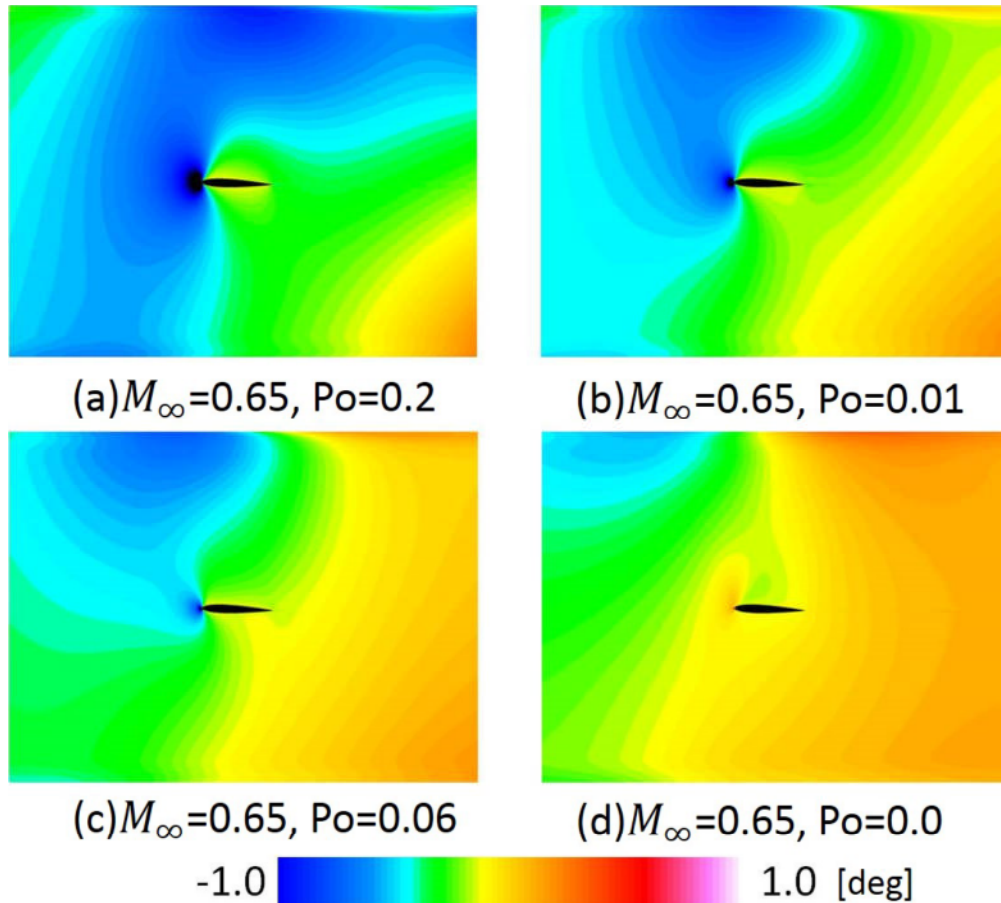


図 4.14 「壁有り」・「壁無し」における流れ角度の差分 ( $\alpha = 2^\circ$ )

分布から線形のポテンシャル方程式を解析的に解き，干渉量を計算する手法が有る [68, 69]．また，線形ポテンシャル方程式を基礎式とするパネル法を利用した壁干渉補正法も広く用いられている [70]．しかし，線形ポテンシャル方程式は航空機の流れ場で重要な遷音速や失速の流れ場でその精度が疑問視される [75]．ただし，その他に実用的な壁干渉補正法が存在しないため，現在でも線形ポテンシャル方程式を基礎式とした補正法が広く使われている．これらの手法の補正精度の定量的な検証は今まで行われていない．

#### 4.3.2 Mokry の壁干渉補正法 [68]

本研究における検証対象として，線形のポテンシャル方程式を基礎式とした Mokry の壁干渉補正法を用いる．Mokry の補正法は，風洞壁面の圧力を利用して線形のポテンシャル方程式を解き，壁干渉によって生じる翼中心でのマッハ数と流れ角度の変化量， $\Delta M$  と  $\Delta \alpha$  を求める手法である．図 4.20 は Mokry

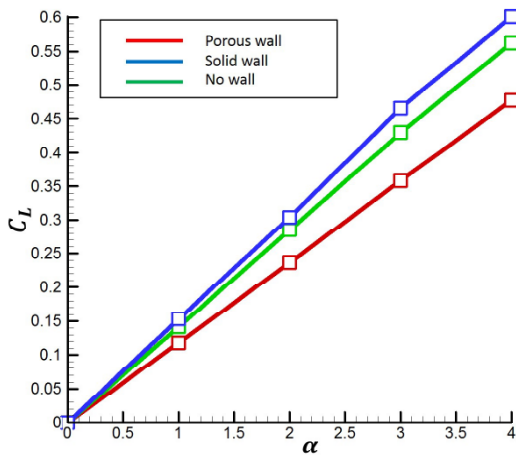


図 4.15 「壁有り」・「壁無し」における揚力曲線 ( $M_\infty = 0.65$ )

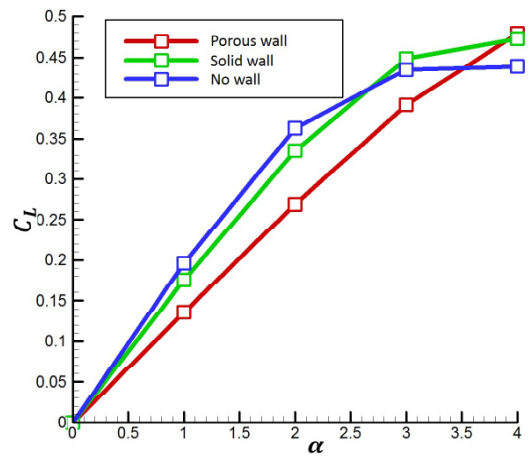


図 4.16 「壁有り」・「壁無し」における揚力曲線 ( $M_\infty = 0.75$ )

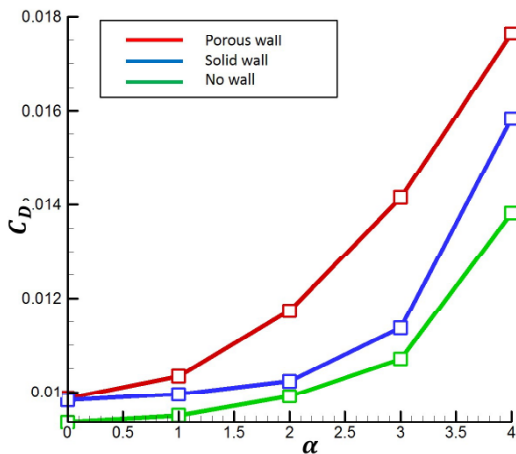


図 4.17 「壁有り」・「壁無し」における抗力曲線 ( $M_\infty = 0.65$ )

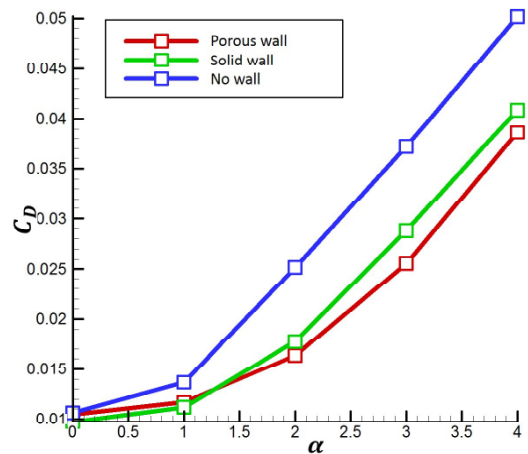


図 4.18 「壁有り」・「壁無し」における抗力曲線 ( $M_\infty = 0.75$ )

の補正法の概略を示している。

#### 4.3.2.1 マッハ数と迎角補正量

二次元の流れ場における Mokry の壁干渉補正法は、以下の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を基礎式としている。

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (4.1)$$

$$\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2} \quad (4.2)$$

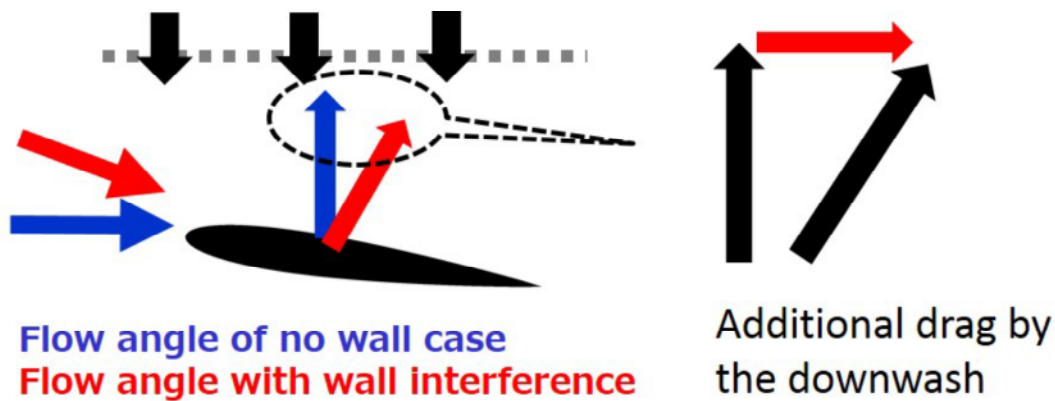


図 4.19 吹き下ろしによる抗力の増加

ここで  $\phi$  は微小擾乱速度ポテンシャルである．微小擾乱速度は一様流速度からのずれを表す．また式中では微小擾乱速度は一様流速度  $U_\infty$  で無次元化されている．この方程式は線形であり，それぞれの微小擾乱の重ね合わせが可能である．流れ場全体の微小擾乱  $\phi$  は壁から生じる擾乱  $\phi_w$  と風洞供試体から生じる擾乱  $\phi_m$  を重ねあわせたものとなる．

$$\phi = \phi_w + \phi_m \tag{4.3}$$

壁からの干渉量を求めるには  $\phi_w$  の値が必要となる． $\phi_m$  は近似的に以下の式で求める．

$$\phi_m = -\frac{\sigma}{2\pi} \text{atan} \frac{\beta y}{x} + \frac{c^2 S}{2\pi\beta} \frac{x}{x^2 + (\beta y)^2} \tag{4.4}$$

$$\sigma = \frac{1}{2} c C_L \tag{4.5}$$

ここで  $S$  は翼型の断面積であり， $c$  は翼弦長である．式 (4.4) の第1項は供試体に生じる束縛渦の影響，第2項はブロッキングの影響を表している．また， $\phi$  は風洞壁面の圧力より式 (4.1) を解析的に解くことで求める．まず，式 (4.1) を以下のように座標変換する．

$$\frac{\partial^2 u_w}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u_w}{\partial \eta^2} = 0 \tag{4.6}$$

$$u_w = \frac{\partial \phi_w}{\partial \xi} = \beta \frac{\partial \phi_w}{\partial x} \tag{4.7}$$



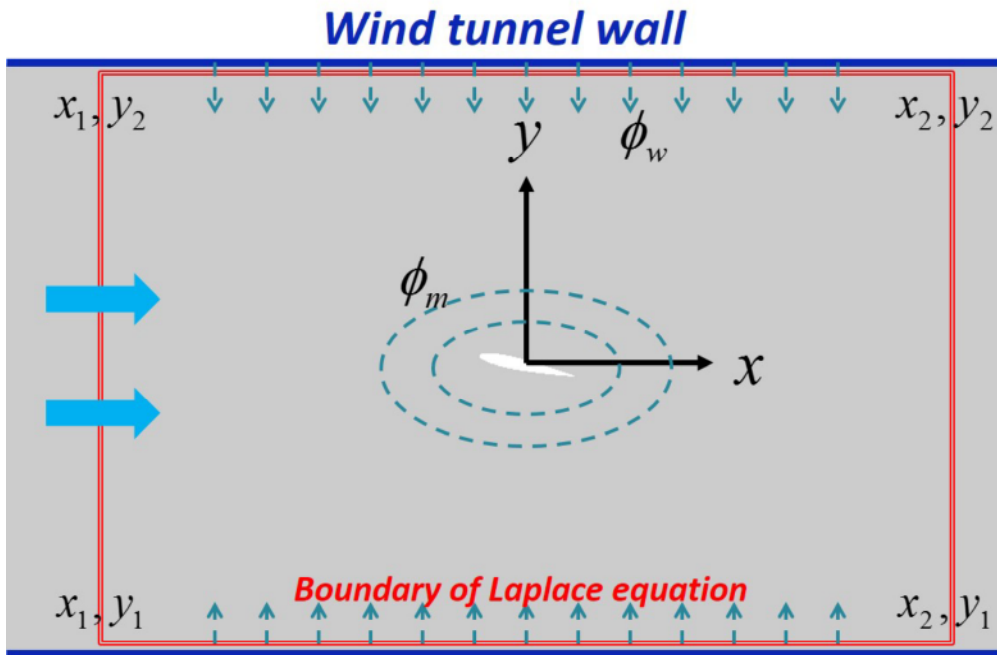


図 4.20 Mokry の壁干渉補正法の概略

$$\xi = \frac{1}{\beta}(x - x_1) \quad (4.8)$$

$$\eta = y - y_1 \quad (4.9)$$

ここで、 $u_w$  は式 (4.3) より以下の様になる。

$$u_w = \beta \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \right) \quad (4.10)$$

また、微小擾乱速度ポテンシャルと圧力係数  $C_p$  の関係

$$C_p = -2 \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (4.11)$$

を用いて、

$$u_w = \beta \left( -\frac{1}{2} C_p - \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \right) \quad (4.12)$$

となる．式 (4.6) はラプラス方程式であり  $u_w$  の境界値が分かれば解を得ることができる．式 (4.12) より風洞試験における風洞壁面での  $C_p$  分布を計測することで  $u_w$  の境界値を与えることができ、 $\phi$  の値を求めることができる．

$\phi$  と  $\phi_m$  の差から求めた壁からの微小擾乱  $\phi_w$  を用いて、マッハ数と迎角の補正量  $\Delta M, \Delta\alpha$  を以下の式で求める．本解析では 1/4 翼弦長の  $\phi_w$  値を用いてマッハ数と迎角に対する壁干渉量を求める．

$$\Delta M = \left(1 + \frac{1-\gamma}{2} M_\infty^2\right) M_\infty \frac{\partial \phi_w}{\partial x} \quad (4.13)$$

$$\Delta\alpha = \frac{\partial \phi_w}{\partial y} \quad (4.14)$$

#### 4.3.2.2 $\Delta M$ と $\Delta\alpha$ による空力係数の補正

$\Delta M, \Delta\alpha$  を用いて、 $C_L$  と  $C_D$  を補正する．以下添字の  $c$  は補正後、 $u$  は補正前の値を表す．まず一様流のマッハ数を補正する．

$$M_{\infty c} = M_{\infty u} + \Delta M \quad (4.15)$$

マッハ数の補正に伴い、動圧  $q$  を修正する．

$$\frac{p_{\infty c}}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{\infty c}^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4.16)$$

$$q_c = \frac{1}{2} \gamma \rho_{\infty c} M_{\infty c}^2 \quad (4.17)$$

$$C_{Lc} = \frac{q_u}{q_c} C_{Lu} \quad (4.18)$$

$$C_{Dc} = \frac{q_u}{q_c} C_{Du} \quad (4.19)$$

次に一様流の迎角を補正する．

$$\alpha_c = \alpha_u + \Delta\alpha \quad (4.20)$$

揚力と抗力は一様流に対して垂直と平行方向に定義されるので、迎角の修正分だけ座標変換を行う必要がある．

$$C_{Lc} = C_{Lu} \cos \Delta\alpha - C_{Du} \sin \Delta\alpha \quad (4.21)$$

$$C_{Dc} = C_{Du} \cos \Delta\alpha + C_{Lu} \sin \Delta\alpha \quad (4.22)$$

壁干渉の値は空間に一様ではない。  $\Delta M$  の空間分布は圧力勾配を生み、供試体に浮力を与える。圧力勾配による浮力効果は以下の式で補正される。

$$C_{Dc} = C_{Du} - b \frac{2}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{\infty c}^2\right) M_{\infty c}} \frac{\partial \Delta M}{\partial x} \quad (4.23)$$

ここで  $b$  は翼厚である。また  $\frac{\partial \Delta M}{\partial x}$  は  $1/4$  翼弦長の値を用いる。

### 4.3.3 補整された壁有りの流れ場と壁無しの流れ場の比較

Mokry の補正法が用いている線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式は以下の仮定を用いている。

$$M \neq 1 \quad (4.24)$$

$$\frac{u'}{U_{\infty}}, \frac{v'}{U_{\infty}} \ll 1 \quad (4.25)$$

ここで、 $u', v'$  は擾乱速度である。まず、線形のポテンシャル方程式は音速に近い速度では方程式を満たさなくなる。また、擾乱が大きい場合も方程式の仮定を満たさないが、翼周りの流れ場では図 4.21 が示す通り、迎角の高まりとともに擾乱速度が増加していく、よって、以下の様な流れ場では補正法の使用が適切ではない可能性がある。

- 遷音速流れ
- 大きな剥離を伴う高迎角の流れ
- 模型サイズが大きく強い壁干渉が生じる流れ

このような流れ場において微小擾乱速度ポテンシャル方程式を基にした補正法を使用することが適切でないことは、過去に多くの研究者から指摘されてきたことである。ただし、代替となる手法が存在せず、「弱い衝撃波」や「小さな剥離」なら、精度は維持されるのではないかという認識で用いられているのが現状である。よって、本研究では、特に上記の3つの流れ場に注目して、実際にどの程度の精度が得られるのか定量的な検証を行う。

本検証では、主に揚力・抗力係数に着目して補正を行う。壁有りの流れ場によって得られた空力係数に Mokry の壁干渉補正を適用した  $C_{Lc}(M_{\infty u}, \alpha_u)$ ,  $C_{Dc}(M_{\infty u}, \alpha_u)$  を、補正されたマッハ数と迎角における壁無しの流れ場の空力係数  $C_{Ln}(M_{\infty c}, \alpha_c)$ ,  $C_{Dn}(M_{\infty c}, \alpha_c)$  と比較する。 $M_{\infty u}, \alpha_u$  の一様流条件で風洞内の流れ場を計算した場合、壁干渉によって翼周辺では流れが  $\Delta M, \Delta \alpha$  だ

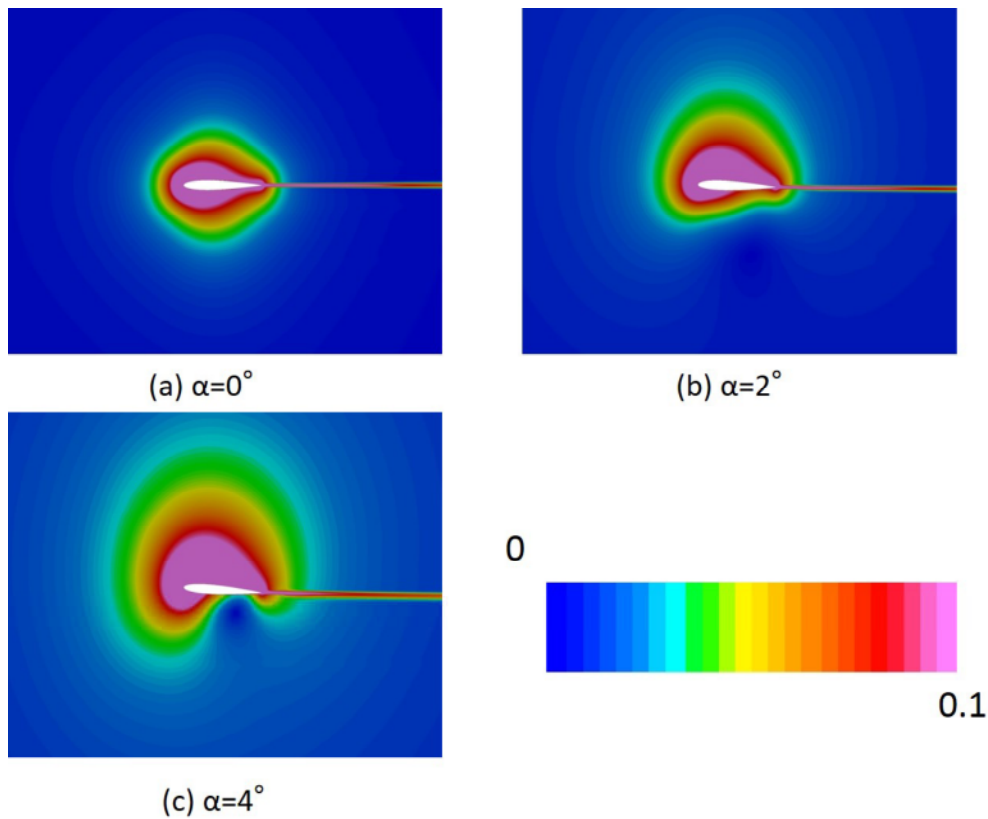


図 4.21 迎角に対する擾乱速度 ( $\frac{\sqrt{u'^2+v'^2}}{U}$ ) の変化 ( $M_\infty = 0.5$ , 「壁無し」)

け変化する．よって補正量が正確であれば， $\Delta M$  と  $\Delta\alpha$  だけ一様流条件を変化させた（つまり  $M_{\infty c}, \alpha_c$ ）壁無しの空力係数は壁有りの空力係数と一致する．

#### 4.3.3.1 亜音速・低迎角流れ

まず，微小擾乱速度ポテンシャル方程式の仮定を満たすであろう，亜音速・低迎角 ( $M_{\infty u} = 0.5, \alpha_u = 0^\circ \sim 4^\circ$ ) の流れ場に対して検証を行う．また， $H/c = 5$  である．図 4.22, 4.23 は揚力曲線，抗力曲線を示している．また表 4.3 は各迎角における揚力・抗力係数の「補正された壁有り」・「壁無し」の差 ( $\Delta C_L = C_{Lc} - C_{Ln}$ ,  $\Delta C_D = C_{Dc} - C_{Dn}$ ) を示している．

表 4.3 「壁有り」・「壁無し」における空力係数の差 ( $M_{\infty u} = 0.5, H/c = 5$ )

$\alpha$ [deg]	$0^\circ$	$1^\circ$	$2^\circ$	$3^\circ$	$4^\circ$
$\Delta C_L (\times 10^2)$	0.0	-0.51	-1.02	-1.42	-1.89
$\Delta C_D (\times 10^4)$	-1.36	-1.30	-0.94	-0.20	-1.02

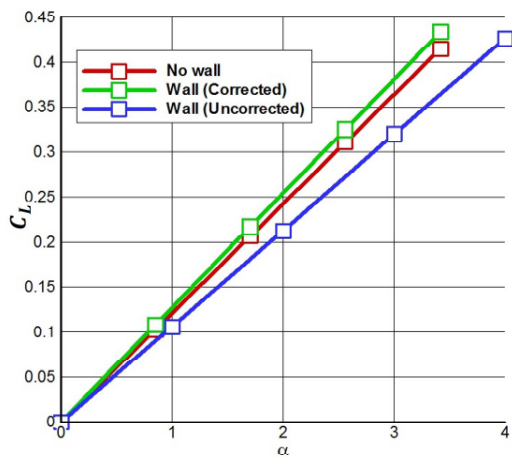


図 4.22 補正された揚力曲線 ( $M_{\infty u} = 0.5, H/c = 5$ )

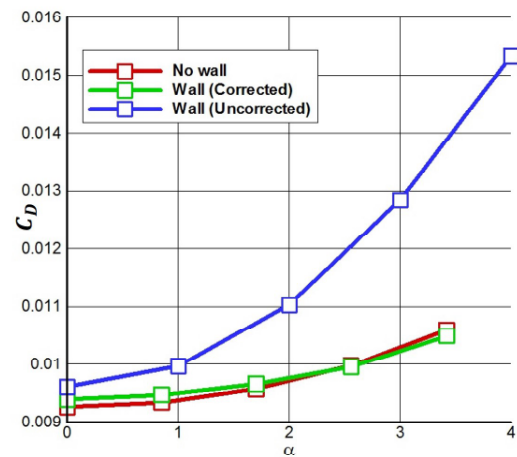


図 4.23 補正された抗力曲線 ( $M_{\infty u} = 0.5, H/c = 5$ )

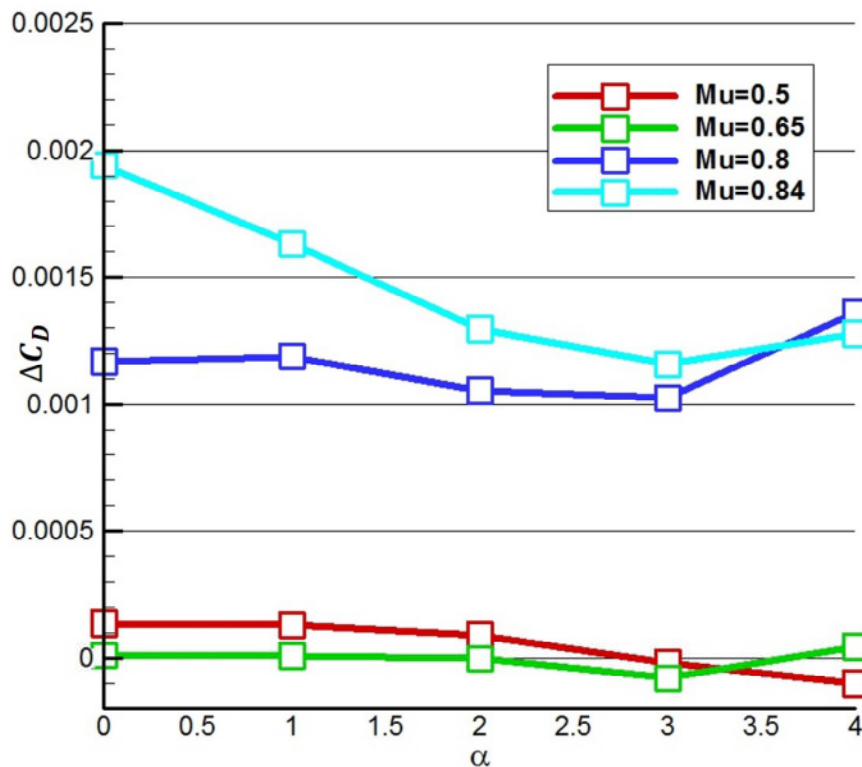
補正されていない壁有りの空力係数は壁無しの結果と大きな違いが生じている。一方で、補正された空力係数は壁無しの結果と非常に良い一致を示している。一般に、空力解析の精度の基準は  $C_D = 0.0001$  (1 count) であるが、Mokry の補正法の精度はその基準に近い事が分かる。

#### 4.3.3.2 遷音速流れ

より高いマッハ数で補正精度の検証を行う。図 4.24 は壁有り・壁無しの  $\Delta C_D$  を各マッハ数ごとに示している。  $M_{\infty u} = 0.5, 0.65$  の流れでは補正精度が 1count 程度で非常に高いが、  $M_{\infty u} = 0.8, 0.84$  の結果は補正精度が 10count 程度まで低下している。図 4.25 は壁有りと、補正されたマッハ数と迎角における壁無しの流れ場の差分 (マッハ数, 流れ角度) を示している。差分が小さいとき補正精度が高い。亜音速の場合は、マッハ数・流れ角度共に誤差が小さい。一方、遷音速の場合は翼上面の衝撃波位置のずれによって特に大きな誤差が生じている事が分かる。空力係数の補正精度誤差の要因が主に衝撃波位置を正しく推定できてないことによる事が分かる。

#### 4.3.3.3 失速した流れ

次に、より迎角を大きくした場合の補正精度の検証を行う。図 4.26 は  $M_{\infty u} = 0.5, H/c = 5$  における壁有り・無しの差分  $\Delta C_D$  を高迎角まで解析した結果である。補正精度は  $\alpha_u = 8^\circ$  で急激に低下している事が分かる。図 4.27 の揚力曲線が示す通り、  $\alpha_u = 8^\circ$  はほぼ失速点と一致しており、失速した流れ場で

図 4.24 マッハ数ごとの  $\Delta C_D$  ( $H/c = 5$ )

は補正精度が急激に低下することが分かる。また、壁有りと、補正されたマッハ数と迎角における壁無しの流れ場の差分を図 4.28, 4.29 に示す。流れ場の条件は  $M_{\infty u} = 0.5$ ,  $\alpha_u = 4^\circ, 8^\circ, 12^\circ, 16^\circ$  である。迎角が失速点 ( $\alpha_u = 8^\circ$ ) 以下の場合、前縁付近の僅かな領域で違いが見られるとはいえ、翼周辺の流れは壁有り・壁無しで良い一致を示している。一方、大きな剥離が生じている  $\alpha_u = 12^\circ, 16^\circ$  の流れでは、マッハ数、流れの角度ともに壁有り・壁無しの流れ場に大きな違いが生じている。特に翼上面の剥離が生じている範囲での誤差は顕著であり、Mokry の補正法の適用を超えているといえる。

#### 4.3.3.4 模型サイズが大きい場合

風洞の大きさに対して模型サイズが大きくなると、強い壁干渉が生じる。強い壁干渉はより大きな擾乱を引き起こすため、線形のポテンシャル方程式の精度が低下する可能性がある。模型サイズの変化に対して補正精度がどの程度変化するか検証を行った。図 4.30 は  $H/c = 3, 4, 5$  における壁有り・壁無しの

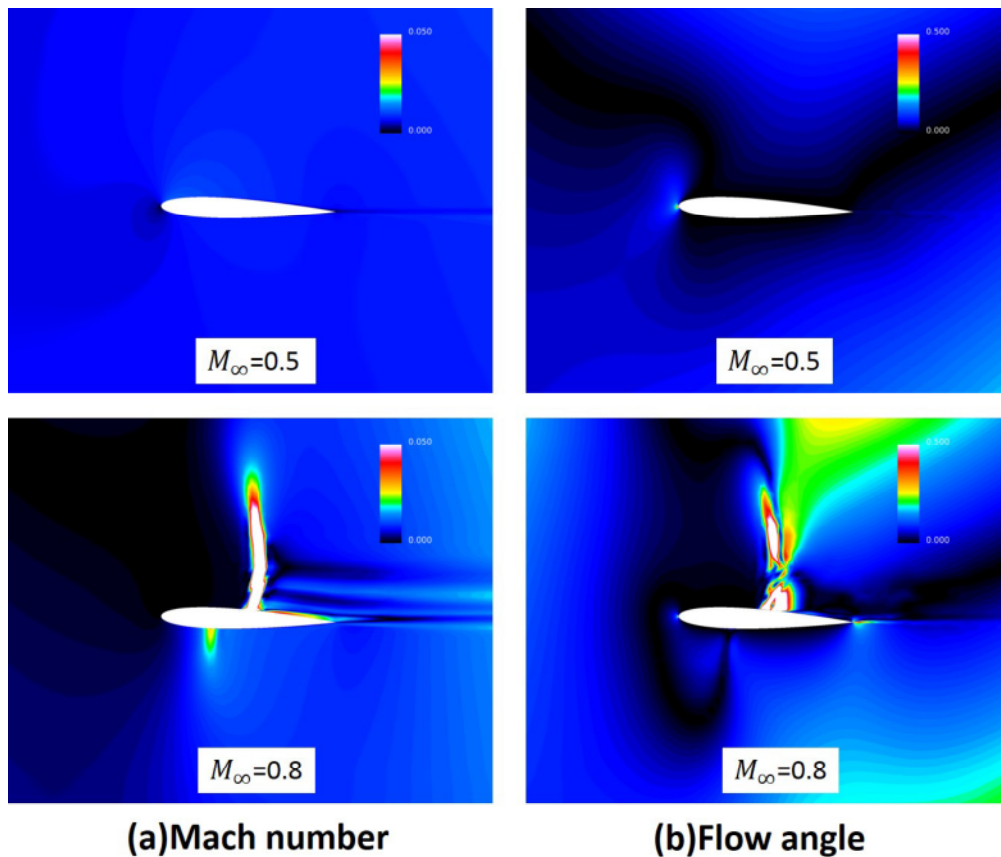


図 4.25 「壁有り」・「壁無し」におけるマッハ数と流れ角度の差分 ( $\alpha_u = 2^\circ, H/c = 5$ )

$\Delta C_D$  を示している． 模型サイズを変化させても補正精度は影響を受けておらず，どの結果もほぼ 1count 以内の精度を保っている．これは，線形のポテンシャル方程式の顕著な精度低下を引き起こすほどの擾乱は壁干渉によって生じていないということを示している．  $H/c = 3$  は一般的な二次元翼風洞試験と比べて，非常に模型サイズが大きい条件であり，一般的な風洞試験の模型サイズであれば，その大きさが多少変化しても補正精度に影響は無い．

#### 4.4 二次元翼における壁干渉解析のまとめ

本章では，壁干渉解析の第一段階として，二次元翼の風洞試験における流れ場を CFD と多孔壁モデルを用いて解析した．そして，「壁有り」と「壁無し」の流れ場の比較から壁干渉の解析を行い，以下の様な結論を得た．

1. JTWT で行われた風洞試験を，CFD と多孔壁モデルを用いて再現し，実験値との比較から解析結果の妥当性を検証した．翼面と風洞壁面での圧

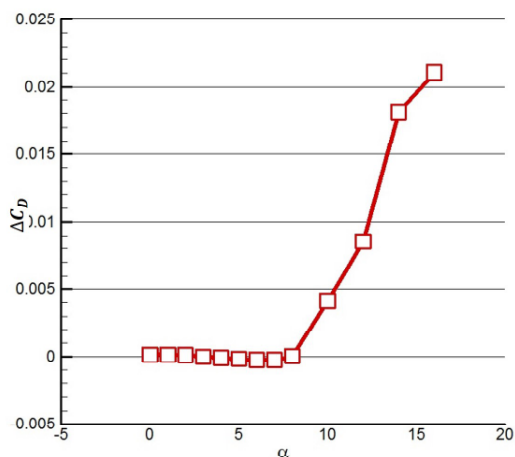


図 4.26 高迎角の流れ場における  $\Delta C_D$   
( $M_{\infty u} = 0.5, H/c = 5$ )

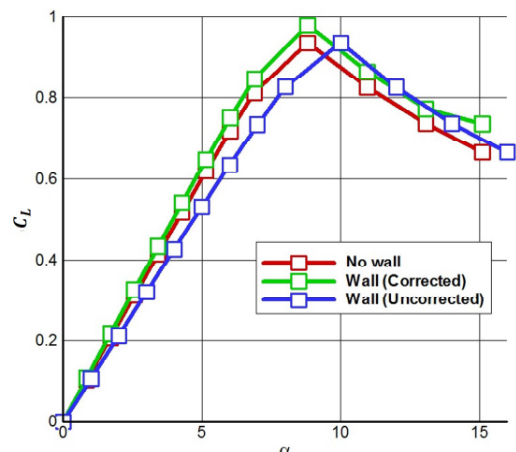


図 4.27 揚力曲線 ( $M_{\infty u} = 0.5, H/c = 5$ )

力分布の比較を行ったところ，多孔壁の影響を模擬した CFD 解析は実験値と良い一致を示し，多孔壁モデルと CFD 解析の妥当性を確認することができた．一方，多孔壁の影響を考慮しない CFD 解析は実験値と大きな差が見られ，壁干渉の解析には多孔壁の影響を考慮することが必要であることが分かった．

- 壁干渉はブロッケージと吹き下ろしで特徴づけられる．多孔壁は，ブロッケージの低減に効果的であるが，壁を通過する流れによって吹き下ろしが発生し，実際に翼に流入する流れ角度を減少させる．流れ角度の低下は揚力を減少させる．一方で，三次元翼における誘導抗力と同様の機構で抗力は増加する．
- Mokry の壁干渉補正法の精度検証を行った．亜音速で失速が生じていない流れでは模型サイズが大きい場合でも，誤差 1count 程度の非常に高い精度を示す．一方で，遷音速の流れでは  $C_D$  で 10count 程度の誤差が生じる．失速点以上の迎角では補正精度は 100count 程度まで急激に低下するため，その使用は適切ではない．



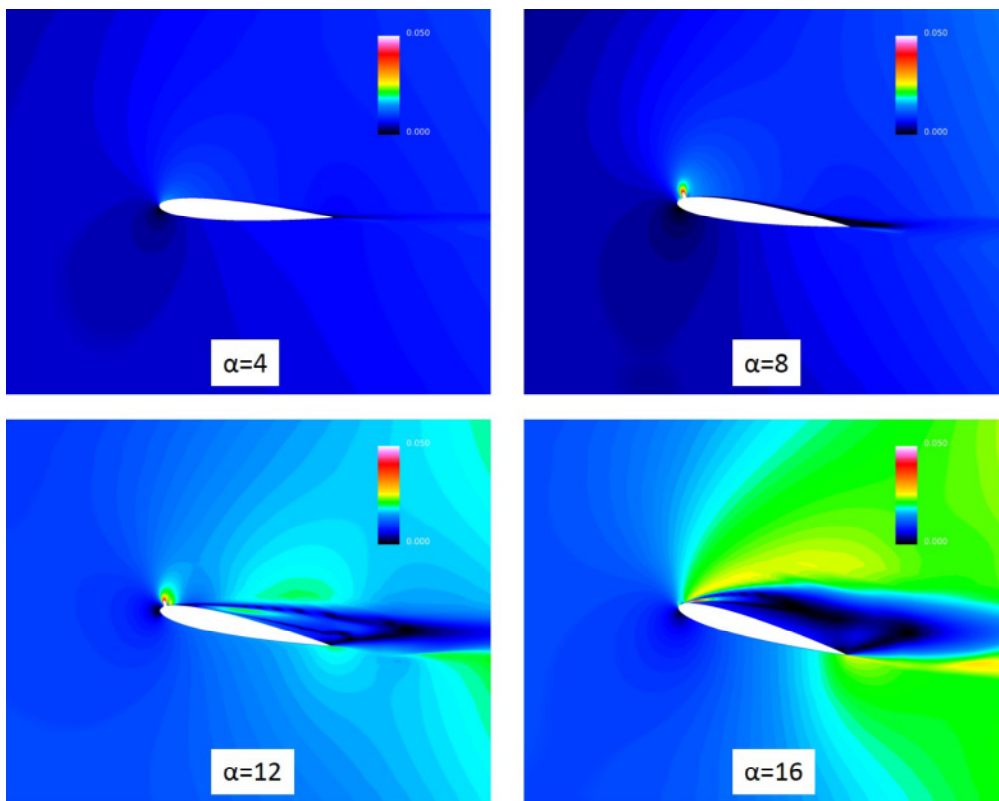


図 4.28 「壁有り」・「壁無し」におけるマッハ数の差分 ( $M_{\infty u} = 0.5, H/c = 5$ )

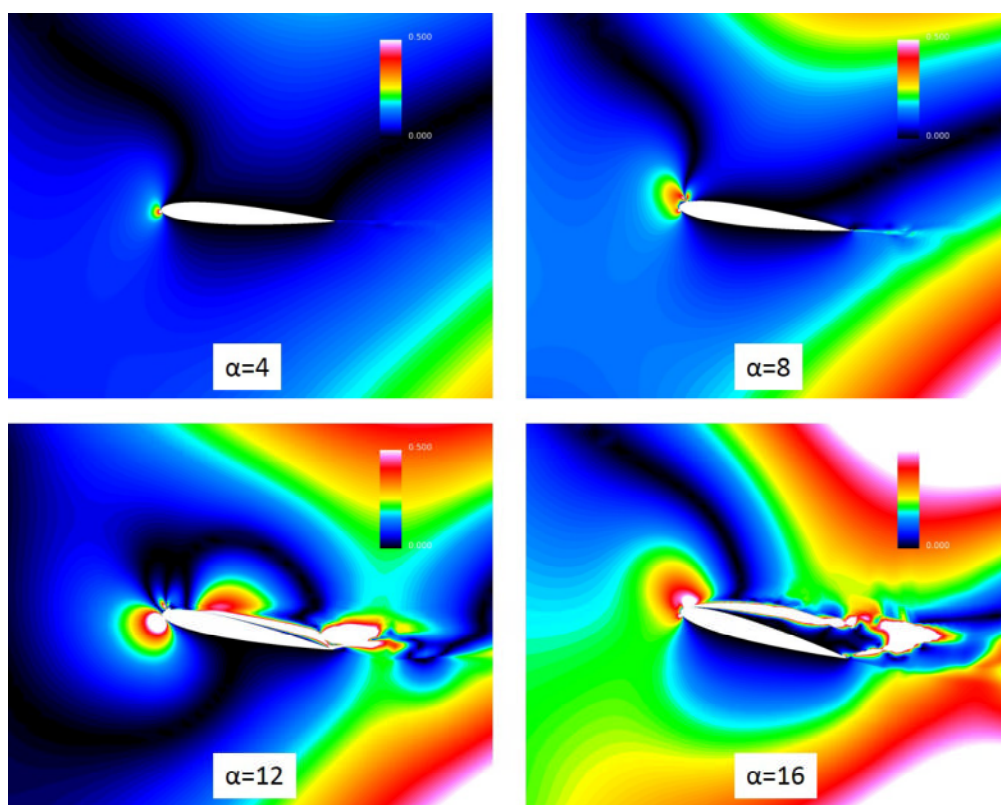


図 4.29 「壁有り」・「壁無し」における流れ角度の差分 ( $M_{\infty u} = 0.5, H/c = 5$ )

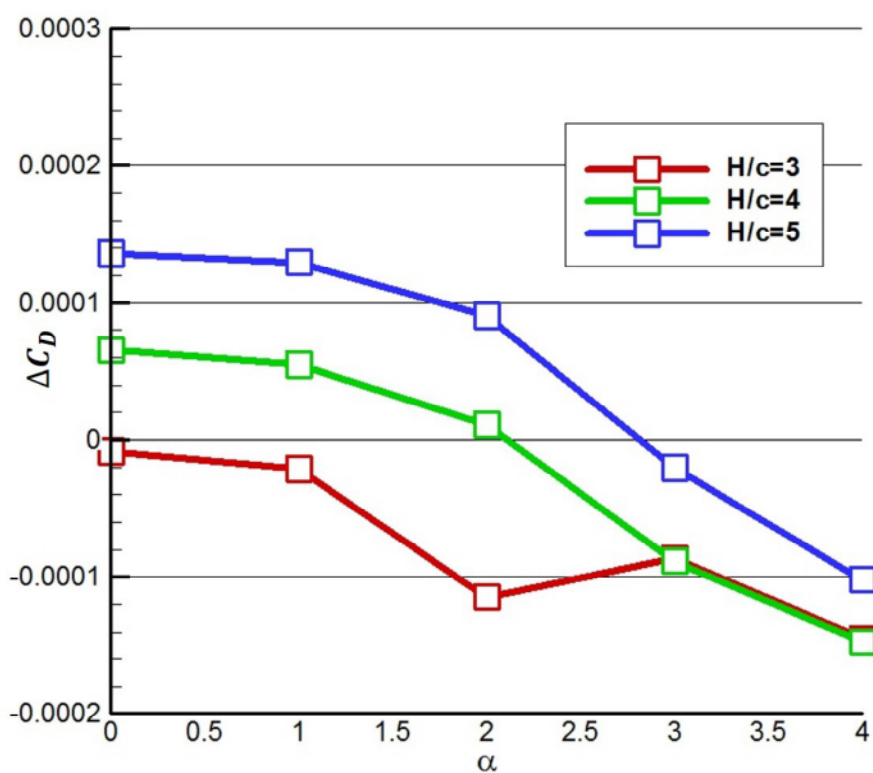


図 4.30  $H/c$  ごとの  $\Delta C_D$  ( $M_{\infty u} = 0.5$ )

## 第5章

# 三次元翼における壁干渉

前章では、壁干渉解析の第一段階として、単純な形態の風洞試験である二次元翼の風洞試験を対象に壁干渉の解析を行った。本章では、次の段階として三次元翼の風洞試験を対象に壁干渉の解析を行う。本章では以下の内容について述べる。

1. ONERA の遷音速風洞 S2MA で行われた三次元翼 ONERA-M6 の風洞試験を CFD 解析で再現し、試験結果に含まれる壁干渉の解析を行う。
2. 線形の微小擾乱ポテンシャル方程式を用いて三次元翼の風洞試験における壁干渉を評価し、マッハ数と迎角にどのような影響があるのか解析を行う。
3. 壁干渉による翼面上の衝撃波構造の変化、翼端渦への影響、空力係数への影響に対する解析を行う。

まず、三次元翼の標準模型として CFD 解析の妥当性検証に広く用いられる、S2MA で行われた、ONERA-M6 の流れ場を再現した解析を行い、試験結果に含まれる壁干渉の影響を調査した。また、その結果から、翼端渦、三次元的な衝撃波構造など二次元翼の流れ場には現れない三次元的な現象への壁干渉の影響に着目して解析を行った。

### 5.1 ONERA-M6 の風洞試験における壁干渉の影響

本節では三次元翼の標準模型として広く用いられる ONERA-M6 の風洞試験を対象に、その結果に含まれる壁干渉の影響を検証する。ONERA-M6 の諸元を図 5.1 に示す。S2MA で行われた ONERA-M6 の風洞試験 [76] は、CFD 解析における妥当性検証のための実験値として、現在最も広く使われる物の

一つである。翼面の圧力分布の比較では数多くの CFD 解析が実験値と良好な一致を示しており [77]-[85]，その信頼性の高さは広く知られている。しかし，一部にどうしても実験値と CFD 解析に誤差が生じる部分がある。図 5.2 は  $z/b = 0.2, 0.65, 0.8$  の断面 ( $z$  は翼幅方向座標， $b$  は翼幅) における翼面圧力分布の比較を示している。CFD 解析の例として，実績が多く信頼性が高い CFL3D[77]，OVERFLOW[78]，Wind-US[79] による解析結果を示している。この三断面における圧力分布は実験と CFD 解析で特に誤差が目立つ。 $z/b = 0.2$  では上面において CFD 解析の圧力が実験値よりも低くなっている。また  $z/b = 0.65, 0.8$  では衝撃波構造に CFD 解析と実験値で違いが生じている。ONERA-M6 の様な後退翼では，「ラムダ衝撃波」と言われる 2 段の衝撃波から成る特徴的な衝撃波構造が生じる。 $z/b = 0.65$  の結果では，その 2 段の衝撃波位置（前方衝撃波・後方衝撃波）が正確に捉えられていない。また， $z/b = 0.8$  の断面において，実験値は 2 段の衝撃波を捉えているのに，CFD 解析では一本の衝撃波しか捉えられていない結果が目立つ。これは実験と CFD 解析で前方・後方衝撃波の合流点の位置が異なっていることを示している。これまで数多くの CFD 解析結果が同様の誤差を示してきた。実験と CFD 解析の誤差の原因は，CFD 側に有る場合も多い。しかし，数多くの信頼性の高い CFD プログラムが同様の誤差を示しているということは，それが CFD 解析側の問題のみであるかどうかは疑わしい。一般に，ブロッケージ比が大きくなるほど壁干渉の影響は大きくなる。ONERA-M6 の風洞試験の場合，風洞模型の平均空力翼弦長（MAC 長）と風洞流路の高さの比は 2.7 であり，これは一般的な遷音速風洞の試験（13~16）に比べて大きく，強い壁干渉が予想される。しかし，ONERA-M6 の試験結果には壁干渉補正はなされていない。よって，この試験結果における壁干渉の影響を検証することは非常に重要である。

本節では，「壁有り」・「壁無し」の比較から ONERA-M6 試験における壁干渉の検証を行う。S2MA で行われた試験条件は詳細に公開されており，筆者らが開発した多孔壁モデルを用いて，壁干渉の影響を再現した CFD 解析が可能である。

### 5.1.1 解析条件

本解析の計算条件を示す。上下壁と側壁の影響をそれぞれ検証するため，「上下壁・側壁有り」，「上下壁のみ」，「側壁のみ」，「壁無し」の 4 種類の計算を行った。図 5.3 は「上下壁・側壁有り」と「壁無し」の計算格子を示してい

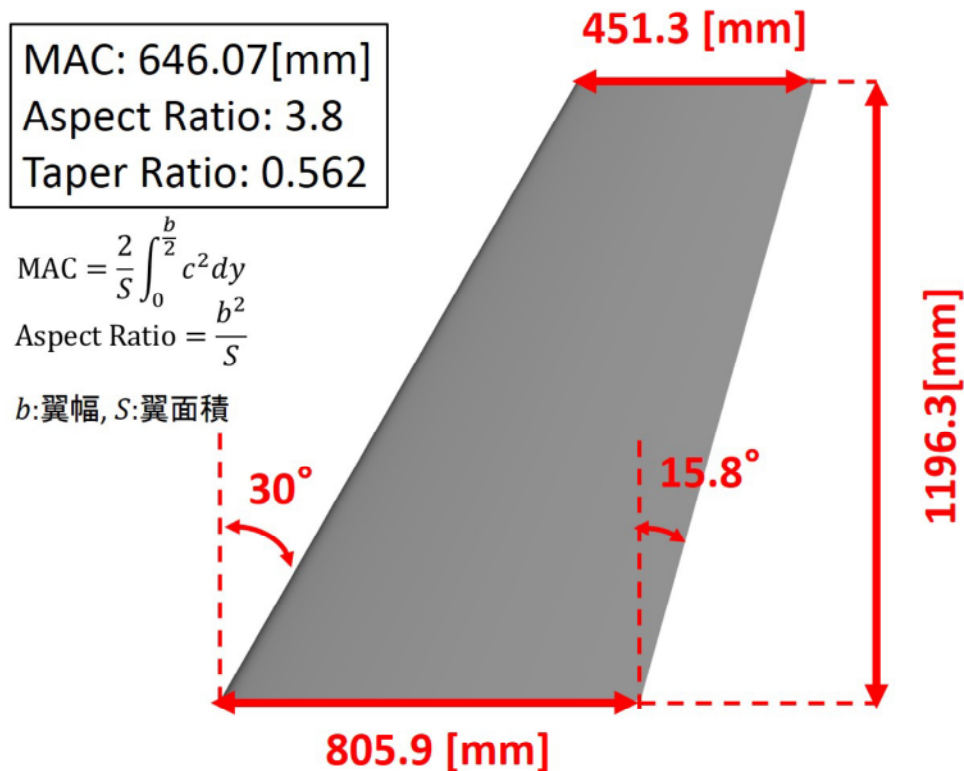


図 5.1 ONERA-M6 の寸法

る。また図 5.4 に「上下壁有り」の場合の境界条件，図 5.5 に S2MA のテストセクションにおける風洞流路の寸法と多孔壁の範囲を示す。CFD 解析における風洞寸法，模型サイズ，多孔壁の範囲は実際の風洞試験と同様である。側壁は抽気がなされていないため，滑り無し壁として計算する。実際の試験では翼根に境界層の影響を排除するためのダイバーター（図 5.6）が付いている。よって，翼根が接する面（対称面）は滑り壁境界として解析する。「上下壁のみ」，「側壁のみ」，「壁無し」の計算格子は翼周辺では「上下壁・側壁有り」の格子と同一であり，壁が無い方向には境界条件の影響を排除するために十分な大きさの空間を追加している。「上下壁・側壁有り」の解析では流入境界では全温・全圧を一定とし，流出境界では静圧を調整して，壁無しの解析と翼前方でのマッハ数が一致するように調節した。「上下壁のみ」，「側壁のみ」，「壁無し」の解析における流入境界は全て一様流の値で固定し，流出境界の静圧は一様流の値としている。図 5.7 は翼周辺における格子点数分布を示している。また，図 5.8 は翼面の計算格子を示している。本計算では格子依存性を確認するため Coarse と Fine の 2 種類の格子で解析を行っている。Coarse 格子のセ

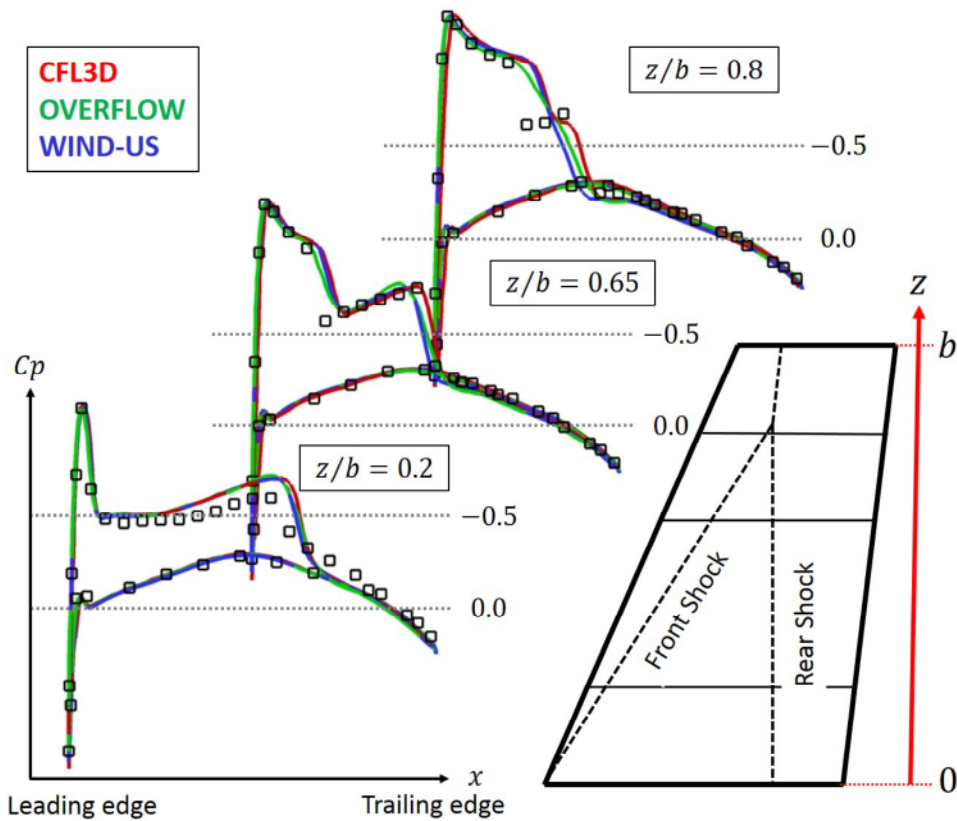


図 5.2 CFL3D, OVERFLOW, WIND-US による翼面上の圧力分布の解析結果 ( $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「壁無し」)

ル数は翼近傍で  $100 \times 50 \times 60$  (主流方向, 垂直方向, 翼幅方向) であり, Fine 格子は  $200 \times 75 \times 120$  である. セル数は Coarse 格子の場合, 壁有り・壁無しで 360 万セル, 570 万セルであり, Fine 格子の場合 1100 万セル, 1500 万セルである. 迎角は, 翼周辺の格子を回転させることで実現している.

表 5.1 に本解析で用いた CFD 解析の手法を示す.

表 5.1 ONERA-M6 翼の CFD 解析における計算手法

非粘性流束	HLLEW 法
勾配計算法	重み付き Green-Gauss 法
空間精度	再構築法による空間二次精度
制限関数	Hishida の制限関数
時間積分法	LU-SGS 法
乱流モデル	SA-noft2-R モデル

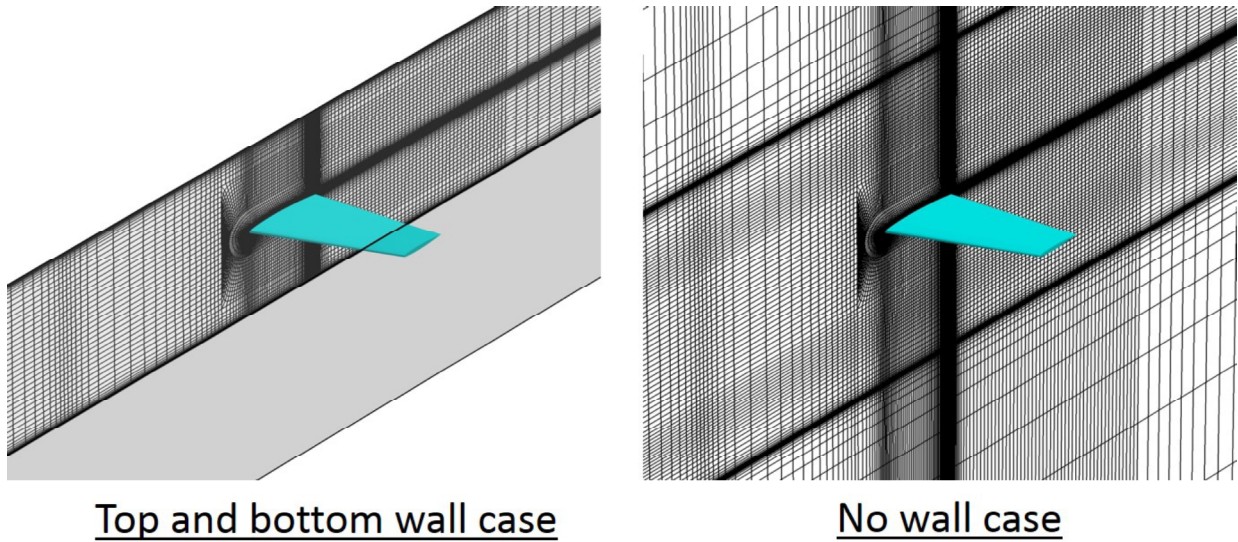


図 5.3 「上下壁・側壁有り」と「壁無し」の計算格子

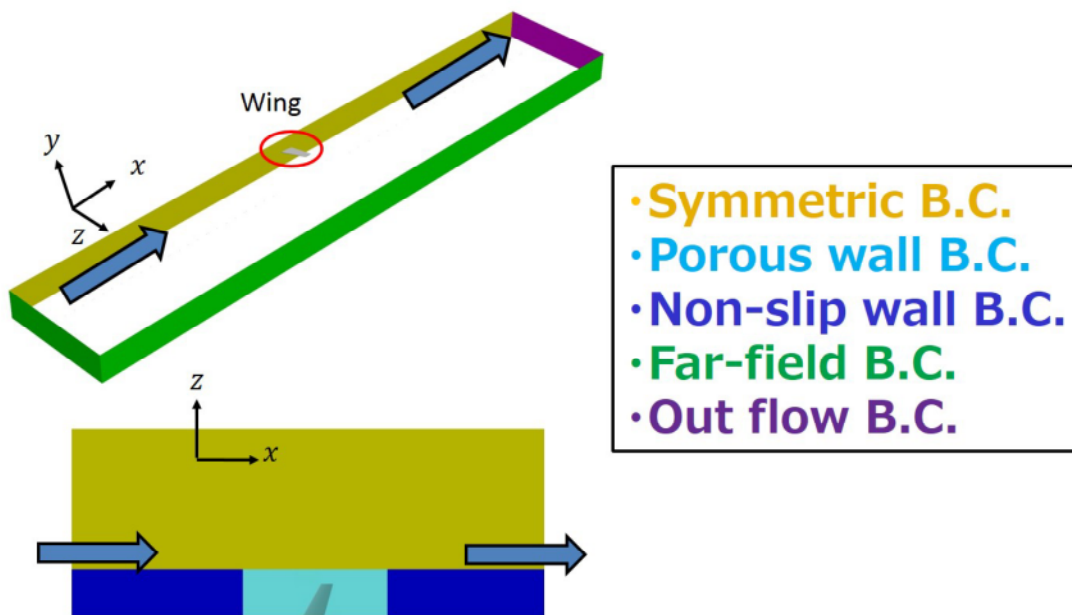


図 5.4 「上下壁有り」の場合の境界条件

### 5.1.2 多孔壁境界条件

本章の多孔壁条件は ONERA の S2MA の条件を基に設定する．多孔壁境界の式 (3.22) の係数  $A$  は文献 [76] と [86] から  $\delta^* = 15[mm]$ ,  $D = 18[mm]$ ,  $L/D = 1$  として計算し,  $A = 1.029$  となる．また, 空隙率は  $Po = 0.06$  で



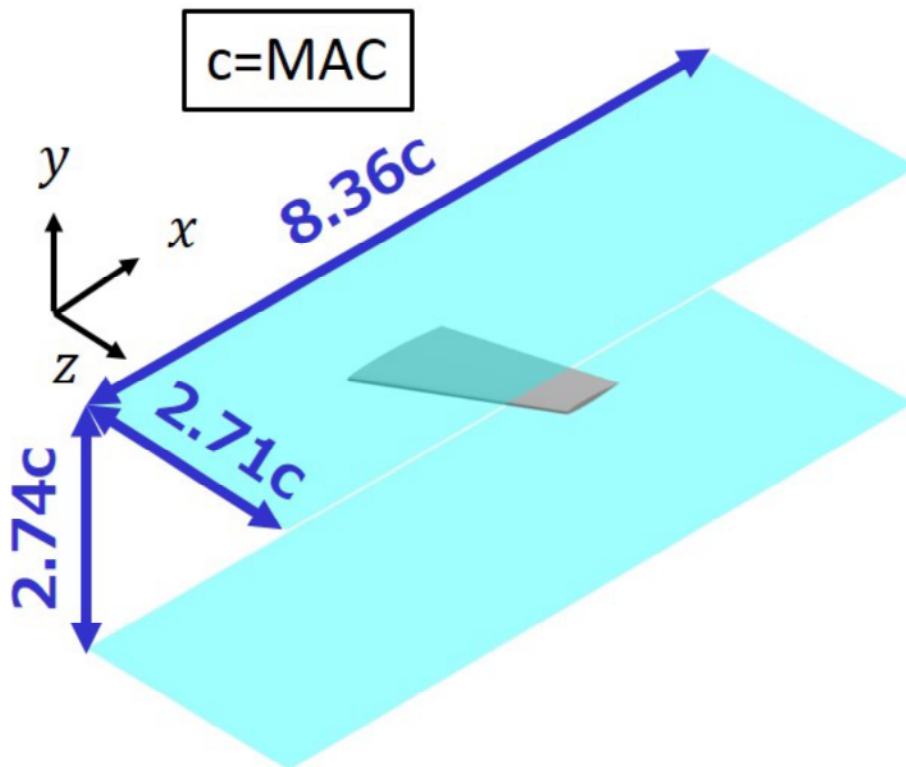


図 5.5 S2MA のテストセクションにおける風洞流路の寸法と多孔壁の範囲

ある。

図 5.9 に  $M_\infty = 0.8395$ ,  $\alpha = 3.06$  における風洞多孔壁とプレナム室の差圧の分布を示している。図が示す通り，多孔壁の差圧はモデルの適用可能条件である  $-0.1 \leq \Delta C_p \leq 0.1$  以内であり，適切な条件でモデルを使用できていることが分かる。

### 5.1.3 上下壁・側壁の影響

CFD 解析結果と風洞試験の結果の比較を行った。比較対象として，CFD 解析の妥当性検証に最もよく用いられる  $M_\infty = 0.8395$ ,  $\alpha = 3.06$  の条件を用いた。実験値は全て壁干渉の補正はなされていない。図 5.10, 5.11 に「上下壁・側壁有り」, 「上下壁のみ」, 「側壁のみ」, 「壁無し」の CFD 解析と実験値との比較を示す。比較断面は過去の解析結果で実験と CFD 解析の誤差が大きかった  $z/b = 0.2, 0.65, 0.8$  である。 $z/b = 0.8$  の断面において，実験値はラムダ衝撃波に特徴的な 2 段の衝撃波を捉えている。しかし，「壁無し」と「側壁のみ」の解析結果では実験値と同様の衝撃波構造は捉えられていない。一方，「上下壁・側壁有り」と「上下壁のみ」の結果は実験値と同様の 2 段の衝撃波構造を

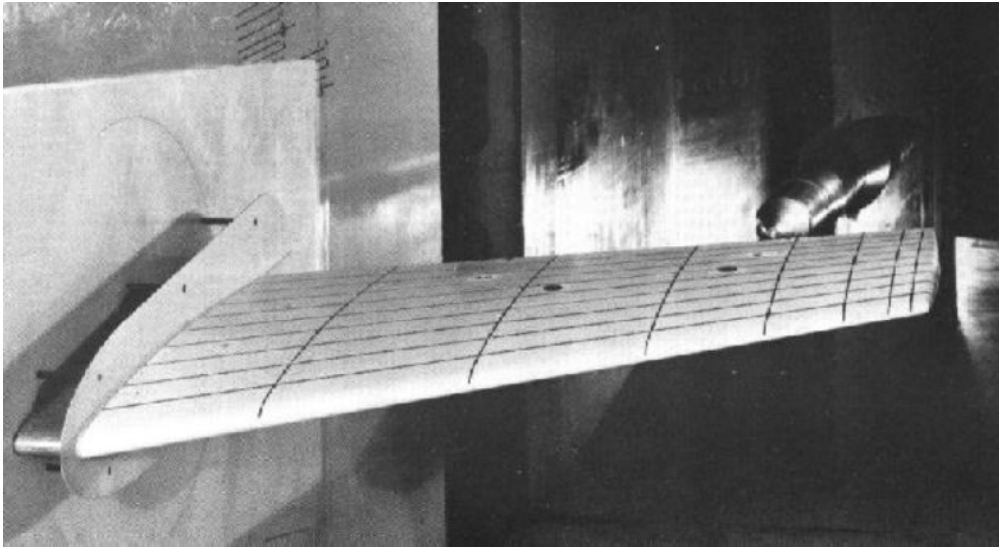


図 5.6 翼根のダイバーター [76]

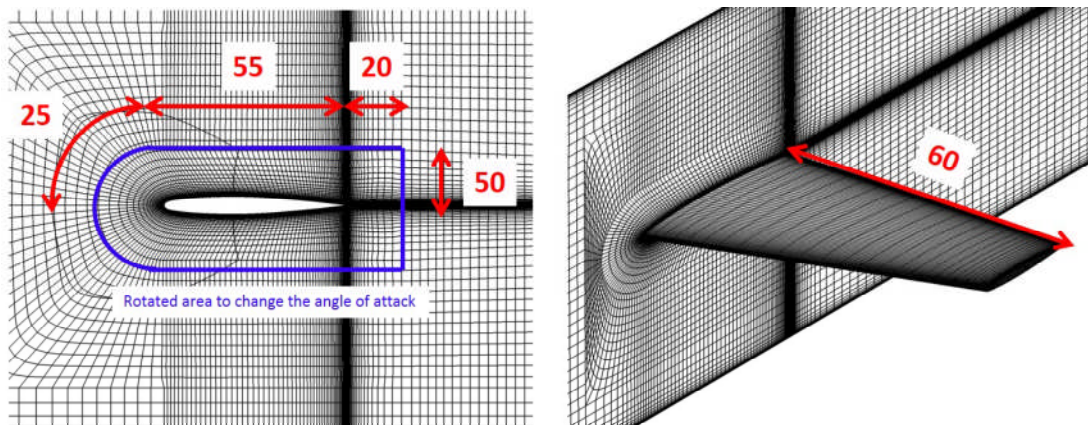


図 5.7 翼周辺の格子点数分布 (Coarse 格子)

捉えることができています． $z/b = 0.65$  の結果も同様に，「上下壁・側壁有り」と「上下壁のみ」の結果は他の CFD 解析結果と比べて，実験値により近い衝撃波構造を捉えられている．しかし， $z/b = 0.2$  ではどの結果も実験値との誤差は改善されていなかった．

これまで，壁の影響を含めていない CFD 解析結果では，実験値の衝撃波構造を正確に捉えることができていなかった．しかし，本解析における「上下壁・側壁有り」と「上下壁のみ」の解析で実験値と同様の構造を捉えることができた．また，「上下壁・側壁有り」と「上下壁のみ」の結果はほぼ同一となった．これは上下壁による壁干渉が支配的であることを示している．よって，以下では上下壁の影響に着目して解析を行う．

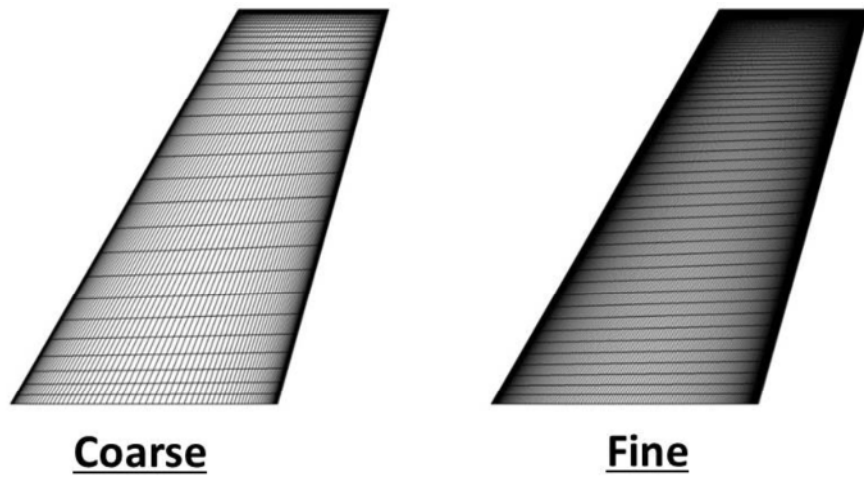


図 5.8 翼面上の計算格子

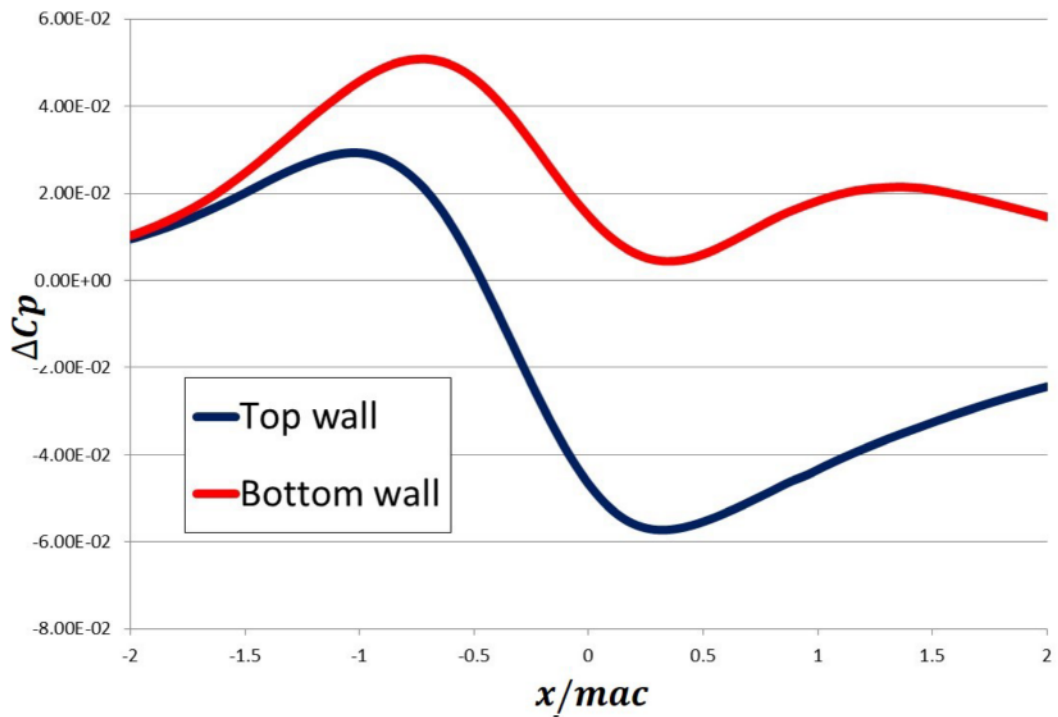


図 5.9 多孔壁を介した差圧の分布 ( $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「上下壁のみ」,  $x/mac = 0$  が翼中心)

### 5.1.4 格子依存性

上下壁を含めた CFD 解析は実験値と良い一致を示したが、まだ多少の誤差が見られる。本節では、より格子密度を高めた計算格子で解析を行い、格

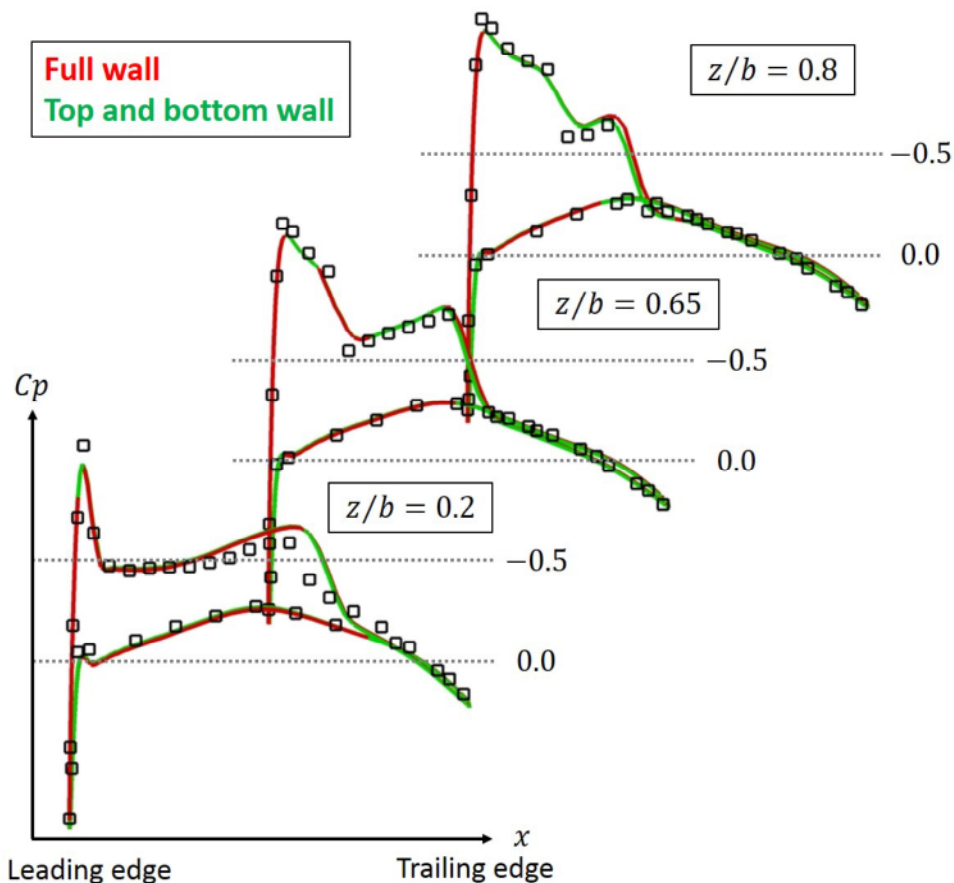


図 5.10 翼面上の圧力分布の比較 ( $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「上下壁・側壁有り」, 「上下壁のみ」)

子依存性の確認を行った．図 5.12, 5.13 は Coarse 格子と Fine 格子による  $z/b = 0, 2, 0.8$  断面での翼面圧力分布を示している．流れ場の条件は前節と同じく  $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$  である． $z/b = 0.8$  の断面における Fine 格子の結果は，より衝撃波を鋭く捉え実験値に近いものとなっている．しかし， $z/b = 0.2$  では，Fine 格子でも結果の改善が見られなかった．対称面付近の誤差の要因は壁干渉以外によるものである可能性が高い．実際の風洞試験において，翼根には境界層を排除するためのダイバーターが設置されており，CFD 解析と風洞試験では形状が厳密に一致していないことが挙げられる．ダイバーターの影響の検証は本研究の範疇を超えるが，その影響が CFD 解析と実験値の誤差を生んでいる可能性がある．

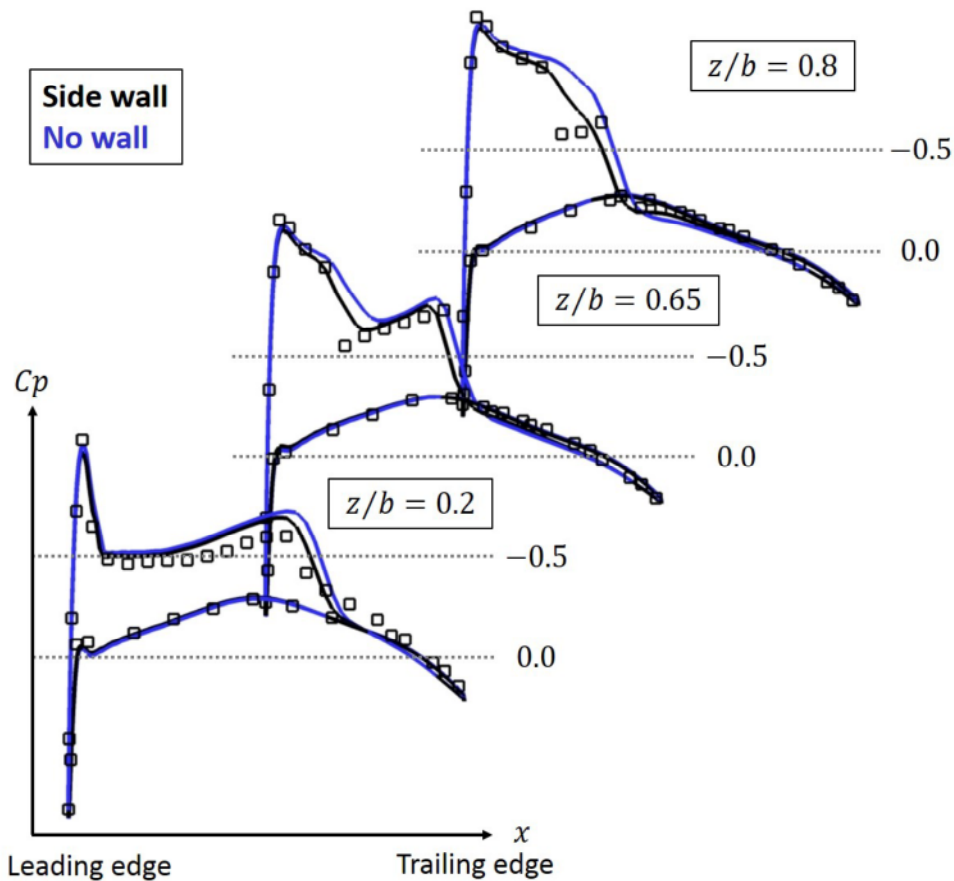


図 5.11 翼面上の圧力分布の比較 ( $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「側壁のみ」, 「壁無し」)

### 5.1.5 その他の流れ条件での比較

その他の流れ場の条件でも CFD 解析と実験値との比較を行った。図 5.14 は  $M_\infty = 0.8359, \alpha = 4.08$  での比較を示している。解析は「上下壁のみ」と「壁無し」の結果を示している。この条件でも同様に、上下の多孔壁の影響を考慮した CFD 解析は実験値により近い衝撃波構造を捉えることができている。一方、対称面に近い  $z/b = 0.2$  の結果は前節の結果と同様の誤差が見られた。

図 5.15 は  $M_\infty = 0.6990, \alpha = 3.06$  における結果を示している。翼面上は衝撃波が生じず亜音速であり、衝撃波の様な、流れ場の変化に過敏に反応するような要素がなく、壁有りと壁無しの結果に遷音速の場合ほどの差は見られなかった。

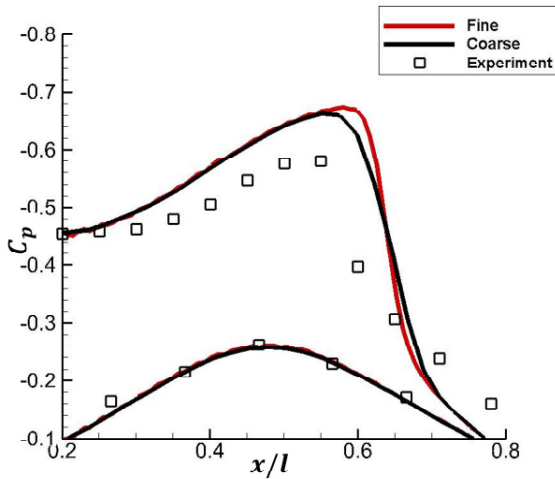


図 5.12 格子依存性の確認 ( $z/b = 0.2$ ,  $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「上下壁のみ」)

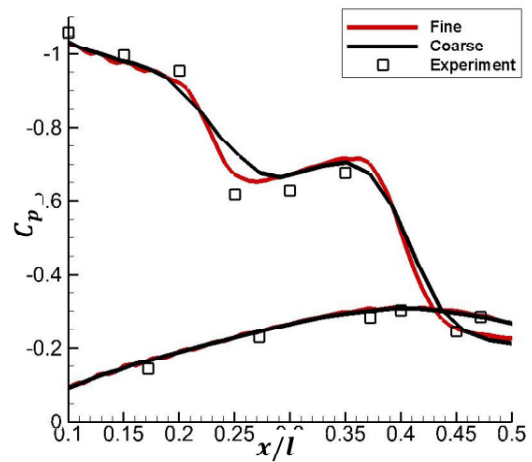


図 5.13 格子依存性の確認 ( $z/b = 0.8$ ,  $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「上下壁のみ」)

## 5.2 三次元翼の風洞試験における壁干渉

前節の結果から，上下の多孔壁が三次元翼の衝撃波構造に影響を与えていることが分かった．本節では，壁有り・壁無しの流れ場の比較から三次元の流れ場における壁干渉の検証を行う．

### 5.2.1 壁干渉量の評価

本節では，風洞壁干渉補正法の基礎式として広く使われる線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を用いて壁干渉量を定量的に評価する．三次元の線形ポテンシャル方程式は以下の式で表される．

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \tag{5.1}$$

$$\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2} \tag{5.2}$$

また式中の微小擾乱速度ポテンシャル  $\phi$  は以下のように表される．

$$\phi = \phi_{wall} - \phi_{nowall} \tag{5.3}$$

$\phi_{wall}$  は壁有りの流れ場における速度ポテンシャル， $\phi_{nowall}$  は壁無しの流れ場における速度ポテンシャルを示している．よって，その差である  $\phi$  は壁から生

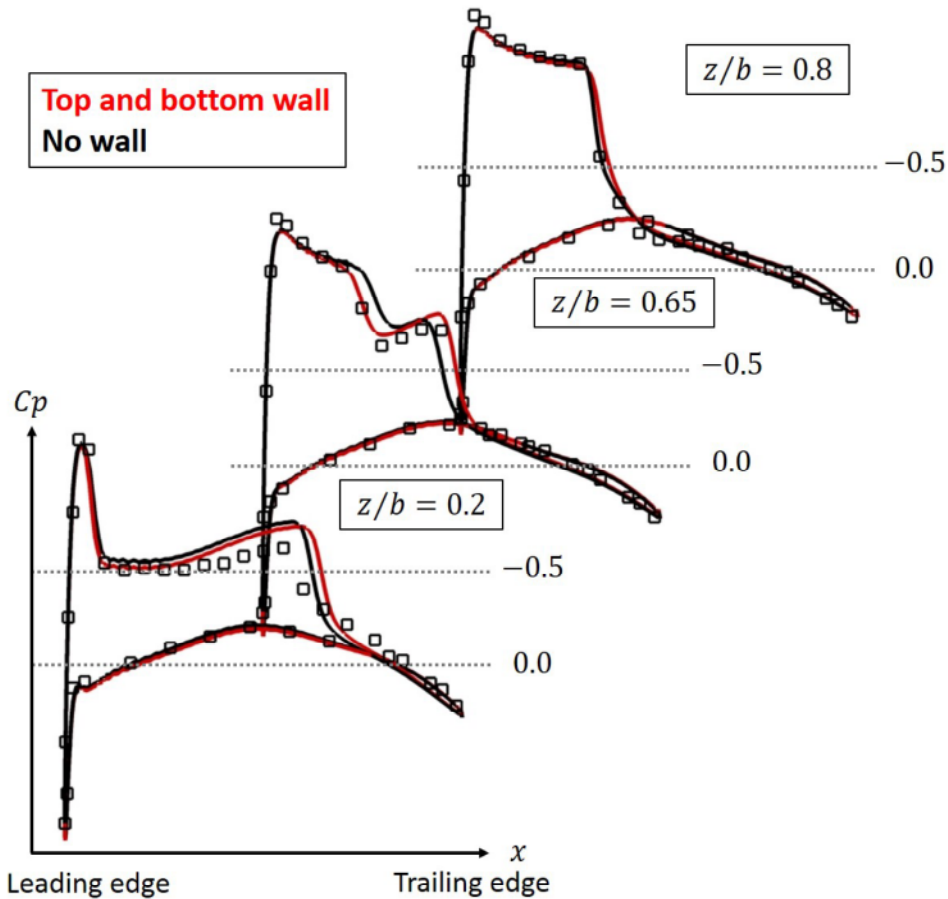


図 5.14 翼面上の圧力分布の比較 ( $M_\infty = 0.8359, \alpha = 4.08$ , 「上下壁のみ」「壁無し」)

じる擾乱を表している．式 (5.1) を  $x$  と  $y$  で微分すると以下の式が得られる．

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \Delta u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Delta u}{\partial z^2} = 0 \tag{5.4}$$

$$\Delta u = u_{wall} - u_{nowall} \tag{5.5}$$

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \Delta v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Delta v}{\partial z^2} = 0 \tag{5.6}$$

$$\Delta v = v_{wall} - v_{nowall} \tag{5.7}$$

$\Delta u$  と  $\Delta v$  は壁干渉によって生じた擾乱速度を表す．式 (5.4) と式 (5.6) は計算空間の境界値を与えることで数値的に解くことができる．本解析では境界値の  $\Delta u$  と  $\Delta v$  として，壁有りと壁無しの CFD 解析結果の差分を用いる．この評価法は，単純な CFD 解析の差分では評価ができない翼位置での干渉量を求めることができる．前章で線形のポテンシャル方程式より求めた補正量は，遷

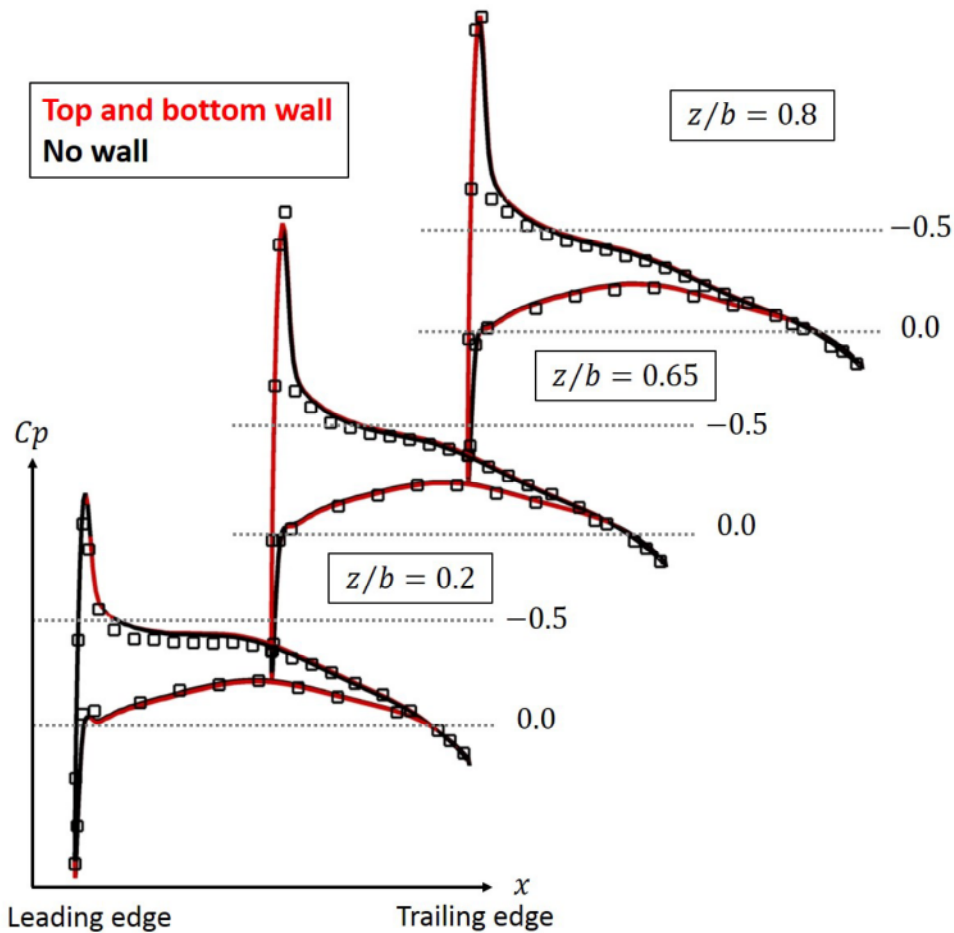


図 5.15 翼面上の圧力分布の比較 ( $M_\infty = 0.6990, \alpha = 3.06$ , 「上下壁のみ」「壁無し」)

音速で多少の誤差が生じることを示したが、本節での定性的な検証には十分な精度である。本解析では式 (5.4) と式 (5.6) を図 5.16 が示す計算空間で数値的に解く。本計算空間では、対称面に対して、ONERA-M6 を投影し、全翼形態として扱っている。図に青色で示された計算空間の境界の値を CFD 解析から与える。

これらの式は中心差分で離散化され Gauss-Seidel 法を用いて解を求める。計算空間は各方向 100 点で離散化されている。

図 5.17, 5.18 は  $z/b = 0.2, 0.65, 0.8$  断面における翼弦に沿った、前縁から後縁までの  $\Delta M$  と  $\Delta \alpha$  の分布を示している。  $\Delta M$  と  $\Delta \alpha$  は  $\Delta u$  と  $\Delta v$  より以下の式で求める。

$$\Delta M = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2\right) M_\infty \frac{\Delta u}{U_\infty} \quad (5.8)$$



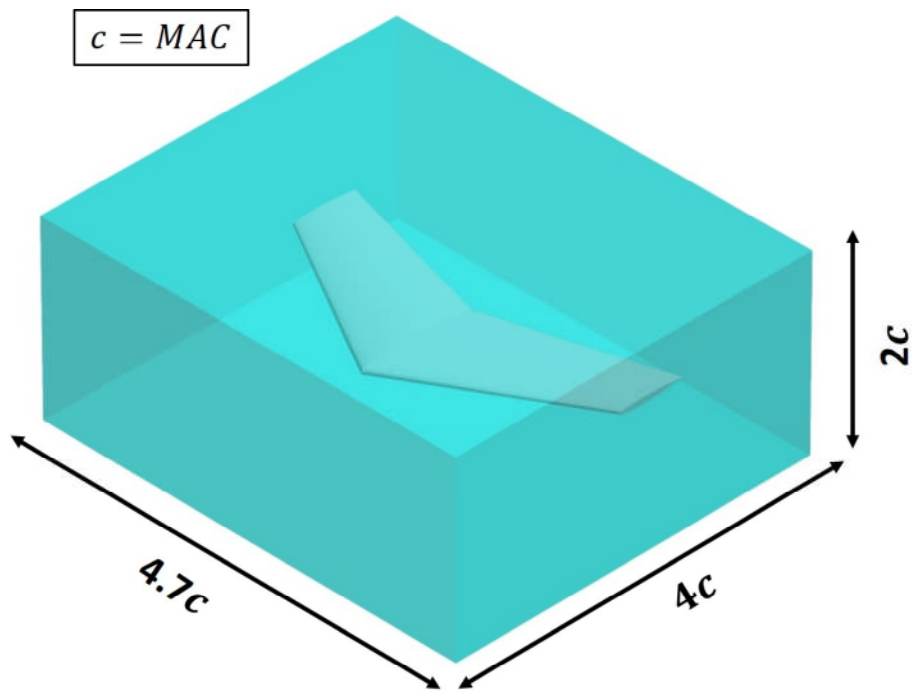


図 5.16 壁干渉量解析の計算空間

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta v}{U_\infty} \quad (5.9)$$

本解析では3種の空隙率, ( $P_o = 0.2, 0.06, 0.0$ )で計算を行っている.  $P_o = 0.2$ はJTWTの多孔壁の空隙率,  $P_o = 0.06$ はS2MAの空隙率である. 「抽気大」( $P_o = 0.2$ )の場合,  $\Delta M$ ,  $\Delta\alpha$ は共に減少している. 一方「抽気無し」( $P_o = 0.0$ )の場合は,  $\Delta M$ ,  $\Delta\alpha$ 共に増加と逆の傾向を示している. これらの特徴は二次元翼の場合と同様である. 「抽気小」( $P_o = 0.06$ )の影響は他の二つの結果の間であり, 比較的壁干渉の影響が小さいことが分かる. 「抽気小」の結果は前節までのS2MAにおける試験結果と同様の条件であり, S2MAにおける多孔壁が壁干渉の影響をできるだけ小さくする効果的なものとなっていることを示す結果となっている.

### 5.2.2 壁干渉による衝撃波構造の変化

本節では, 壁干渉の影響がどのように三次元翼の衝撃波構造を変化させるのかを示す. 図 5.19 は  $P_o = 0.2, 0.06, 0.0$  における  $z/b = 0.8$  での翼面圧力分布である. また, 図 5.20 は翼面全体の圧力分布を示している. 空隙率の違いによって, 前方衝撃波の衝撃波角と後方衝撃波の位置に違いが生じている. 空

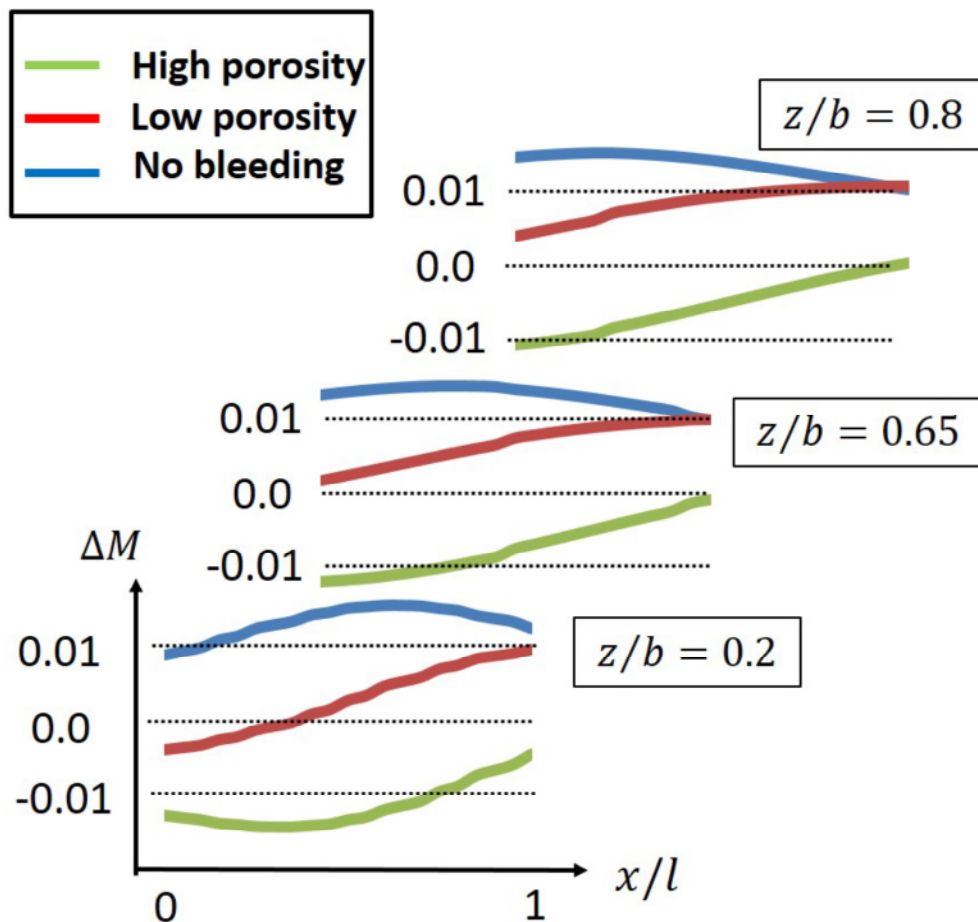


図 5.17 翼弦上での  $\Delta M$  の分布 ( $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「上下壁のみ」)

隙率が大きくなるほど前方衝撃波と対称面がなす角度が大きくなり，後方衝撃波の位置がより前方に位置している。

図 5.21 は前方衝撃波の概略を示している．ONERA-M6 の様な後退翼では，翼に流入した速度成分の内，前縁に垂直方向の成分のみが加速されるため，流線が対称面側に偏向する．しかし，流線は翼の対称面に平行である必要があるため，流線の角度を更に変更するための斜め衝撃波が発生する．図 5.20 によると翼の対称面と斜め衝撃波のなす角 ( $\beta - \theta$ ) は空隙率が増加するにつれて大きくなっている．前節で示したとおり，多孔壁の壁干渉はマッハ数と迎角を小さくする．これは翼前縁でのマッハ数  $M_l$  が減少していることを示している．ここで  $M_l$  と斜め衝撃波の衝撃波角  $\beta$  と転向角  $\theta$  の間には以下の関係式が成り立つ [87]．

$$\tan\theta = \frac{2\cot\beta(M_l^2\sin^2\beta - 1)}{M_l^2(\gamma + \cos 2\beta) + 2} \tag{5.10}$$

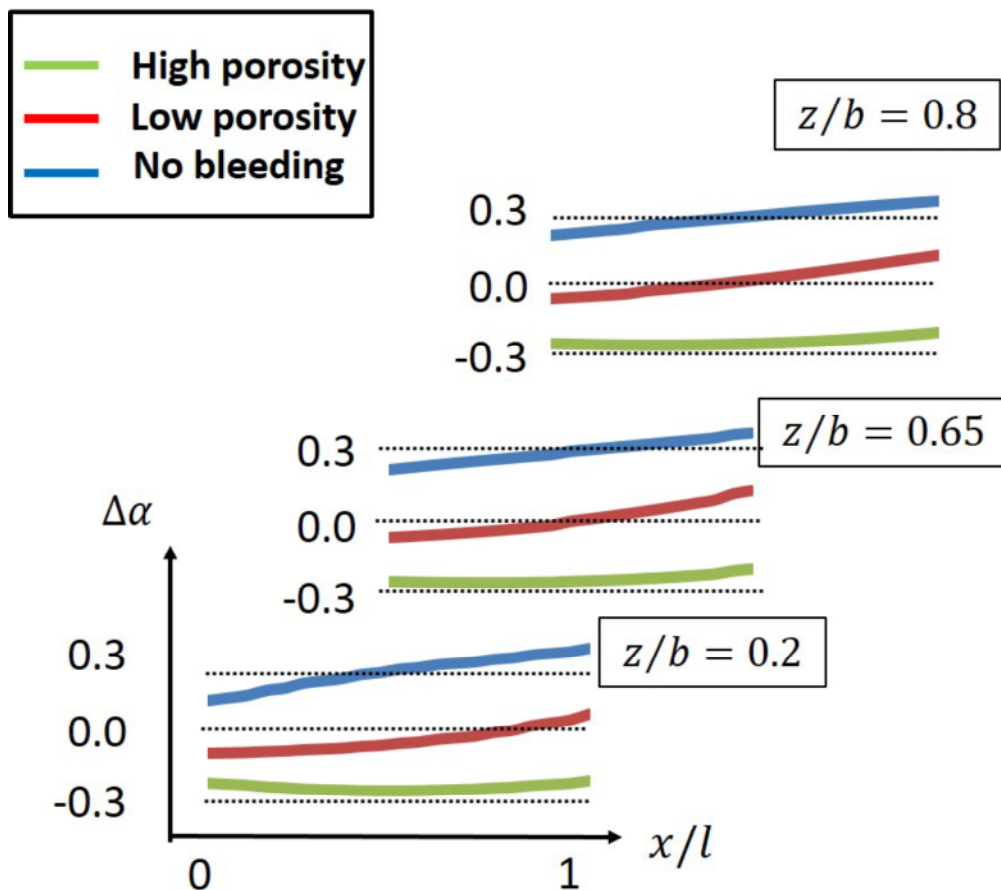


図 5.18 翼弦上での  $\Delta\alpha$  の分布 ( $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「上下壁のみ」)

本計算結果では空隙率の変化による  $\theta$  の違いは小さかった。その場合、 $\beta$  は  $M_l$  の関数となる。弱い衝撃波（後流で超音速）の場合、 $M_l$  が減少すると、 $\beta$  は増加する。よって、翼の対称面と斜め衝撃波なす角 ( $\beta - \theta$ ) が大きくなる。

前方衝撃波は弱い衝撃波であるため、超音速の範囲の終端に強い衝撃波（後流で亜音速）が生じる。一般に、この衝撃波はマッハ数が高いほど後方に移動する。図 5.19 では空隙率が高いほど後方衝撃波がより後方に位置している。これは、多孔壁の壁干渉がマッハ数及び迎角を減少させる傾向と一致する。

### 5.2.3 翼端渦への影響

多孔壁の壁干渉は、多孔壁を通過する流れにより吹き下ろしが生じ、翼に入射する実質的な迎角を低下させることに特徴があるが、三次元翼に特徴的な現象である翼端渦も、同様に吹き下ろしを生じさせる。多孔壁による吹き下ろしが翼端渦による吹き下ろしの分布にどのような影響を与えているのか検証を行

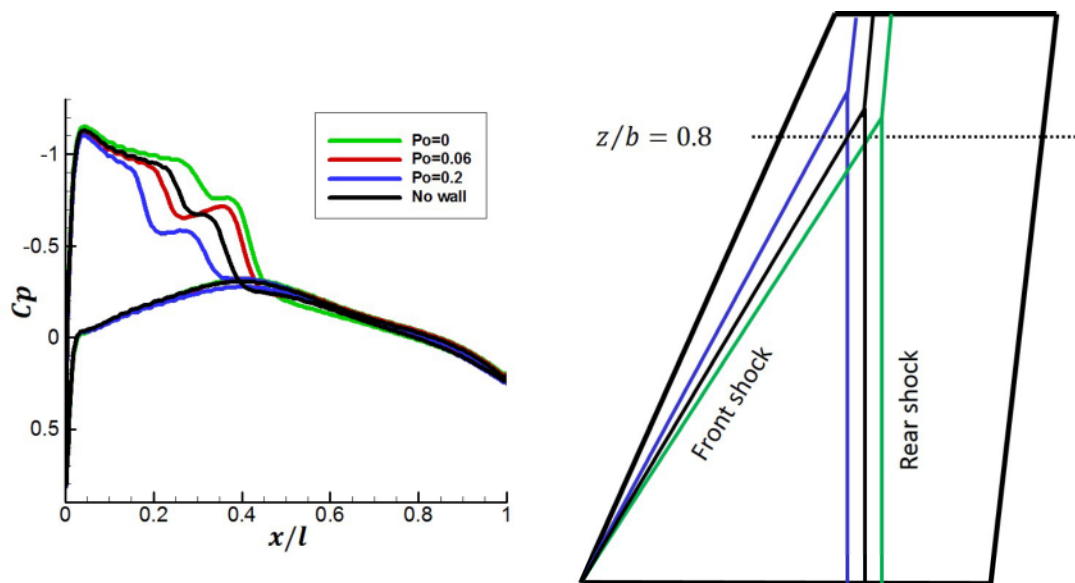


図 5.19 空隙率の変化に対する  $z/b = 0.8$  断面の圧力分布の変化 ( $M_\infty = 0.8395$ ,  $\alpha = 3.06$ , 「上下壁のみ」)

う。図 5.22 は吹き下ろし速度の翼幅方向の分布を示している。値は空力中心から MAC 長分だけ前方の位置で取っている。壁無しの結果は翼端渦のみによる吹き下ろしを示しているが、多孔壁の影響を含むその他の結果も、壁無しとほぼ同様の吹き下ろし分布形状を示しており、多孔壁による吹き下ろしが翼幅方向に一定であることを示している。壁干渉の補正を行う場合、どの点の値を代表値として壁干渉補正を行うべきかは重要な問題である。しかし、図 5.22 の結果は、多孔壁の壁干渉の影響として最も支配的な吹き下ろしが翼幅方向に一定であり、翼幅方向のどの断面の干渉量で補正を行っても、ある程度精度が保たれることを示唆している。

#### 5.2.4 空力係数への影響

三次元翼における壁干渉の空力係数への影響を検証する。表 5.2 は壁干渉による揚力・抗力係数の変化 ( $C_{wall} - C_{nowall}$ ) を示している。流れ場の条件は  $M_\infty = 0.8395$ ,  $\alpha = 3.06$  である。

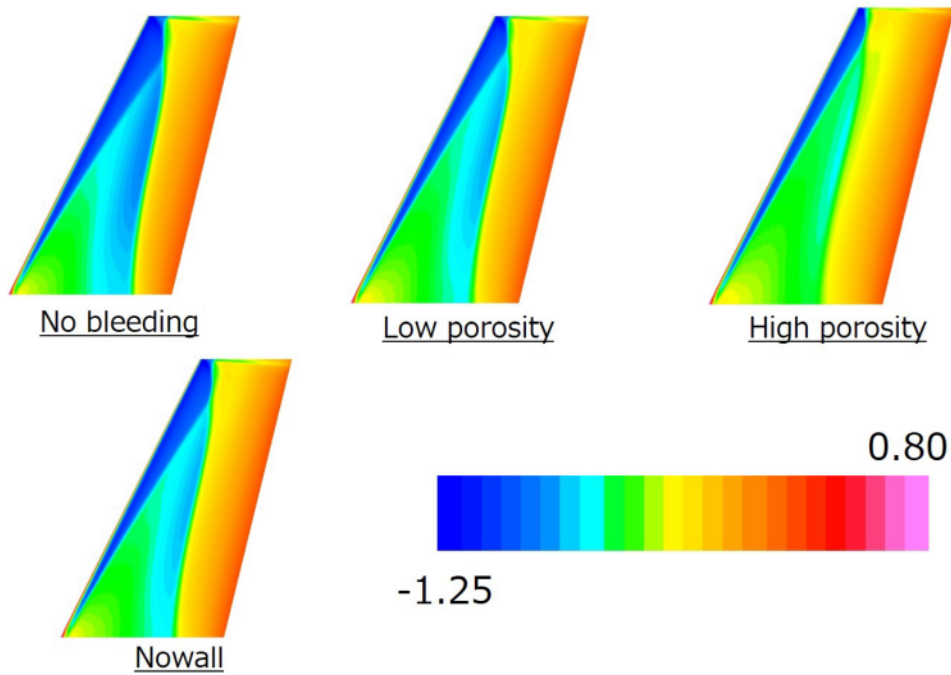


図 5.20 空隙率の変化に対する翼面圧力分布の変化 ( $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ , 「上下壁のみ」)

表 5.2 壁干渉による揚力・抗力係数への影響

	$\Delta C_L$	$\Delta C_D$
$P_o = 0.0$	0.04773	0.00420
$P_o = 0.06$	0.00877	0.00296
$P_o = 0.2$	-0.03537	-0.00065

壁無しの場合、 $C_L = 0.25772, C_D = 0.01952$  である。「抽気無し」の場合  $C_L, C_D$  共に増加している。これは図 5.17, 5.18 でも示した通り、壁干渉によってマッハ数と迎角が増加しているためである。遷音速ではわずかなマッハ数の増加でも大きな抗力の増加が起きる。また明らかに迎角の増加で揚力は増加する。「抽気大」の場合、壁干渉はマッハ数と迎角を減少させる方向に働く。抗力はマッハ数の減少によって低下するが、一方で流れ角度の減少は誘導抗力と同様の機構で抗力の増加を引き起こす。抗力の変化にはこれら 2 つの要因が影響している。

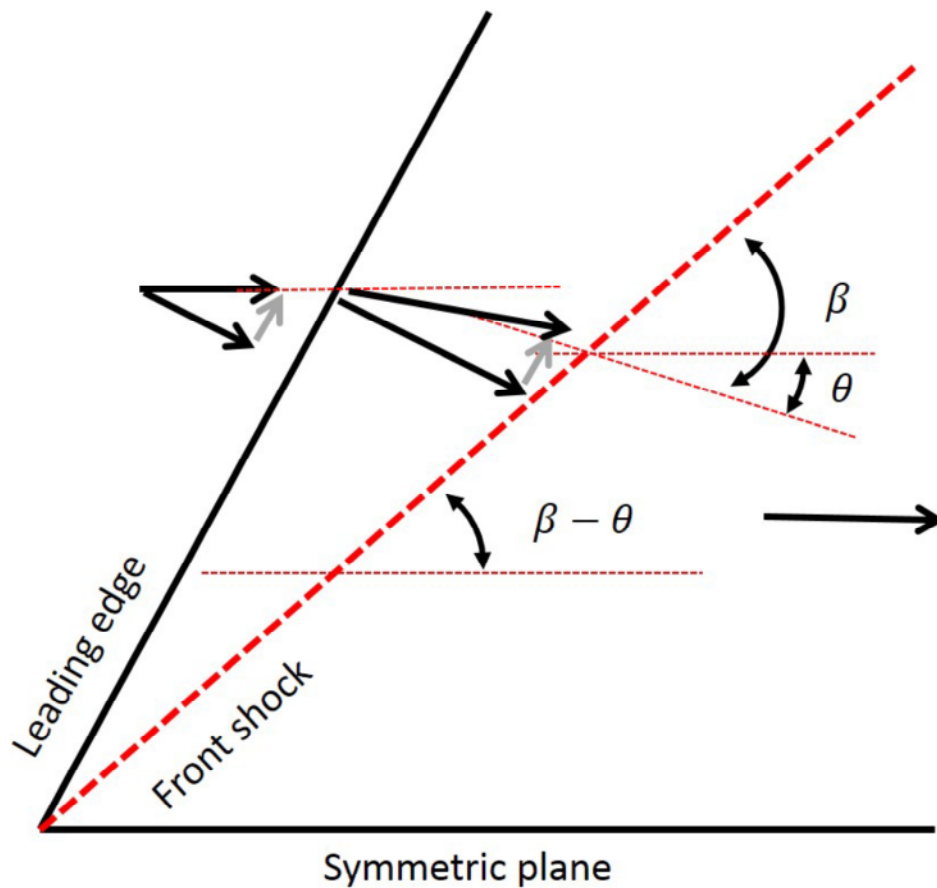


図 5.21 前方衝撃波

### 5.3 三次元翼における壁干渉解析のまとめ

本章では、壁干渉解析の第2段階として、ONERA-M6の流れ場を対象に、三次元翼における壁干渉の解析を行った。解析の結果、以下の様な結論を得た。

1. CFDの妥当性検証のための実験値として広く用いられるONERA-M6の風洞試験を再現したCFD解析を行った。これまでCFD解析と実験値に差があった衝撃波構造を、上下の多孔壁を考慮することで、より実験値と近い形で捉えることができ、誤差の影響が壁干渉であることを示す事ができた。
2. 線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を用いて、三次元翼の風洞試験における壁干渉の定量的な評価を行った。多孔壁の壁干渉はマッハ数と迎角を減少させる。一方で、抽気が無い場合はマッハ数、迎角ともに増加した。これは二次元翼の場合と同様の傾向である。

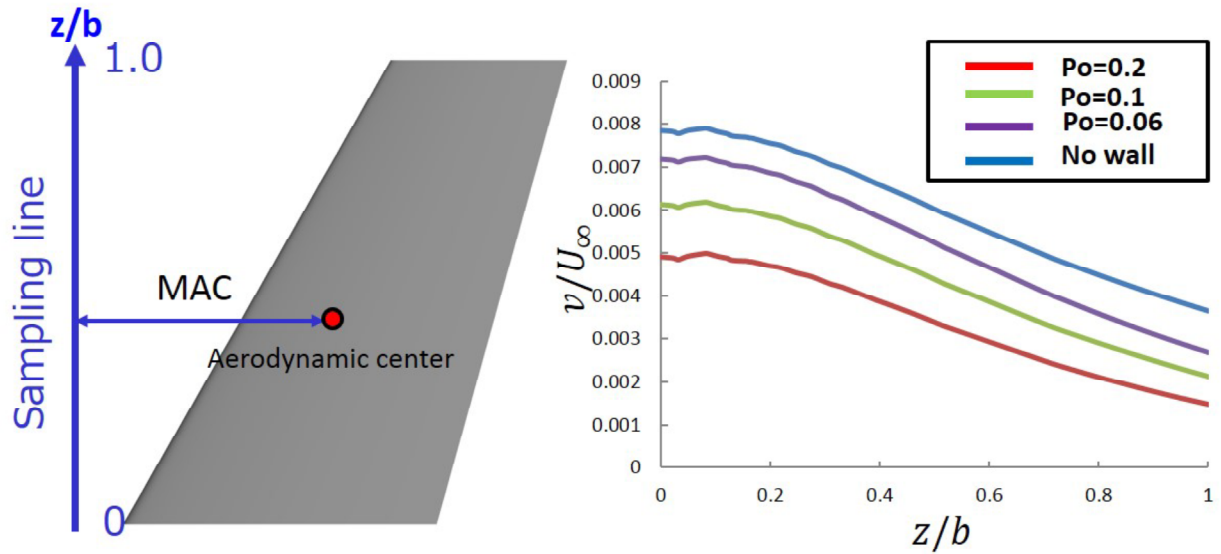


図 5.22 吹き下ろし速度の翼幅方向の分布 ( $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06$ )

- 壁干渉は，ラムダ衝撃波における前方衝撃波の角度と後方衝撃波の位置を変化させる．多孔壁の場合，対称面と衝撃波のなす角度が増加し，後方衝撃波は上流側に移動する．多孔壁による吹き下ろしの影響は翼幅方向に一定であり，翼端渦によって生じる吹き下ろしの分布形状を変化させない．また，壁干渉の影響は揚力と抗力係数を変化させる．揚力は主に壁干渉による流れ角度の変化に影響を受ける．抗力は，遷音速においてはマッハ数の変化に強く影響を受ける．また流れ角度の変化も誘導抗力と同様の機構で抗力に影響を与える．

## 第6章

# 航空機における壁干渉

本章では，風洞壁干渉解析の最終段階として，航空機の風洞試験に対する壁干渉の解析を行う．これまで，航空機に比べてより単純な二次元翼と三次元翼を対象に壁干渉の解析を行い，壁干渉の現象把握や空力係数への影響，壁干渉補正法の精度検証を行ってきた．これらの解析で得られた知見は，航空機の場合にも同様に成り立つと考えられ，より複雑な航空機の流れ場における壁干渉を理解するため重要である．しかし，前章までに解析対象とした二次元翼と三次元翼の風洞試験は一般的な航空機の試験に比べて非常にブロッケージ比が大きい．これまでに解析対象とした風洞試験を例に挙げると，JTWTにおけるModel70811の試験では  $H/c = 5$ （風洞高さ/翼弦長）であり，S2MAにおけるONERA-M6の試験では  $H/c = 2.7$ （風洞高さ/MAC長）であったが，一般的な航空機の風洞試験では  $H/c = 13 \sim 16$ （風洞高さ/MAC長）程度であり，そのブロッケージ比に大きな差がある．よって，これまで二次元翼と三次元翼の風洞試験を対象に示してきた「壁干渉量」・「壁干渉補正法の精度検証」などの定量的な値は，航空機の風洞試験の値とは乖離があると考えられる．よって本章では，一般的な航空機の風洞試験を再現したCFD解析を行い，航空機の風洞試験における壁干渉量の定量的な値を示す．これまでの実験値との比較において，新たに開発した多孔壁モデルとCFD解析は十分精度良く風洞内の流れ場を再現することができていた．よって，「壁有り」・「壁無し」の差分から得られる定量的な値も実用に十分な精度が得られると考えられる．航空機の壁干渉に関する様々な現象の定量的な値を示し，航空機の空力設計に資する具体的なデータを示すことが本章の目的である．

本章では以下の様な内容について定量的な検証を行った．

1. 壁干渉の空力係数（揚力・抗力）への影響



2. 微小擾乱速度ポテンシャル方程式を基にした壁干渉補正法の精度検証
3. パラメトリックスタディによる壁干渉量の分布図の作成

本章ではまず、よりブロッケージ比が小さい航空機の風洞試験において、壁干渉が空力係数への程度影響を及ぼしているのか定量的なデータを示す。

また、現在広く用いられる微小擾乱速度ポテンシャル方程式を基にした壁干渉補正法の精度検証を行う。二次元翼の風洞試験の場合、線形ポテンシャル方程式を用いた Mokry の補正法は亜音速で失速点未満の迎角において 1count 程度の高い補正精度を示した。しかし、遷音速では 10count 程度、失速点以上の迎角では 100count 以上の大きな精度の低下が見られた (4.3 節)。これらの結果は、壁干渉の影響が非常に強い条件での検証であるため、改めて実際の航空機の試験における流れ場で精度評価を行い、より実際に近い条件での実用性の検証を行う。

最後に、マッハ数・迎角・模型サイズを変数とし、各風洞試験の条件においてどの程度の壁干渉が生じるのかパラメトリックスタディを行う。その結果から、壁干渉補正を容易に行えられるようにするための干渉量分布図の作成を行う。

## 6.1 壁有り・壁無しと比較による、空力係数への影響の検証

### 6.1.1 NASA Common Research Model (NASA-CRM)

本研究の解析対象として AIAA (American Institute of Aeronautics and Astronautics) によって開催された Drag Prediction Workshop (DPW) [88] に採用された NASA Common Research Model (NASA-CRM) [89] を用いる。図 6.1 に NASA-CRM の形状を示す。NASA-CRM は一般的な旅客機における CFD 解析の標準模型として設計され、現在多くの解析例がある。設計点は一般的な航空機に近い  $M = 0.85$ ,  $C_L = 0.5$ ,  $Re = 4.0 \times 10^7$  (翼弦長基準) である。また形状の諸元を表 6.1 に示す。



図 6.1 NASA-CRM の全体図

表 6.1 NASA-CRM の諸元

代表面積	594,720.0 [in <sup>2</sup> ]
代表翼弦長	275.80 [in]
翼幅	2,313.50 [in]
テーパー比	0.275
後退角 (1/4 翼弦長基準)	35°
アスペクト比	9.0

本解析に用いた形状にはナセルとパイロンは配置されていない。また水平尾翼に角度はついていない、形状の更なる詳細は文献 [89] に詳しい。

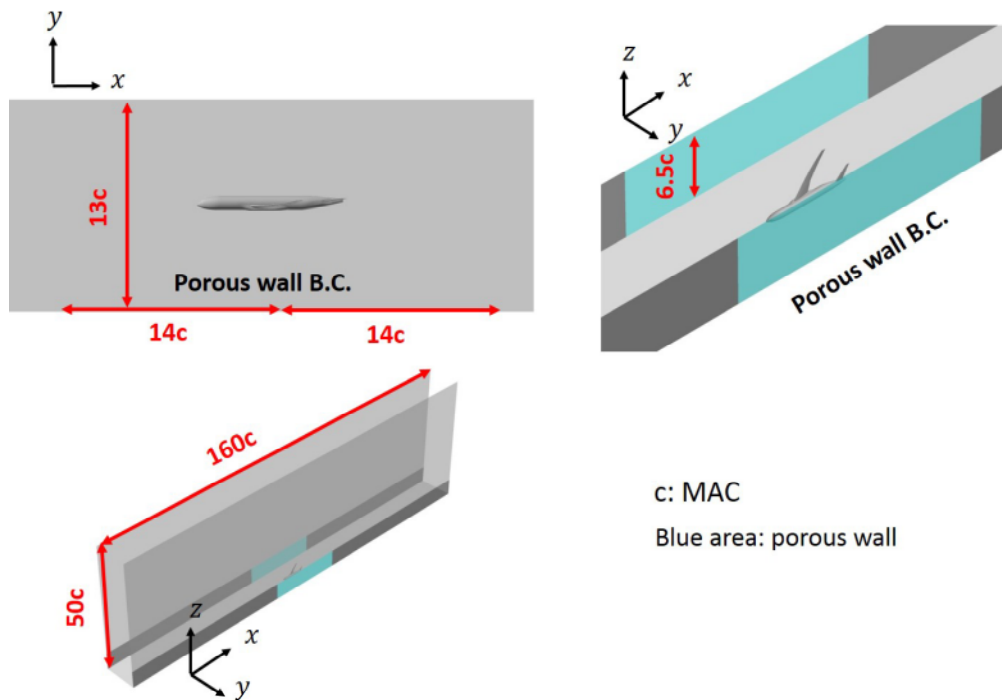


図 6.2 計算空間

### 6.1.2 解析条件

本解析の計算条件を示す。三次元翼の風洞試験の解析では、上下壁の影響が支配的であった（5.1.3 節）。そのため、本章では上下壁の影響のみを解析対象とする。図 6.2 に計算空間の概要を示す。多孔壁の範囲は JTWT のテストセクションを参考に作成している。また風洞高さ  $H$  は実際の NASA-CRM の風洞試験を参考に基準翼弦長  $c$  の 13 倍を解析の基準とする（JTWT と NTF では 13.2 倍）。本解析では全ての場合において、 $Re = 5.0 \times 10^6$ （翼弦長基準）である。図 6.3 は「壁有り」・「壁無し」の計算格子を、また図 6.4, 6.5 には機体周辺の格子点数分布を示している。本解析では機体表面の境界層を精度良く解像するため、機体表面の格子は直交性をできるだけ保った、六面体の計算格子で作成している。機体周辺の格子は「壁有り」・「壁無し」で同一とし、壁が無い方向には境界条件の影響を排除するために十分な大きさの空間を追加している。セル数は壁有りで 1100 万セル、壁無しで 1500 万セルである。図 6.6 は境界条件を示している。迎角は、機体周辺の格子を回転させることで実現している。

表 6.2 に本解析で用いた CFD 解析の手法を示す。

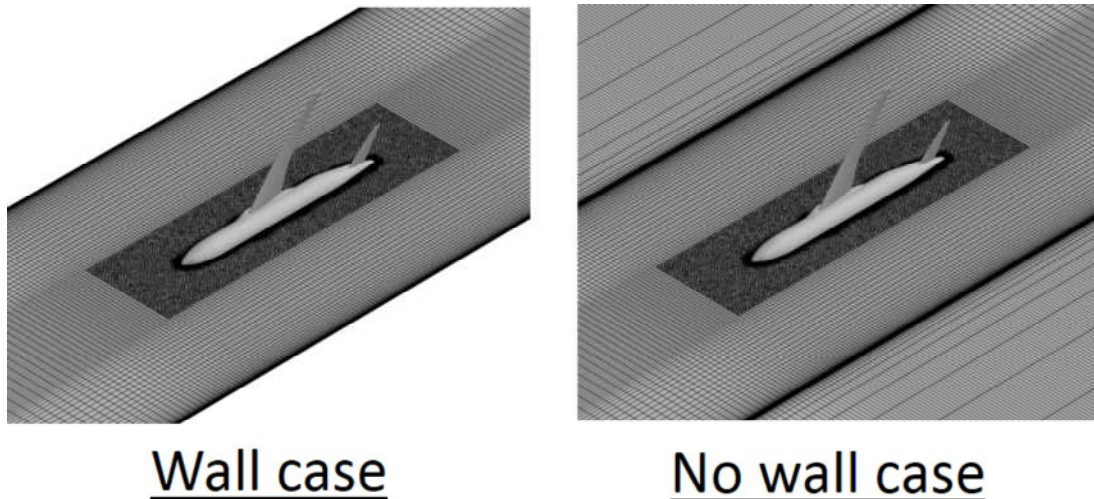


図 6.3 「壁有り」・「壁無し」の計算格子

表 6.2 NASA-CRM の CFD 解析における計算手法

非粘性流束	HLLEW 法
勾配計算法	重み付き Green-Gauss 法
空間精度	再構築法による空間二次精度
制限関数	Barth-Jespersen の制限関数
時間積分法	LU-SGS 法
乱流モデル	SA-noft2-R モデル

### 6.1.3 多孔壁境界条件

本章の多孔壁条件は JTWT の多孔壁を模擬して設定する。多孔壁境界の式 (3.22) の係数  $A$  は, JTWT の流れ場及び孔形状,  $\delta^* = 9[\text{mm}]$ ,  $D = 12[\text{mm}]$ ,  $L/D = 1$  から,  $A = 1.01$  となる。また, 空隙率は  $P_o = 0.2$  である。

図 6.7 に  $M_\infty = 0.85$ ,  $\alpha = 2^\circ$  における風洞多孔壁とプレナム室の差圧の分布を示している。図が示す通り, 多孔壁の差圧はモデルの適用可能条件である  $-0.1 \leq \Delta C_p \leq 0.1$  以内であり, 適切な条件でモデルを使用できていることが分かる。

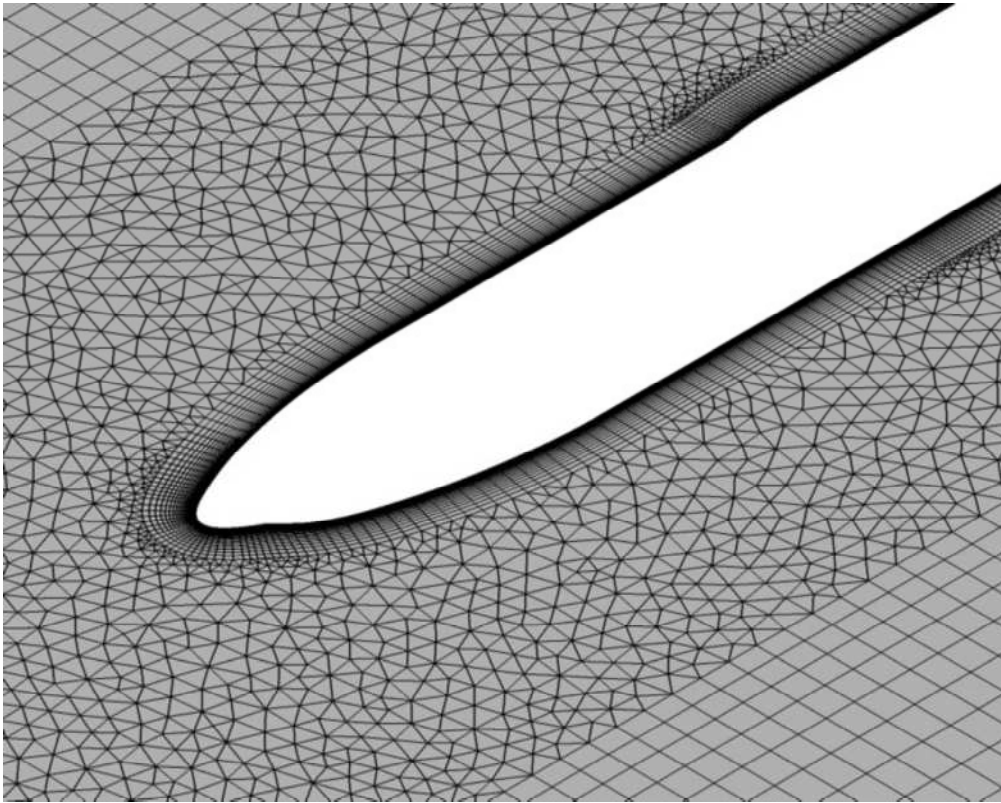


図 6.4 機体近傍の計算格子

#### 6.1.4 JTWT・NTF による風洞試験結果との比較

まず、CFD 解析が適切に解を得ているか確認するため、JTWT[90] と NTF[88] で行われた風洞試験結果と CFD 解析結果の比較を行う。風洞試験結果は JTWT, NTF の結果ともに模型変形の影響が補正されている。図 6.8, 6.9 に  $z/\eta = 0.2009, 0.28281$  ( $\eta$  は翼幅の  $1/2$ ) における翼面圧力分布の比較を示している。CFD 解析結果は壁有り・壁無しの 2 種類の結果を示している。図が示すとおり、CFD 解析結果は実験結果と妥当な一致を示している。一部に見られる CFD 解析結果と実験値との差は、模型変形の補正誤差や支持装置の存在が影響していると考えられる。また図 6.10 に揚力曲線の比較を示している。この結果も実験と CFD で良い一致を示しており、CFD 結果の妥当性を示す結果となった。

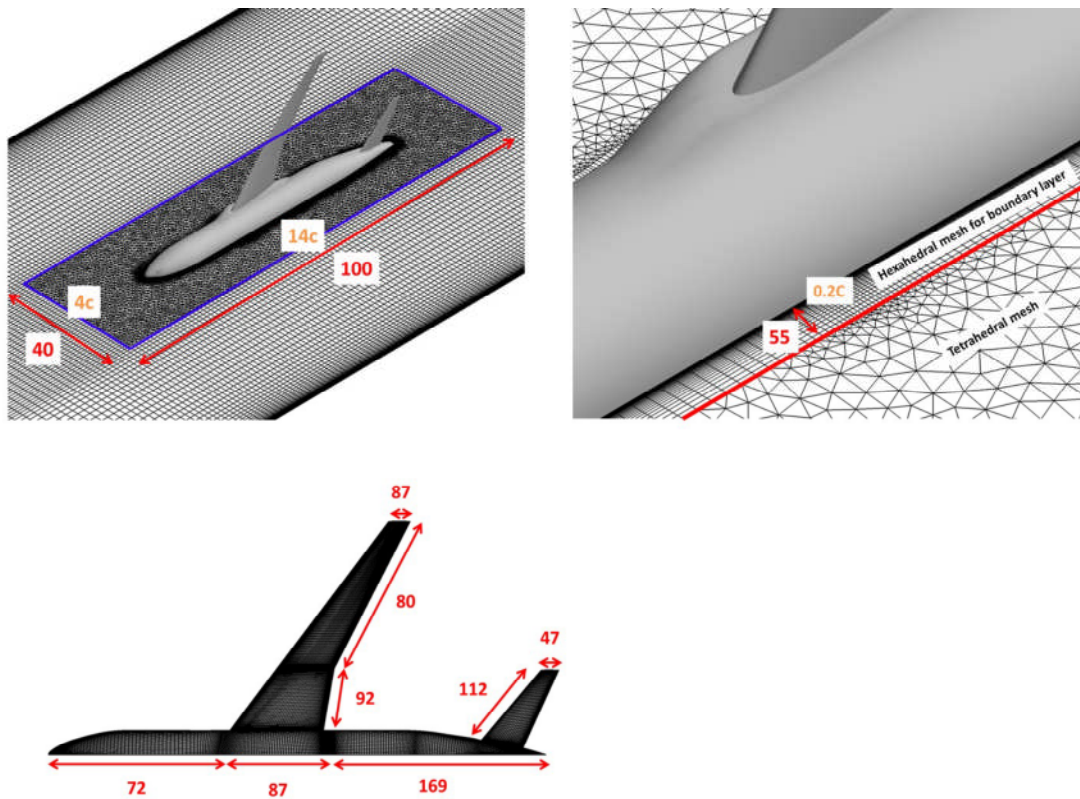


図 6.5 機体周辺の格子点数分布

### 6.1.5 揚力への影響

揚力係数への壁干渉の影響を解析する．図 6.11 に  $M_\infty = 0.85$ ,  $H/c = 13$  の時の揚力曲線及び迎角ごとの「壁有り」・「壁無し」の差分  $\Delta C_L (C_{Lwall} - C_{Lnowall})$  を示している．壁干渉の影響は，前章までの結果と同様で，揚力を下げる方向に働く．しかし，二次元翼・三次元翼の場合に比べて壁干渉の影響は小さく，壁を含んでも壁無しの結果を実用的な精度で解析できていることが分かる．図 6.12 に各迎角ごとの翼面上の圧力係数分布を示している． $\alpha = 3^\circ$  では  $\alpha = 2.5^\circ$  未満の結果と異なり，翼全体に明確な衝撃波が生じている．よって， $\alpha = 2.5^\circ$  を境に揚力曲線に非線形性が生じてくる．図 6.11 において，壁干渉の影響の傾向が  $\alpha = 2.5^\circ$  を境に変化しているが，これは衝撃波の発生迎角が壁無しと壁有りの流れ場で異なるためである．壁無しのほうが壁干渉が無いために，より低迎角で衝撃波が発生し揚力曲線の勾配の低下が生じるため， $\Delta C_L$  は小さくなる傾向を示す．

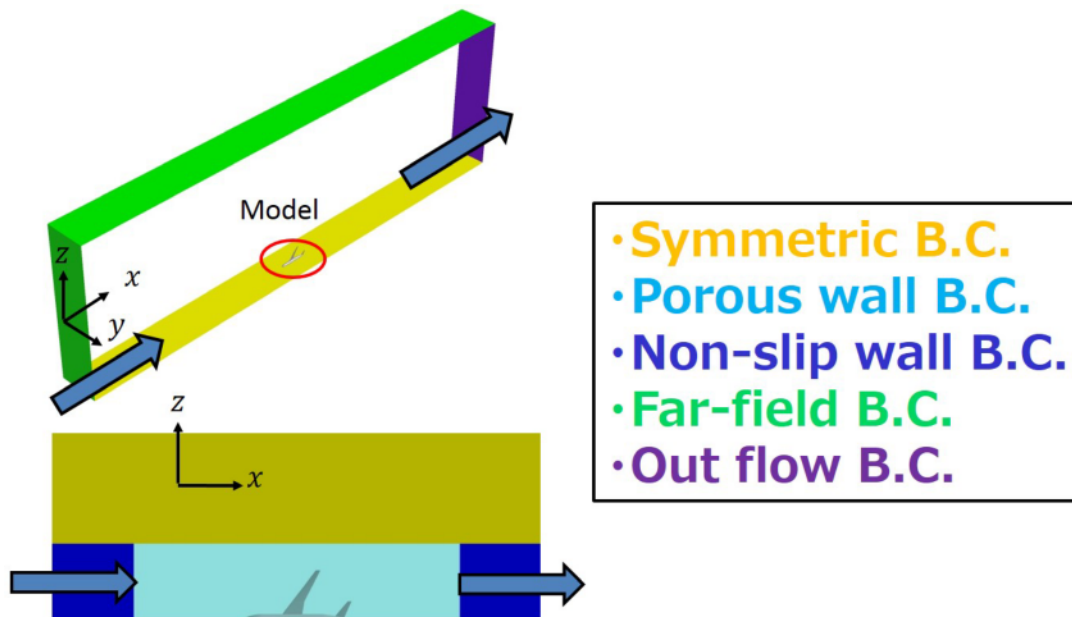


図 6.6 境界条件

次に模型サイズと壁干渉量の関係を示す．図 6.13 は  $\alpha = 0^\circ, 2^\circ$  における  $H/c$  と  $\Delta C_L/C_{L_{nowall}}$  の関係を示している．模型サイズは  $H/c = 12 \sim 16$  の範囲で変化させた．壁干渉の影響は  $H/c$  が大きくなると当然小さくなり， $\alpha = 0^\circ, 2^\circ$  共に  $H/c = 12$  で 3 % 程度， $H/c = 16$  で 1.5 % 程度揚力が減少している．図 6.14 は  $\alpha = 0^\circ, 2^\circ$  におけるマッハ数と  $\Delta C_L/C_{L_{nowall}}$  の関係を示している． $H/c = 13$  であり， $M_\infty = 0.7 \sim 0.87$  の範囲で解析を行った．壁干渉の影響はマッハ数が大きくなると強くなり， $M_\infty = 0.7$  で 1 % 程度， $M_\infty = 0.85$  付近で最大 3 % 程度揚力が減少している． $\alpha = 2^\circ$  の場合，変化の傾向が  $M_\infty = 0.85$  付近で変化しているが，これは図 6.15 の圧力分布が示す通り， $M_\infty = 0.85$  付近を境に翼面上に衝撃波が生じるためである．

### 6.1.6 抗力への影響

抗力係数への壁干渉の影響を検証する．図 6.16 に  $M_\infty = 0.85$ ， $H/c = 13$  の時の抗力曲線及び迎角ごとの「壁有り」・「壁無し」の差分  $\Delta C_D$  ( $C_{D_{wall}} - C_{D_{nowall}}$ ) を示している．壁干渉の影響は，二次元翼・三次元翼の場合に得られた結果と同様で，抗力を上昇させる方向に働いている．その影響量は 3count 程度であり，二次元翼・三次元翼の場合に比べて，壁を含んでいても壁無しの

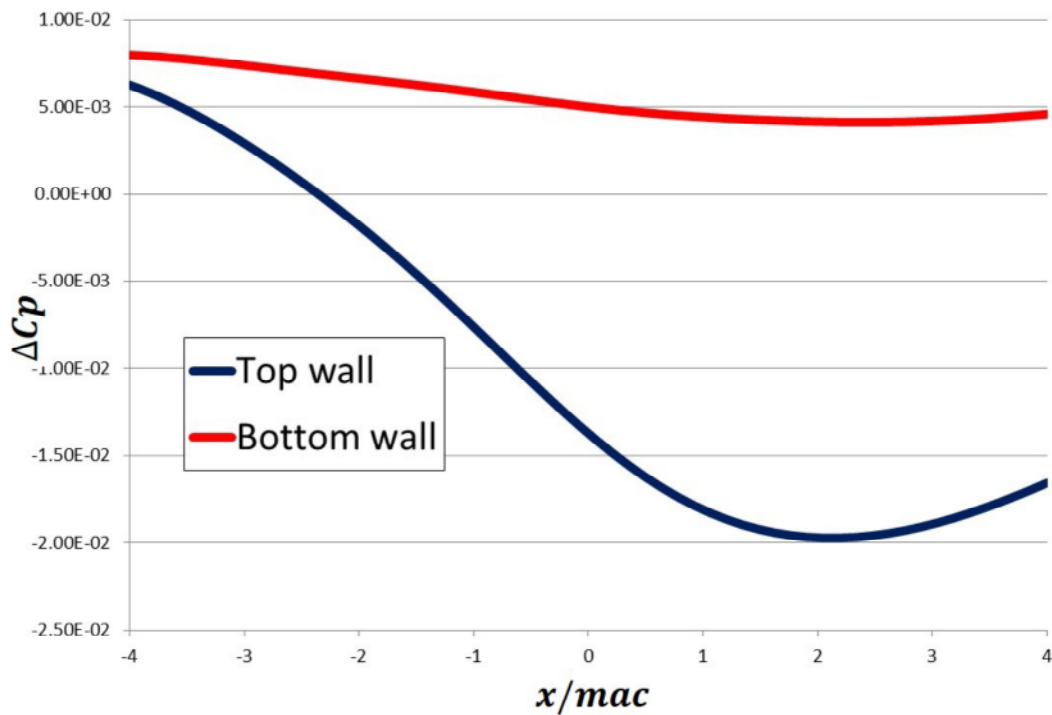


図 6.7 多孔壁を介した差圧の分布 ( $M_\infty = 0.85$ ,  $\alpha = 2^\circ$ ,  $x/mac = 0$  が翼中心)

結果を実用的な誤差の範囲で解析できている。

次に模型サイズと壁干渉量の関係を示す。図 6.17 は  $\alpha = 0^\circ, 2^\circ$  における  $H/c$  と  $\Delta C_D/C_{D_{nowall}}$  の関係を示している。模型サイズは  $H/c = 12 \sim 16$  の範囲で変化させた。壁干渉の影響は  $H/c$  が大きくなると当然小さくなり、 $\alpha = 2^\circ$  の場合  $H/c = 12$  で 2.5 % 程度、 $H/c = 16$  で 1.5 % 程度の抗力の増加が見られる。図 6.18 は  $\alpha = 0^\circ, 2^\circ$  におけるマッハ数と  $\Delta C_D/C_{D_{nowall}}$  の関係を示している。 $H/c = 13$  であり、 $M_\infty = 0.7 \sim 0.87$  で解析を行った。 $\alpha = 0^\circ$  の場合、壁干渉の影響はマッハ数の上昇と共に大きくなり、 $M_\infty = 0.87$  で 3 % 程度の誤差を生じている。 $\alpha = 2^\circ$  の場合壁干渉の影響は  $M_\infty = 0.83$  程度まではマッハ数とともに大きくなり、 $M_\infty = 0.83$  付近で最大 2.5 % 程度の壁干渉が生じている。 $M_\infty = 0.83$  付近からの傾向の変化は、図 6.15 の圧力分布が示す通り、翼面上に生じた衝撃波の影響である。

## 6.2 壁干渉補正法の適用性の検証

本節では、航空機の風洞試験における、壁干渉補正法の精度検証を行う。精度検証の対象は現在広く用いられる、線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式



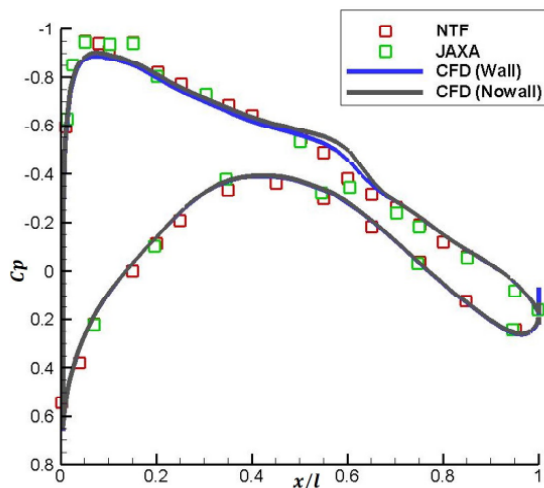


図 6.8 翼面の圧力分布 ( $M_\infty = 0.85$ ,  $\alpha = 2^\circ$ ,  $z/\eta = 0.2009$ )

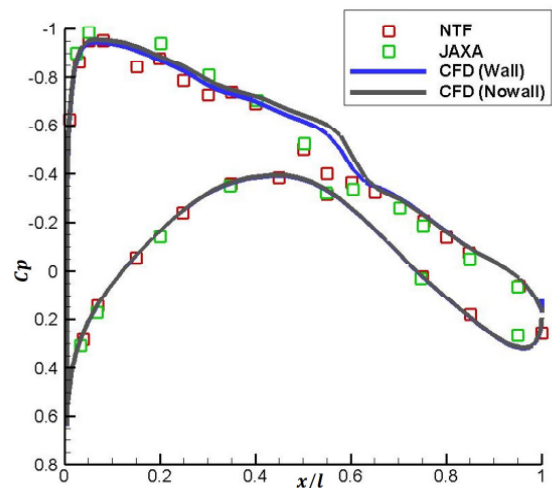
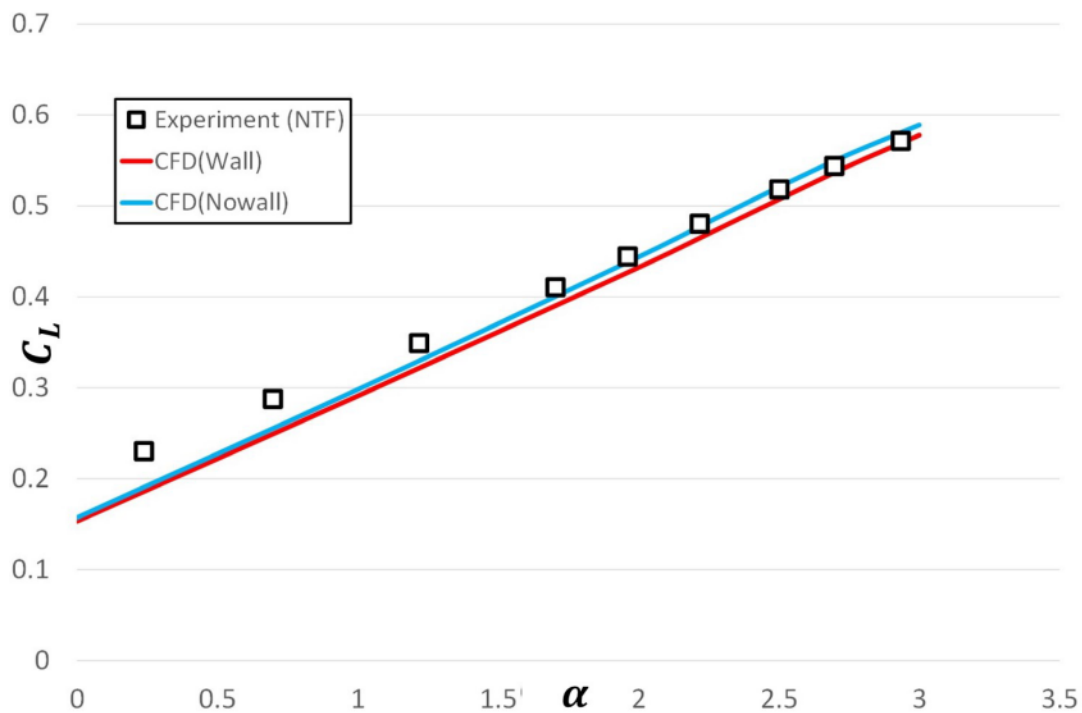


図 6.9 翼面の圧力分布 ( $M_\infty = 0.85$ ,  $\alpha = 2^\circ$ ,  $z/\eta = 0.28281$ )

を基にした．壁干渉補正法である．4章では二次元翼の風洞試験を対象にした検証を行い，亜音速で失速点未満の迎角では，抗力にして誤差 1count 程度の高い補正精度を示したが，遷音速では 10count 程度，失速点以上の迎角では 100count 以上の大きな精度の低下が見られた．しかし，これらは航空機の試験に比べてブロッケージ比が非常に大きい場合の検証であり，実際の航空機の風洞試験より厳しい検証である．本節では改めてその精度評価を行い，一般的な航空機の試験に即した条件下での適用性の検証を行う．

線形のポテンシャル方程式を基にした壁干渉補正法はいくつか提案されているが，その方程式をどのように解くかに違いがある（風洞壁面の圧力から解を得る手法 [68]，パネル法を用いる手法 [70] など）．本節では図 6.19 に示す計算空間で，三次元翼の壁干渉量の解析で用いた手法（5.2.1 節）と同様に「壁有り」・「壁無し」の CFD 解析の差分値を境界条件の値として線形のポテンシャル方程式を解き壁干渉量を得る．そして，その結果から得られたマッハ数と迎角の補正值 ( $\Delta M, \Delta \alpha$ ) を用いて 4.3.2.2 節と同様の手法で空力係数を補正する．本検証で得られた結果は，線形のポテンシャル方程式を用いる壁干渉補正法全般に適用できる．

図 6.10 揚力曲線の比較 ( $M_\infty = 0.85$ )

### 6.2.1 補正適用点

線形ポテンシャル方程式を用いた壁干渉補正を適用する場合，ある位置の干渉量を代表値とする必要がある．よって，どの位置を代表点とするかは重要な問題である．三次元翼の解析結果（5.2.3 節）では，翼幅方向に干渉量はほぼ一定であった．よって，その結果にならい機体軸上のいずれかの位置を代表点として考える．図 6.20, 6.21 は  $M = 0.85, \alpha = 0^\circ, 2^\circ$  における機体中心軸（流れ方向）上での，機体先端から後端までの  $\Delta M$  と  $\Delta\alpha$  の分布を示している．空力中心は  $x = 0$  である．図が示すとおり，干渉量の分布は大きく，どの点を代表値とするかで補正精度が変化することが予想される．そこで本節では機体軸上の 3 点（先端，空力中心，後端）を代表点としてそれぞれ補正を行い，その精度の比較を行った．表 6.3 に精度比較の結果を示す．

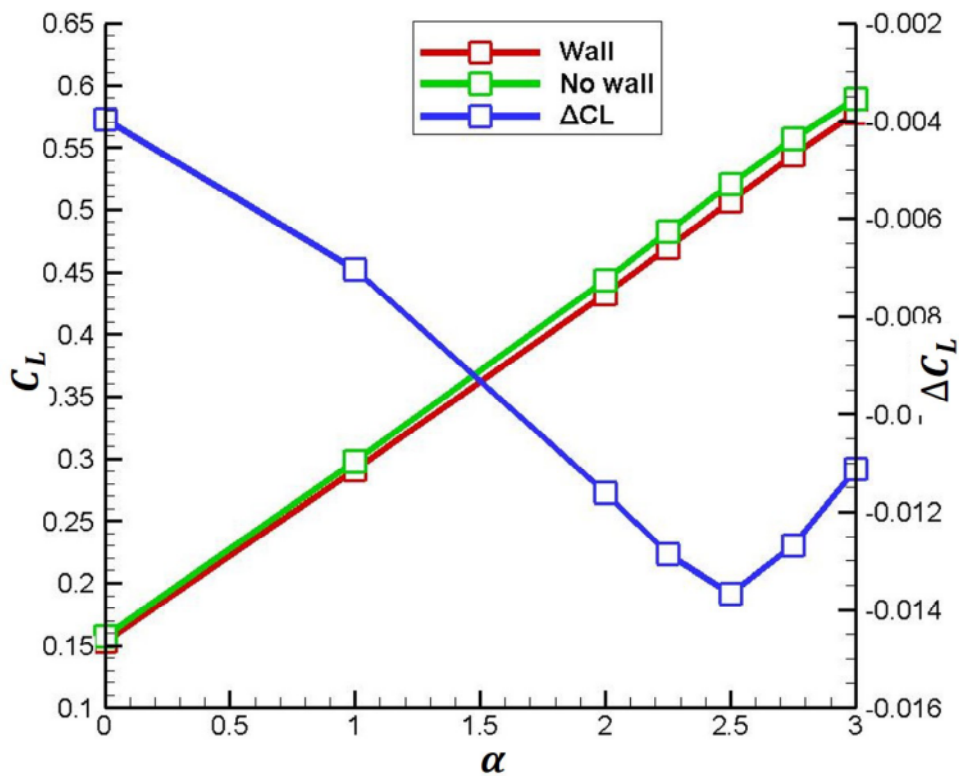


図 6.11 「壁有り」・「壁無し」の揚力曲線及びその差分 ( $M_\infty = 0.85, H/c = 13$ )

表 6.3 先端, 空力中心, 後端を代表値とした場合の補正精度 ( $M = 0.85, H/c = 13$ )

	$\Delta C_L (\times 10^4) [0^\circ]$	$\Delta C_D (\times 10^4) [0^\circ]$	$\Delta C_L (\times 10^4) [2^\circ]$	$\Delta C_D (\times 10^4) [2^\circ]$
先端	19.7	0.0698	49.1	0.371
空力中心	0.101	0.449	-4.11	0.792
後端	38.2	0.988	124	2.30

本節での  $\Delta C_L$  と  $\Delta C_D$  は, 補正された「壁有り」の空力係数  $C_{Lc}(M_{\infty u}, \alpha_u)$ ,  $C_{Dc}(M_{\infty u}, \alpha_u)$  と補正されたマッハ数と迎角における「壁無し」の空力係数  $C_{Ln}(M_{\infty c}, \alpha_c)$ ,  $C_{Dn}(M_{\infty c}, \alpha_c)$  の差の絶対値である. この差が 0 に近いほど補正精度が高い (4.3.3 節参照). 表 6.3 では, 空力中心の値を代表点とした結果が  $C_L, C_D$  共に一番良い精度を示している. よって次節以降では, 全て機体軸上の空力中心を代表点として補正を行う.

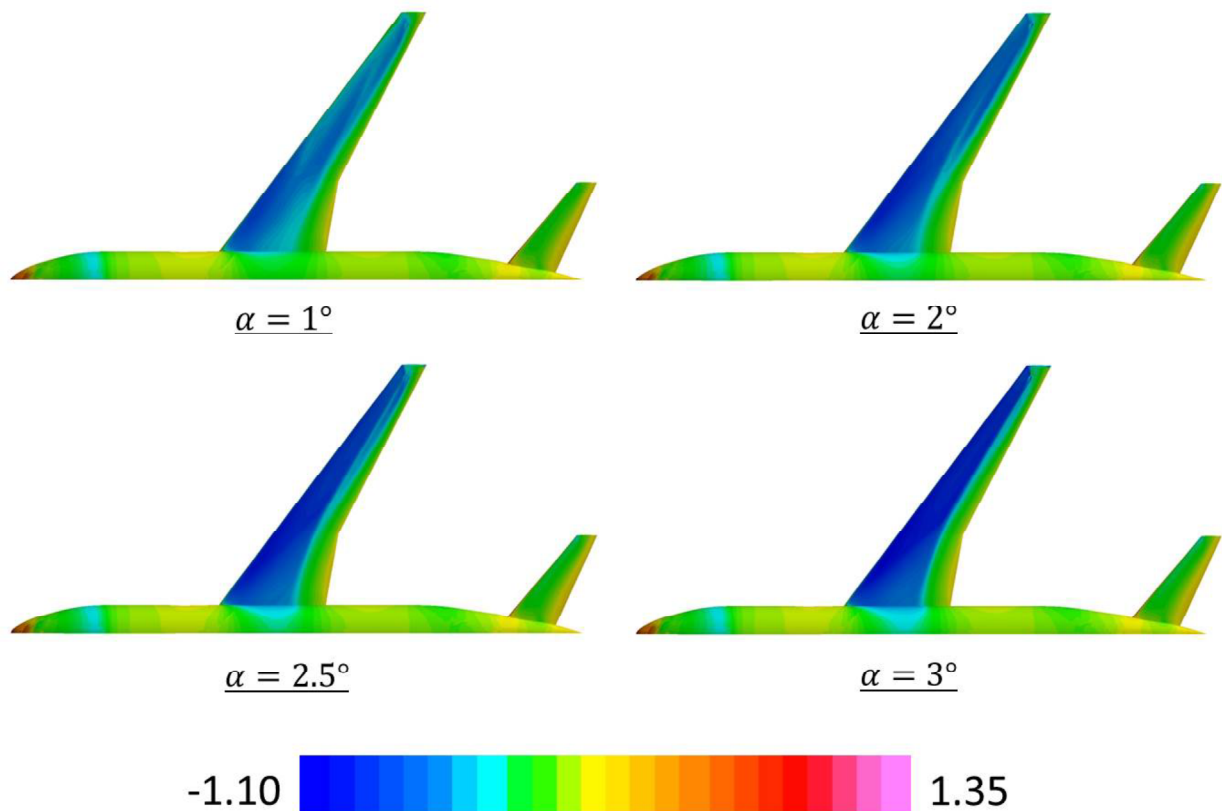


図 6.12 機体上の圧力係数分布 ( $M_\infty = 0.85$ ,  $H/c = 13$ )

### 6.2.2 迎角の影響

補正精度に対する迎角の影響を検証する．図 6.22, 6.23 に  $\Delta C_L$  及び  $\Delta C_D$  の迎角との関係を示す．流れ場の条件は  $M_\infty = 0.85$ ,  $H/c = 13$  である．補正精度は揚力・抗力ともに良い結果を示している．特に  $\alpha = 2^\circ$  以下では抗力の補正精度の誤差が 1count 以下と現在の航空機開発の厳しい精度基準を満たしている．一方,  $\alpha = 2^\circ$  を超えると若干の精度低下が見られる．図 6.12 から分かる通り,  $\alpha = 2^\circ$  を超えた付近で翼面上に衝撃波が発生している．二次元翼を対象とした補正法の検証 (4.3.3.2 節) において, 衝撃波の発生が補正精度の低下を生むことを確認しているが, 本結果も同様の原因で補正精度が低下していると考えられる．しかしながら,  $\alpha = 3^\circ$  でも補正精度は 3count 以下であり, 二次元翼の場合と比べて, 十分に実用的な精度を発揮していると言える．

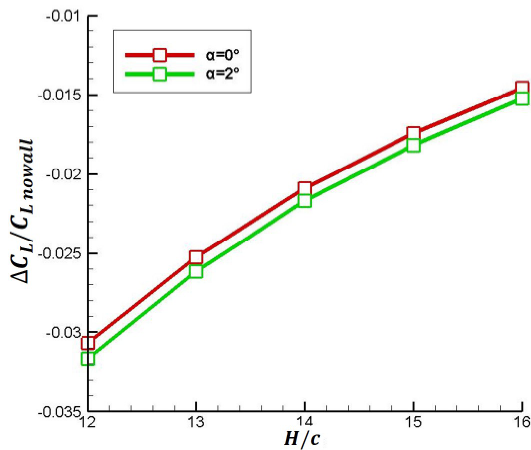


図 6.13  $H/c$  に対する,  $C_L$  への壁干渉の影響の変化 ( $M_\infty = 0.85, \alpha = 0^\circ, 2^\circ$ )

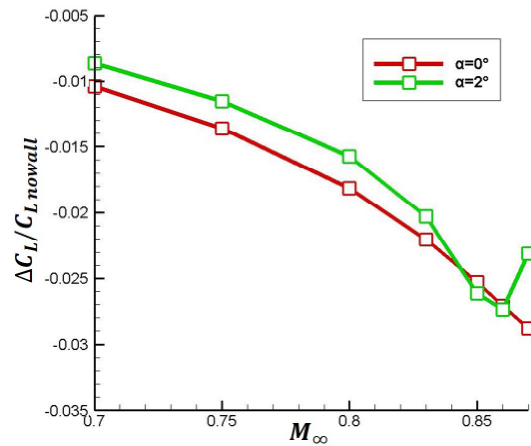


図 6.14 マッハ数に対する,  $C_L$  への壁干渉の影響の変化 ( $H/c = 13, \alpha = 0^\circ, 2^\circ$ )

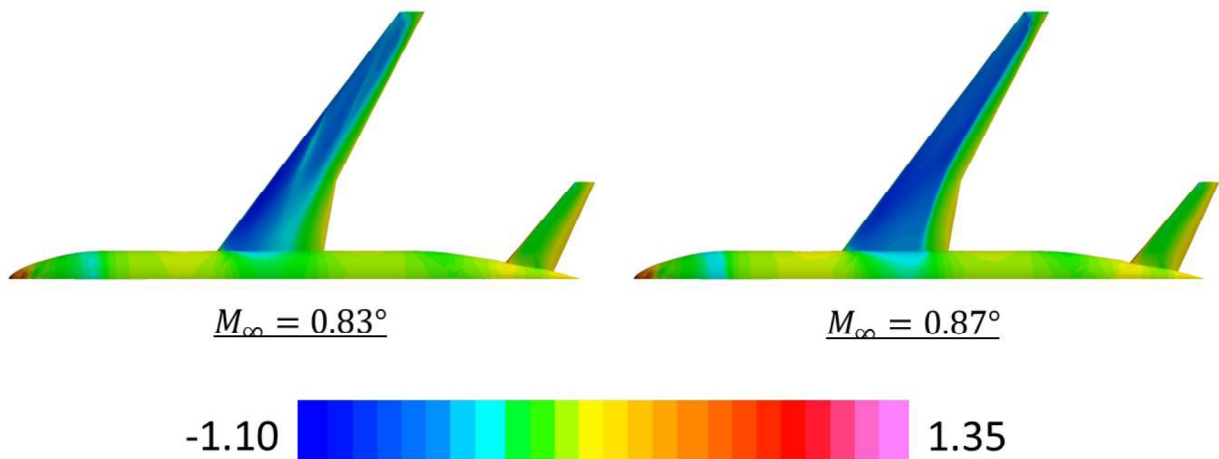


図 6.15 機体上の圧力係数分布 ( $\alpha = 2^\circ, H/c = 13$ )

### 6.2.3 マッハ数の影響

補正精度に対するマッハ数の影響を検証する. 図 6.24, 6.25 に  $\alpha = 2^\circ$  における  $\Delta C_L$  及び  $\Delta C_D$  とマッハ数の関係を示す. 二次元翼の風洞試験の精度検証 (4.3.3.2 節) では, 遷音速で 10count 程度の補正精度であったが, 本節の検証結果では  $M_\infty = 0.85$  以下のマッハ数で 1count 以下の高い補正精度を示している. それ以上のマッハ数でも抗力において衝撃波の発生による若干の補正

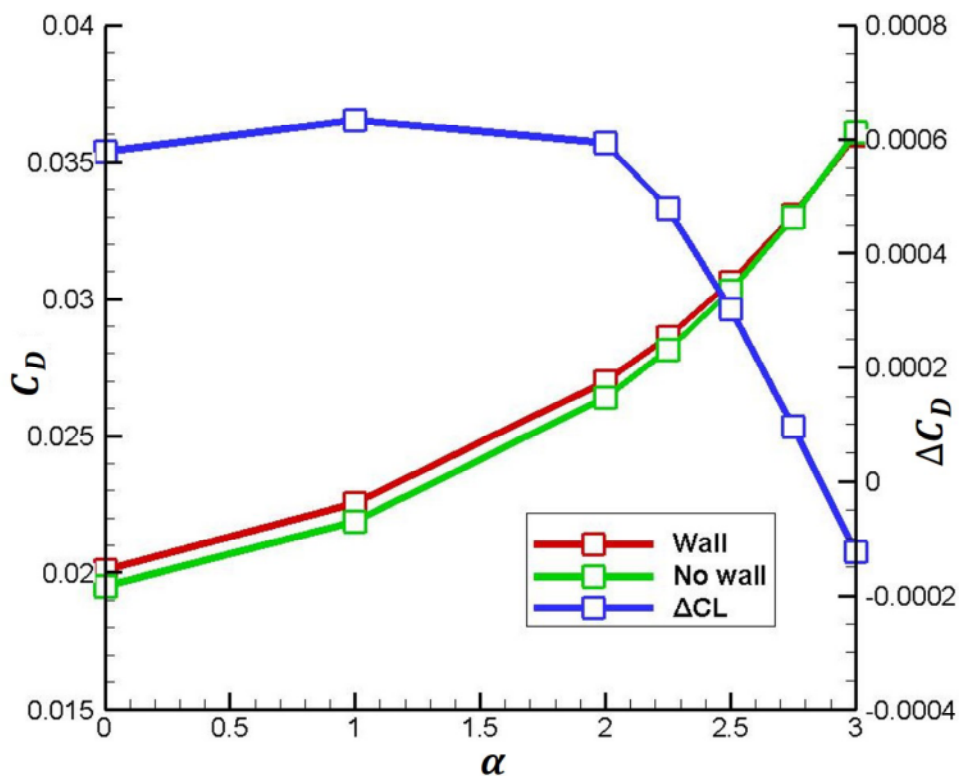


図 6.16 「壁有り」・「壁無し」の抗力曲線及びその差分 ( $M_\infty = 0.85$ ,  $H/c = 13$ )

精度の低下が見られるが，最大で 3count 程度の補正誤差である．航空機の風洞試験の様な低ブロッケージ比の条件下では遷音速の流れであっても，線形ポテンシャル方程式を用いた補正法が十分に実用的な精度を発揮することを示している．

#### 6.2.4 模型サイズの影響

補正精度に対する模型サイズの影響を検証する．図 6.26 と 6.27 に  $M_\infty = 0.85$ ,  $\alpha = 2^\circ$  における  $\Delta C_L$  及び  $\Delta C_D$  と  $H/c$  の関係を示す．模型サイズは  $H/c = 12 \sim 16$  で変化させた．JTWT と NTF で実際に行われた NASA-CRM の風洞試験は  $H/c = 13.2$  であり，一般的な航空機の風洞試験では  $H/c = 13 \sim 16$  程度である．補正精度は揚力・抗力ともに  $H/c = 12 \sim 16$  でいずれの場合も高い精度を示している．現在の一般的な模型サイズでの風洞試験では，十分な精度が保証されることを確認することができた．

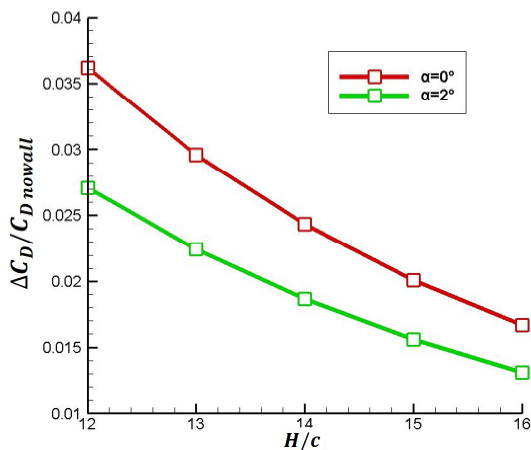


図 6.17  $H/c$  に対する,  $C_D$  への壁干渉の影響の変化 ( $M_\infty = 0.85, \alpha = 0^\circ, 2^\circ$ )

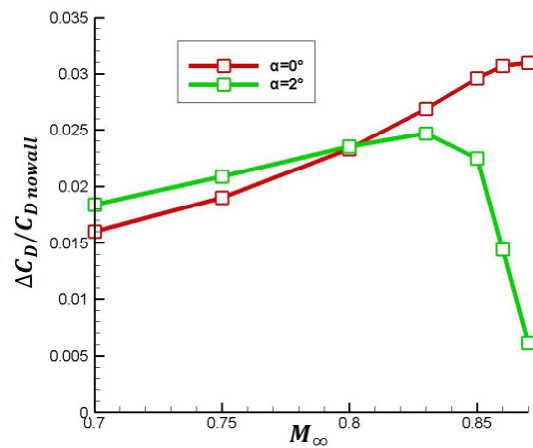


図 6.18 マッハ数に対する,  $C_D$  への壁干渉の影響の変化 ( $H/c = 13, \alpha = 0^\circ, 2^\circ$ )

### 6.2.5 補正精度検証のまとめ

本節では, 航空機の風洞試験を対象として, 壁干渉補正法の精度検証を行った. 航空機のような低ブロック比の試験では, 二次元翼で問題となった遷音速での精度低下はそれほど顕著ではない. 例えば, NASA-CRM の設計点に近い  $M_\infty = 0.85, \alpha = 2^\circ$  において, 1count 程度の高い補正精度を示しており, 一般的な航空機の風洞試験の条件では十分実用的な精度を発揮することが分かった.

## 6.3 パラメトリックスタディによる壁干渉量の評価

風洞の壁干渉補正法は, 全ての風洞で容易に適用できるものではない. 線形のポテンシャル方程式を用いる補正法では, 風洞内流れ全体の微小擾乱を求めするために, 風洞内のなんらかの計測値 (Mokry の手法ならば風洞壁面の圧力) を必要とする場合が多い. しかし, 全ての風洞が補正法に必要な測定を容易に行えるわけではない. また, 風洞全体でそれらの値を計測できるわけではなく, 限られた計測値から壁干渉補正を行う必要があり, 精度はその計測能力に左右されてしまう. この様に, 既存の壁干渉補正法は, その適用に困難を伴う場合が多い. よって, より簡易に補正が行えるように風洞試験の条件から壁干渉量を推定できる分布図が有れば, 実用上非常に有益である. そこで, 本節では, 多孔壁による壁干渉が様々な流れ場の条件 (マッハ数, 迎角, 模型サイズ)

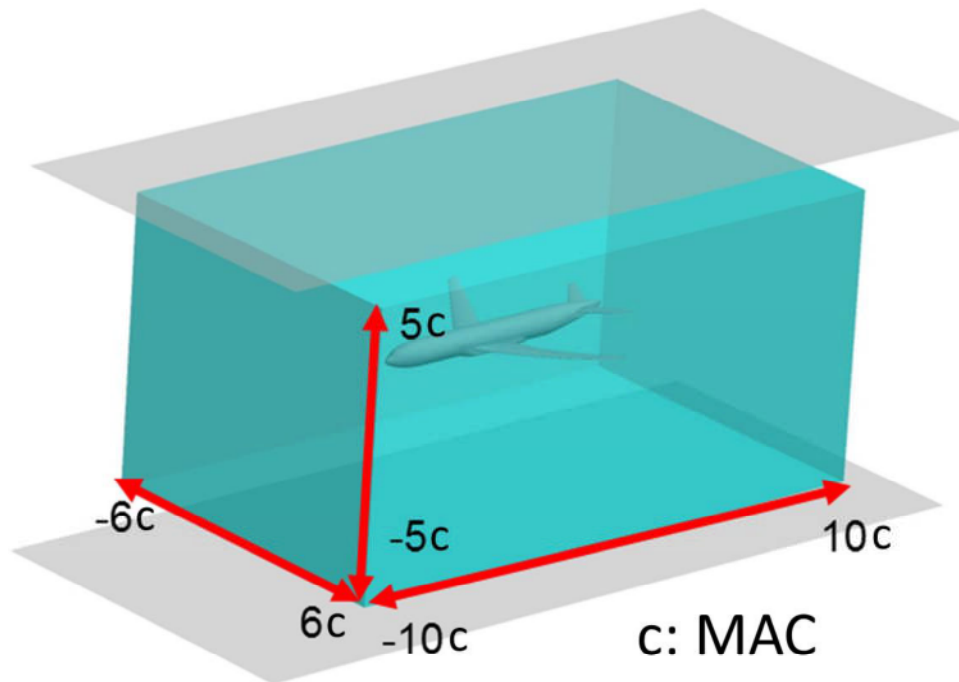


図 6.19 線形ポテンシャル方程式の計算空間

に対してどのような干渉量を示すのかパラメトリックスタディを行い、その分布図を作成した。

### 6.3.1 各補正の影響量

壁干渉量から空力係数の補正を行う場合、必要になる干渉量はマッハ数、迎角及び浮力補正のためのマッハ数の干渉量の流れ方向の勾配 ( $\Delta M, \Delta \alpha, \partial \Delta M / \partial x$ ) である (4.3.2.2 節)。しかし、多孔壁の壁干渉は壁を通過する流れにより吹き下ろしが生じる一方で、ブロッキングを低減することが、特徴である (4.2 節)。それでも、二次元翼、三次元翼の場合はブロッキング比が大きいため、マッハ数の干渉量の影響は多少出ていたが、航空機の風洞試験の様な低ブロッキング比の試験ではその影響は非常に小さいと考えられる。三次元翼の場合と航空機の風洞試験の場合のマッハ数の干渉量を比較すると、例えば図 5.17 (ONERA-M6,  $H/c = 2.7, M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$ ) と、図 6.21 (NASA-CRM,  $H/c = 13, M_\infty = 0.85, \alpha = 2^\circ$ ) によれば、航空機試験におけるマッハ数の干渉量は、三次元翼の試験に比べて一桁程度小さい値を



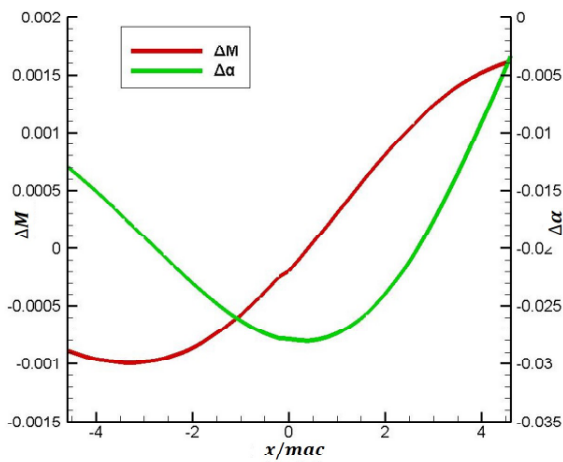


図 6.20 機体中心軸上での,  $\Delta M$  と  $\Delta\alpha$  の分布 ( $M_\infty = 0.85, \alpha = 0^\circ$ )

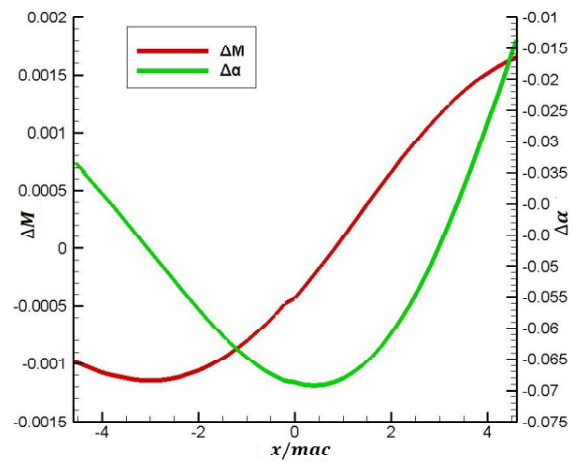


図 6.21 機体中心軸上での,  $\Delta M$  と  $\Delta\alpha$  の分布 ( $M_\infty = 0.85, \alpha = 2^\circ$ )

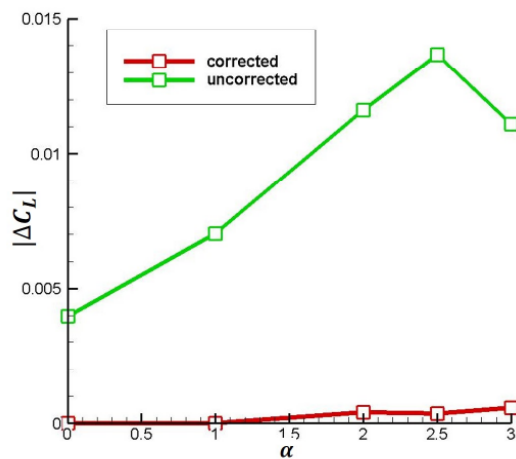


図 6.22  $C_L$  の補正精度に対する迎角の影響 ( $M_\infty = 0.85, H/c = 13$ )

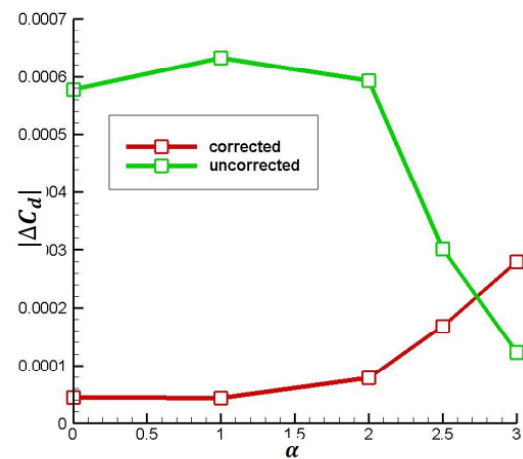


図 6.23  $C_D$  の補正精度に対する迎角の影響 ( $M_\infty = 0.85, H/c = 13$ )

示している。よって、マッハ数の干渉量に関する補正は無視しても、補正精度に大きな影響を及ぼさないと推測される。表 6.4 は  $\Delta M$  の影響を無視し  $\Delta\alpha$  と  $\partial\Delta M/\partial x$  による補正のみを行った、空力係数と、すべての補正を適用した空力係数を比較している。

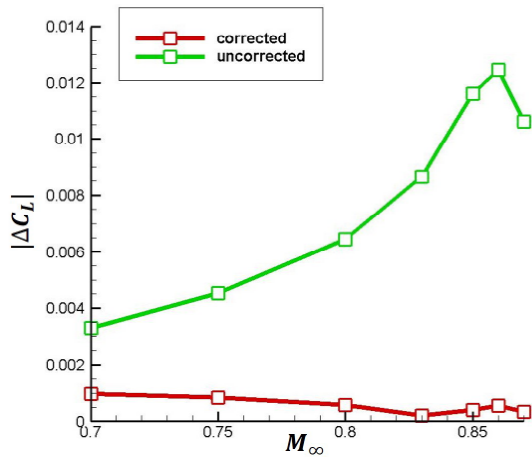


図 6.24  $C_L$  の補正精度に対するマッハ数の影響 ( $\alpha = 2^\circ, H/c = 13$ )

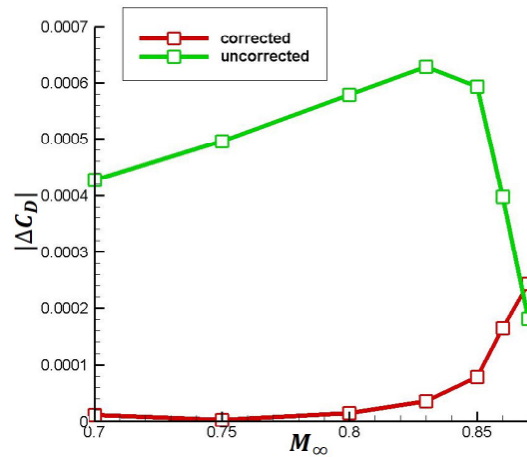


図 6.25  $C_D$  の補正精度に対するマッハ数の影響 ( $\alpha = 2^\circ, H/c = 13$ )

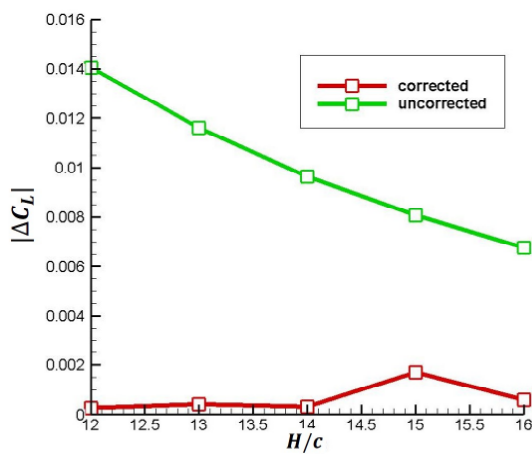


図 6.26  $C_L$  の補正精度に対する  $H/c$  の影響 ( $M_\infty = 0.85, \alpha = 2^\circ$ )

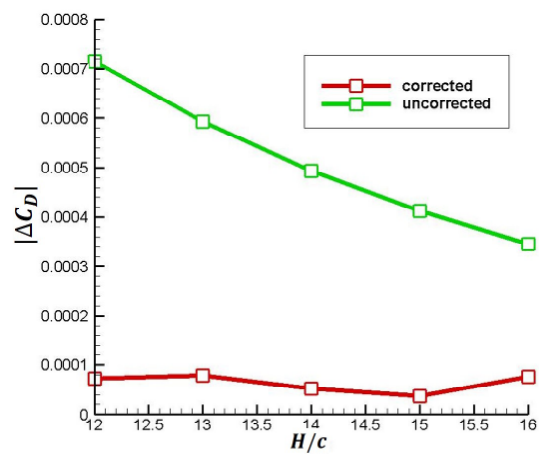


図 6.27  $C_D$  の補正精度に対する  $H/c$  の影響 ( $M_\infty = 0.85, \alpha = 2^\circ$ )

表 6.4 補正精度に対するマッハ数補正の影響 ( $M_\infty = 0.85, H/c = 13$ )

	$\Delta C_L (\times 10^4) [0^\circ]$	$\Delta C_D (\times 10^4) [0^\circ]$	$\Delta C_L (\times 10^4) [2^\circ]$	$\Delta C_D (\times 10^4) [2^\circ]$
補正有り	0.101	0.449	4.11	0.792
補正有り ( $\Delta M$ 無視)	0.313	0.0956	11.3	1.43
補正なし	39.7	5.78	116	5.93

完全な補正を行った結果とマッハ数による補正を無視した結果を比較すると、マッハ数の影響を無視した結果は若干の精度の低下が見られるとはいえ、実用上、十分な補正精度が得られている。つまり、多孔壁の壁干渉において  $\Delta M$  の影響は非常に小さく、 $\Delta\alpha$  と  $\partial\Delta M/\partial x$  の値が分かれば、十分であることがわかる。

### 6.3.2 マッハ数，迎角，模型サイズの変化に対する $\Delta\alpha$ の変化

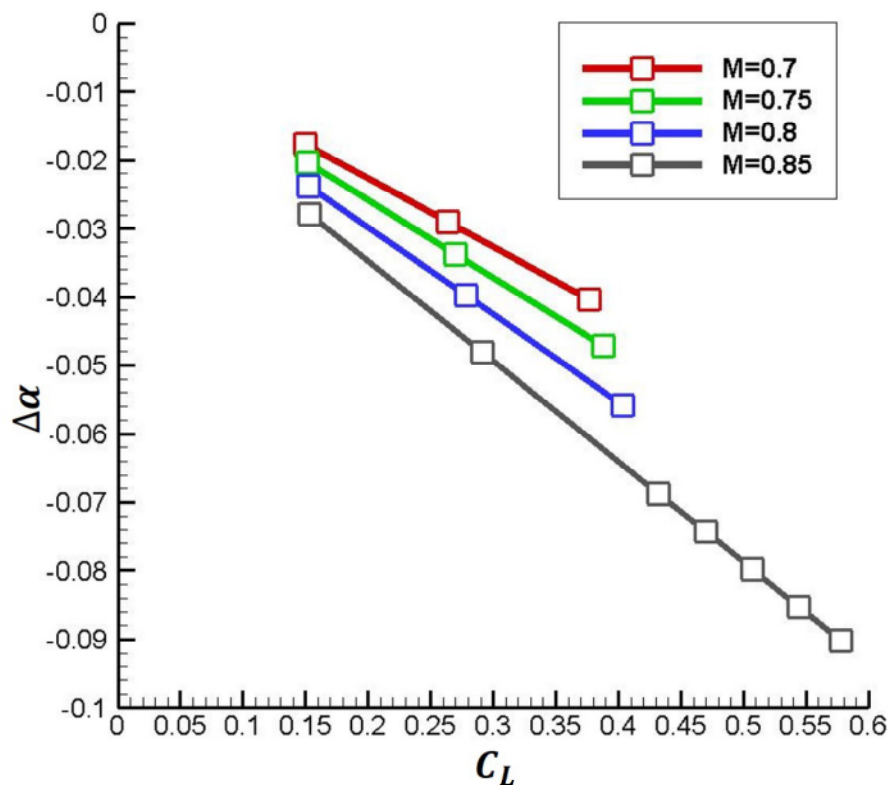
まず，流れ場の条件（マッハ数，迎角，模型サイズ）に対する  $\Delta\alpha$  の変化を示す。 $\Delta\alpha$  は多孔壁を通過する流れによる吹き下ろしの影響である。吹き下ろしは風洞模型が生む上下壁の圧力差によって生じる。つまり， $\Delta\alpha$  は揚力の関数になると考えられる。図 6.28 は各マッハ数ごとの  $\Delta\alpha$  と  $C_L$  の関係を示している。図が示す通り， $\Delta\alpha$  と  $C_L$  の関係は線形である。また， $C_L = 0$  で，ほぼ  $\Delta\alpha = 0$  となる。これは  $C_L = 0$  で上下の壁に圧力差がなくなり，吹きおろしが生じないためである。よって，各迎角に対する  $\Delta\alpha$  を全て求める必要はなく，勾配の値  $\partial\Delta\alpha/\partial C_L$  のみ分かればよいことになる。

図 6.29 に各マッハ数と  $H/c$  の値に対する， $\partial\Delta\alpha/\partial C_L$  の値を示す。 $\partial\Delta\alpha/\partial C_L$  は  $\alpha = 2^\circ$  における， $C_L$  と  $\Delta\alpha$  の値から計算している。マッハ数の増加及び  $H/c$  の減少に対して， $\partial\Delta\alpha/\partial C_L$  の絶対値は増加する。またその変化はマッハ数及び  $H/c$  に対して線形の傾向に近いが，より壁干渉が大きい条件に近づくにつれて，その変化の勾配がより大きくなっている。

### 6.3.3 マッハ数，迎角，模型サイズの変化に対する $\partial\Delta M/\partial x$ の変化

次に，流れ場の条件（マッハ数，迎角，模型サイズ）に対する  $\partial\Delta M/\partial x$  の変化を示す。まず，図 6.30 に  $H/c = 13$  における，各マッハ数ごとの迎角と  $\partial\Delta M/\partial x$  の関係を示す。図に示す通り， $\partial\Delta M/\partial x$  値は迎角によらずほぼ一定となっている。図 6.31 に  $M_\infty = 0.85$ ， $H/c = 13$  における， $\alpha = 0^\circ \sim 3^\circ$  での機体軸上の  $\Delta M$  の分布を示している。図によると，迎角が変わっても  $\Delta M$  の分布形状はほぼ変化していない。抽気がなければ，迎角の上昇に伴って壁からのブロッケージが大きくなり， $\Delta M$  の分布にも変化が生じる。しかし，ブロッケージを低減させるという多孔壁の性質から，迎角の変化に対しても  $\Delta M$  分布の変化は小さくなったと考えられる。よって，各迎角に対する  $\partial\Delta M/\partial x$  を全て求める必要はない。

図 6.32 に各マッハ数と  $H/c$  の値に対する， $\partial\Delta M/\partial x$  の値を示す。図では

図 6.28  $C_L$  と  $\Delta\alpha$  の関係 ( $H/c = 13$ )

それぞれの条件における  $\alpha = 2^\circ$  の場合の  $\partial\Delta M/\partial x$  の値を代表値としてプロットしている。マッハ数の増加及び  $H/c$  の減少に対して、 $\partial\Delta M/\partial x$  の絶対値は増加しているが、マッハ数の変化に対してより大きく影響を受けている。特に遷音速に近くなると、 $\partial\Delta M/\partial x$  の増加がより顕著になっている。

#### 6.3.4 分布図による壁干渉値と実際の風洞試験による壁干渉値の比較

前節までに作成した壁干渉値の分布図の精度を確認するため、実際の風洞試験における壁干渉値との比較を行った。比較対象は JTWT[90] で行われた NASA-CRM の風洞試験であり、壁干渉値は Mokry の手法により求められている。本実験における壁干渉については文献 [91] に詳しい。図 6.33 に各  $C_L$  における  $\Delta\alpha$  の値を示す。比較対象の試験条件は  $M_\infty = 0.85$ ,  $H/c = 13.2$  であり、図 6.29 より  $\partial\Delta\alpha/\partial C_L = -0.155$  として計算している。図より分布図による計算値と実験地は比較的良い一致を示しているが、一部誤差も見られる。風洞試験結果では、分布図の作成で考慮していない模型支持装置の影響も含ま

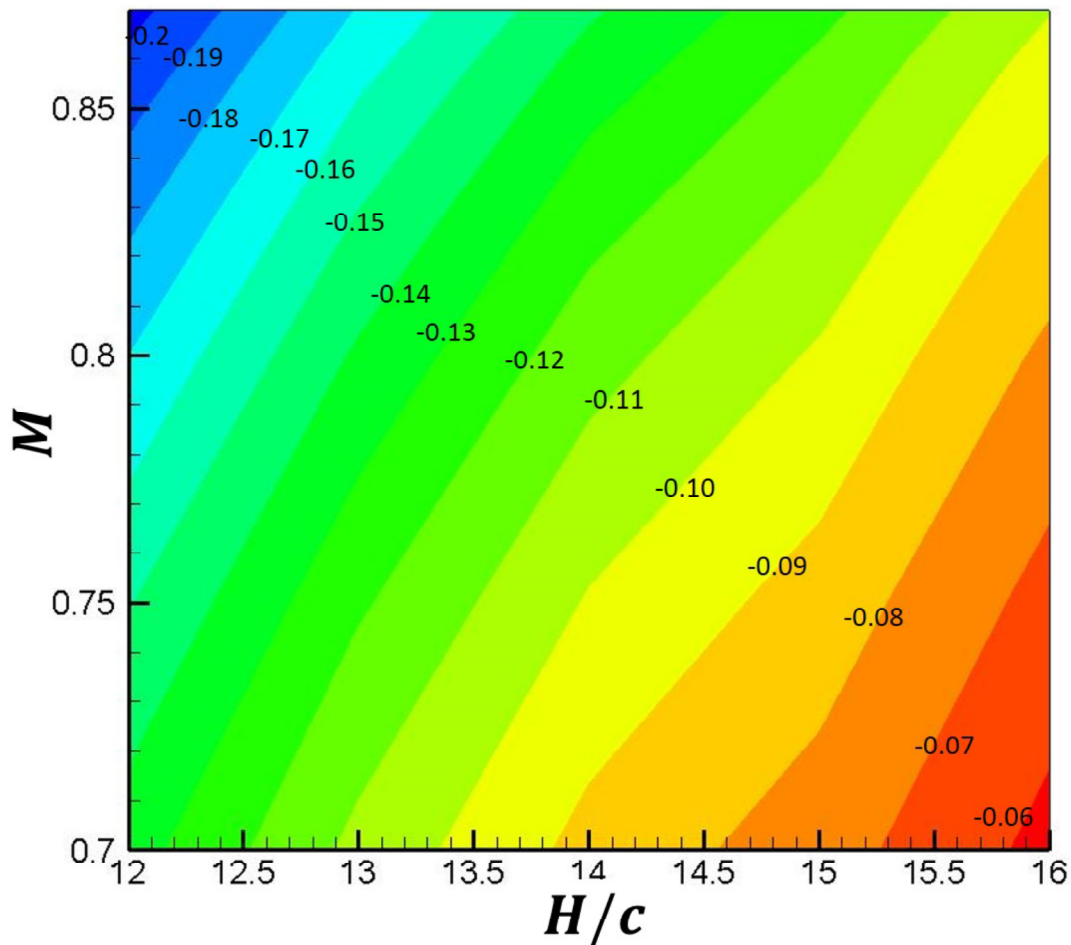


図 6.29 マッハ数と  $H/c$  の値に対する,  $\partial\Delta\alpha/\partial C_L$  の分布

れており, この影響が主に比較結果の誤差要因となっていると考えられる。

#### 6.4 航空機における壁干渉解析のまとめ

本章では, 風洞壁干渉解析の最終段階として, 航空機の風洞試験に対する壁干渉の解析を行った. 航空機の風洞試験と, 前章までに対象としてきた, 二次元翼・三次元翼の風洞試験では, そのブロッケージ比に大きな差があり, その定量的な値は航空機の風洞試験の場合とは乖離があると予想される. よって本章では, 旅客機の標準模型である NASA-CRM の風洞試験を対象に, 一般的な航空機の風洞試験に即した条件下における壁干渉の定量的な値を示すことを目的とした. 解析の結果, 以下の様な結論を得た.

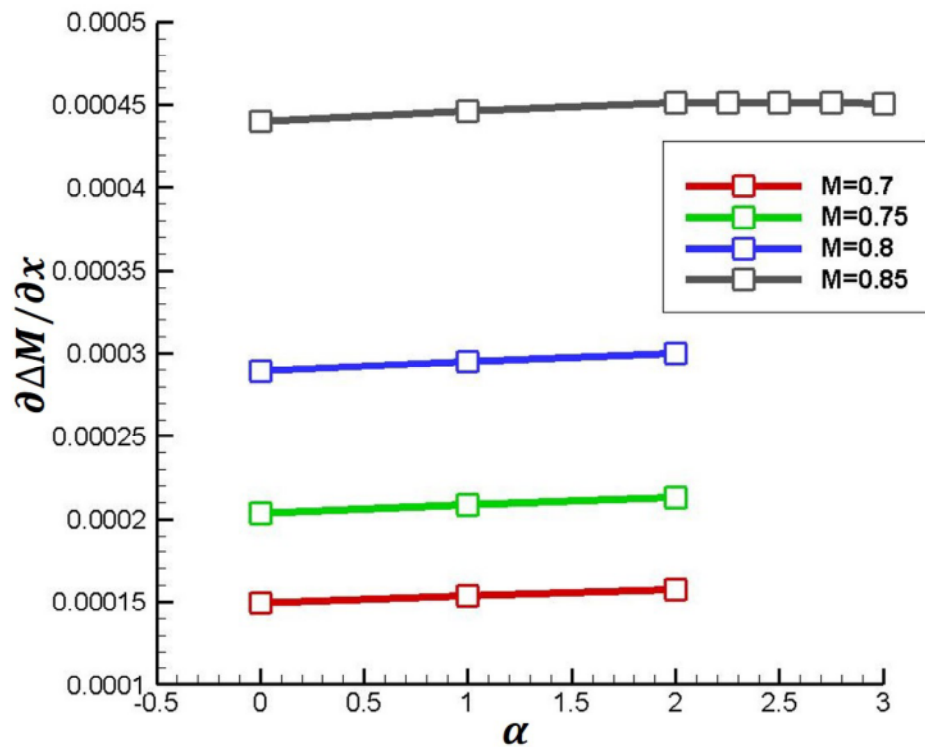


図 6.30  $\partial\Delta M/\partial x$  と  $\alpha$  の関係 ( $H/c = 13$ )

1. 壁有り と 壁無し の流れ場の比較から揚力と抗力への影響を調査した．検証範囲は旅客機の風洞試験において標準的な  $M_\infty = 0.7 \sim 0.87$ ,  $\alpha = 0^\circ \sim 3^\circ$ ,  $H/c = 12 \sim 16$  である．多孔壁による干渉は二次元翼・三次元翼の場合と同様に，揚力を下げ，抗力を上げる方向に働いた．しかし，その干渉量は二次元翼・三次元翼の場合と比べて小さく，最大で3%程度の誤差を揚力・抗力係数に与える
2. 航空機の風洞試験を対象に，線形ポテンシャル方程式を基礎とした壁干渉補正法の精度検証を行った．航空機の風洞試験において標準的な条件下ではその精度は高く， $C_D$  で 1count 程度の補正が可能である．衝撃波が生じると，補正精度の若干の低下が見られるが， $M_\infty = 0.87$ ,  $\alpha = 2^\circ$  で 3count 程度と実用的な範囲の補正誤差と言える．
3. 多孔壁による壁干渉が様々な流れ場の条件（マッハ数，迎角，模型サイズ）に対してどのような干渉量を示すのかパラメトリックスタディを行い，その分布図を作成した．航空機の風洞試験における多孔壁の壁干渉では，

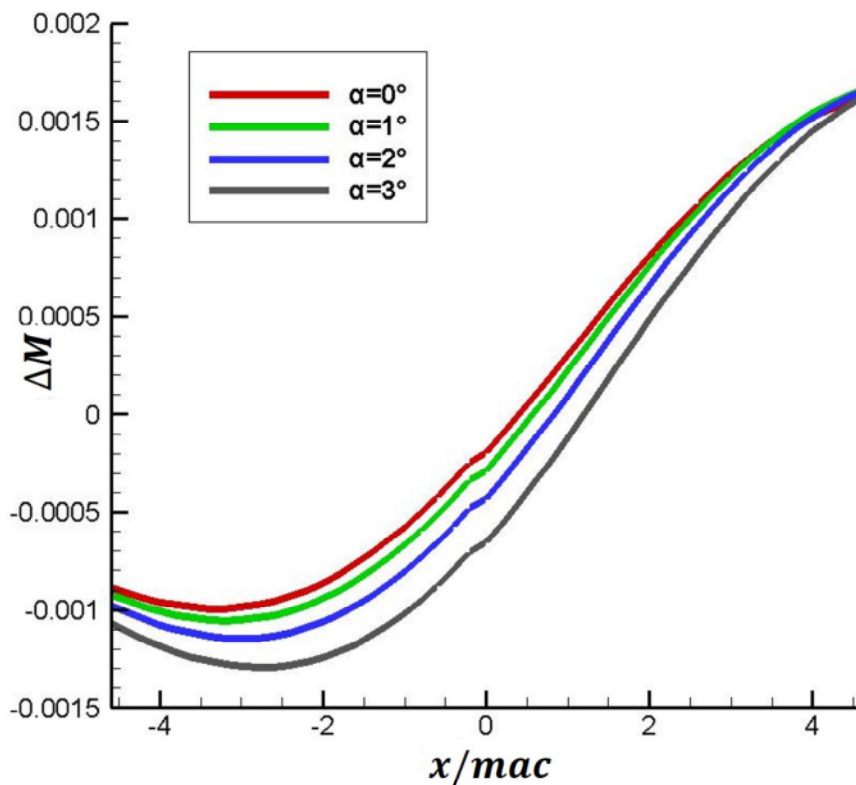


図 6.31 機体軸上における  $\Delta M$  の分布 ( $M_\infty = 0.85$ ,  $H/c = 13$ )

マッハ数への干渉量は無視できるほど小さい。よって、マッハ数の干渉量以外で空力係数の補正に必要な、迎角の補正量  $\Delta\alpha$  と、マッハ数の補正量の勾配  $\partial\Delta M/\partial x$  をパラメトリックスタディによって求めた。多孔壁の壁干渉では  $\Delta\alpha$  は  $C_L$  に比例する。また、 $C_L = 0$  で  $\Delta\alpha = 0$  である。よって、 $\alpha = 2^\circ$  の結果から  $\partial\Delta\alpha/\partial C_L$  を求め、 $M_\infty = 0.7 \sim 0.87$ ,  $H/c = 12 \sim 16$  の範囲で分布図を作成した。また、 $\partial\Delta M/\partial x$  は迎角に対して一定であることが分かった。よって、 $\partial\Delta M/\partial x$  においても、 $\alpha = 2^\circ$  の結果を代表値として、 $M_\infty = 0.7 \sim 0.87$ ,  $H/c = 12 \sim 16$  の範囲で分布図を作成した。これらの壁干渉量分布図により、壁干渉補正がよりより容易に行えるようになる。

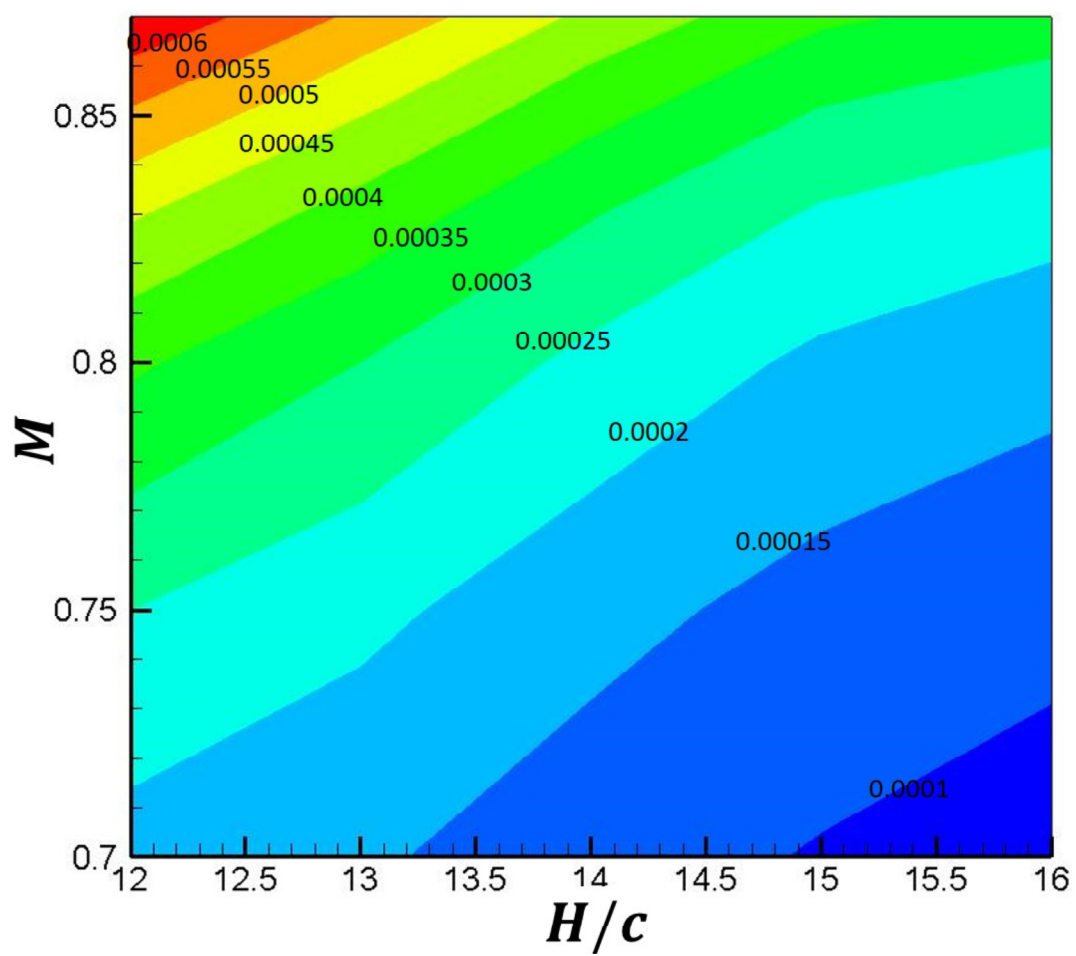


図 6.32 マッハ数と  $H/c$  の値に対する,  $\partial\Delta M/\partial x$  の分布



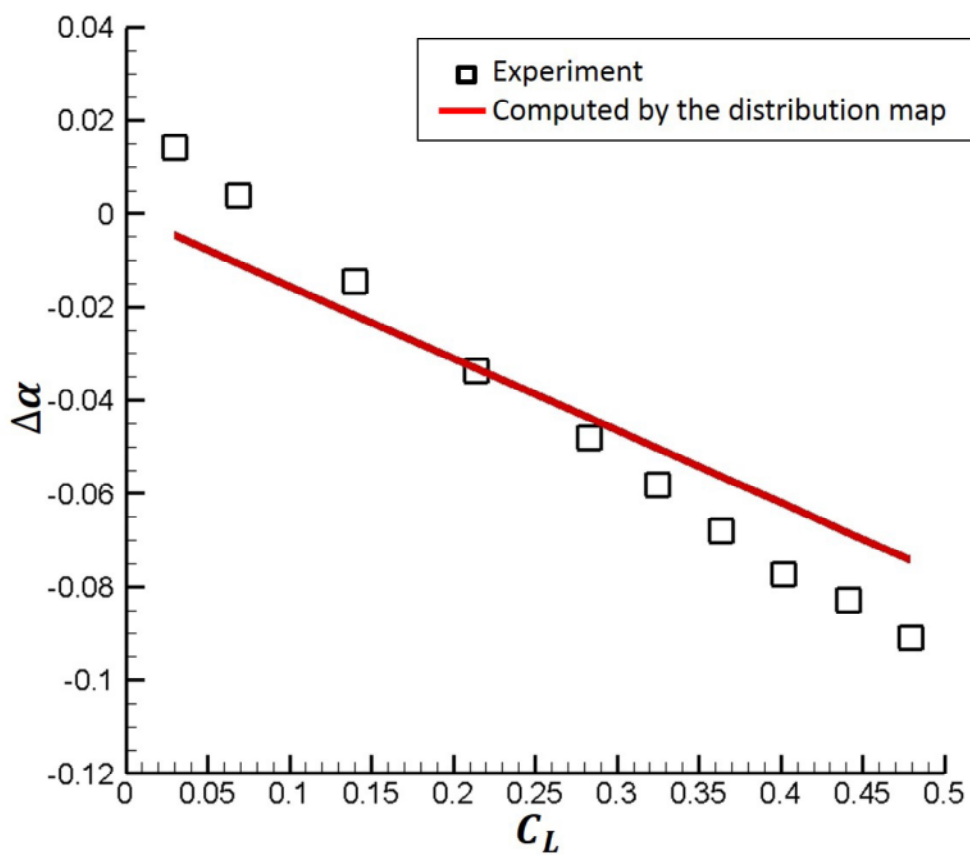


図 6.33 壁干渉分布図及び風洞試験による  $\Delta\alpha$  の比較 ( $M_\infty = 0.85$ ,  $H/c = 13.2$ )

## 第7章

# 結言

本研究では、航空機開発における空力解析の更なる高精度化のため、CFD解析を用いて風洞壁干渉の解析を行った。現在の航空機開発において、空力解析の精度要求は非常に高く、風洞試験及びCFD解析の更なる高精度化は必須である。しかし、風洞試験において壁干渉は不可避の問題であり、その影響が風洞試験及び、風洞試験によって精度保証が行われるCFD解析の更なる高精度化に対して大きな障害となっている。これまで、風洞試験では壁が無い状態の流れ場を実現できないため、壁干渉の影響を厳密に解析することができなかった。そこで、本研究では、CFD解析を用いて風洞壁を含めた流れ場の解析を行い、壁有り・壁無しの流れ場の比較から、風洞壁干渉の解析に取り組んだ。航空機開発に特に重要な遷音速風洞を解析する場合、風洞テストセクションにおける多孔壁を如何に精度良く解析するかが重要となる。しかし、これまで風洞の多孔壁に適用できる実用的なモデルは存在しなかった。よって、本研究では、まず風洞多孔壁を精度良く模擬できるモデルを作成した。そして、その多孔壁モデルとCFD解析を用いて、二次元翼・三次元翼・航空機の風洞試験における壁干渉の解析を行った。

まず、単一孔及び多孔壁を通過する流れ場の解析から、風洞多孔壁を精度良く模擬できるモデルの開発を行った。本解析から以下の様な結論を得た

1. 孔を介する差圧と通過する流量の関係をCFDと実験によって解析した。風洞多孔壁の様に差圧が小さい場合、差圧と流量の関係が線形となることが分かった。また、孔の直径と深さの比 ( $L/D$ ) 及び、孔近傍の境界層厚さと孔直径の比 ( $\delta^*/D$ ) の影響を調査し、適用性の高い単一孔モデルを開発した。
2. 多孔壁の流れを模擬する場合、孔それぞれの位置に単一孔を通過する流

量を与えなくても、多孔壁の存在する範囲全体に平均流を与えるだけで十分な精度が得られる。よって、単一孔モデルから求めた流量に空隙率をかけて、多孔壁を通過する平均流とすることで、多孔壁モデルへの拡張を行った。

次に、壁干渉解析の第1段階として、航空機の試験に比べて単純な形態であり、壁干渉の影響が強く表れる、二次元翼の風洞試験を対象とした解析を行った。本解析では、多孔壁モデルの妥当性検証、壁干渉の現象理解、既存の壁干渉補正法の精度検証を目的とした。解析の結果、以下の様な結論を得た。

1. JTWT で行われた風洞試験を、CFD と多孔壁モデルを用いて再現し、実験値との比較から解析結果の妥当性を検証した。翼面と風洞壁面での圧力分布の比較を行ったところ、多孔壁の影響を模擬した CFD 解析は実験値と良い一致を示し、多孔壁モデルと CFD 解析の妥当性を確認することができた。一方、多孔壁の影響を考慮しない CFD 解析は実験値と大きな差が見られ、壁干渉の解析には多孔壁の影響を考慮することが重要であることが分かった。
2. 壁干渉はブロッキングと吹き下ろしで特徴づけられる。多孔壁はブロッキングの低減に効果的であるが、壁を通過する流れによって吹き下ろしが発生し、翼に流入する流れ角度を減少させる。流れ角度の低下は揚力を減少させる一方で、抗力を増加させる。
3. Mokry の壁干渉補正法の精度検証を行った。亜音速で失速が生じていない流れでは、模型サイズが大きい場合でも、抗力において誤差 1count 程度の非常に高い精度を示す。一方で、遷音速の流れでは 10count 程度の誤差が生じる。失速点以上の迎角では補正精度は 100count 程度まで急激に低下するため、その使用は適切ではない。

第2段階として、三次元翼の風洞試験を対象とした壁干渉の解析を行った。まず、CFD 解析の妥当性検証に広く用いられる、ONERA-M6 の風洞試験を対象に、その試験結果に含まれる壁干渉の影響を調査した。またその解析結果から、翼端渦、三次元的な衝撃波構造など二次元翼の流れ場には現れない三次元的な現象への壁干渉の影響に着目し、解析を行った。

1. CFD 解析の妥当性検証に広く用いられる ONERA-M6 の風洞試験の流れ場を模擬した CFD 解析を行った。これまで CFD 解析と実験値に差が

生じていた衝撃波構造を，上下の多孔壁を考慮することで，より実験値と近い形で捉えることができ，誤差の影響が壁干渉であることを示す事ができた。

2. 線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を用いて，三次元翼の風洞試験における壁干渉の評価を行った．多孔壁の壁干渉はマッハ数と迎角を減少させる．一方で，抽気が無い場合はマッハ数，迎角ともに増加した．これは二次元翼の場合と同様の傾向である。
3. 壁干渉は，ラムダ衝撃波における前方衝撃波の角度と後方衝撃波の位置を変化させる．多孔壁の場合，対称面と衝撃波のなす角度が増加し，後方衝撃波は上流側に移動する．多孔壁による吹き下ろしの影響は翼幅方向に一定であり，翼端渦によって生じる吹き下ろしの分布形状を変化させない。

最後に，航空機の風洞試験に対する壁干渉の解析を行った．これまで対象としてきた，二次元翼・三次元翼の風洞試験は，ブロッケージ比が航空機の試験に比べて非常に大きく，壁干渉の定量的な値は航空機の場合とは乖離があることが予想される．よって，本解析では，旅客機の標準模型である NASA-CRM の風洞試験を対象に改めて解析を行い，一般的な航空機の風洞試験に即した条件における壁干渉の定量的な値を示すことを目的とした．解析の結果，以下のような結論を得た。

1. 壁有りと壁無しの流れ場の比較から揚力と抗力への影響を調査した．解析範囲は旅客機の風洞試験において標準的な  $M_\infty = 0.7 \sim 0.87$ ， $\alpha = 0^\circ \sim 3^\circ$ ， $H/c = 12 \sim 16$  である．多孔壁による干渉は二次元翼・三次元翼の場合と同様に，揚力を下げ，抗力を上げる方向に働いた．しかし，その干渉量は二次元翼・三次元翼の場合と比べて小さく，最大で3%程度の影響を揚力・抗力係数に与える
2. 航空機の風洞試験を対象に，線形ポテンシャル方程式を基礎とした壁干渉補正法の精度検証を行った．航空機の風洞試験において標準的な条件下ではその精度は高く， $C_D$  で1count 程度の補整が可能である．翼面上に衝撃波が生じると，補整精度の若干の低下が見られるが， $M_\infty = 0.87$ ， $\alpha = 2^\circ$  で3count 程度と実用的な範囲の補整誤差を示した．
3. 多孔壁による壁干渉が様々な流れ場の条件（マッハ数，迎角，模型サイズ）に対してどの様な干渉量を示すのかパラメトリックスタディを行い，

その分布図を作成した。航空機の風洞試験における多孔壁の壁干渉では、マッハ数への干渉量は無視できるほど小さい。よって、マッハ数の干渉量以外で空力係数の補整に必要な、迎角の補正量  $\Delta\alpha$  と、マッハ数の補正量の流れ方向への勾配  $\partial\Delta M/\partial x$  をパラメトリックスタディによって求めた。多孔壁の壁干渉では  $\Delta\alpha$  は  $C_L$  に比例し、 $C_L = 0$  で  $\Delta\alpha = 0$  となる。よって、 $\alpha = 2^\circ$  の結果から  $\partial\Delta\alpha/\partial C_L$  を求め、 $M_\infty = 0.7 \sim 0.87$ ,  $H/c = 12 \sim 16$  の範囲で解析を行い、分布図を作成した。また、 $\partial\Delta M/\partial x$  は迎角に対して一定であることが分かった。よって、 $\partial\Delta M/\partial x$  においても、 $\alpha = 2^\circ$  の結果を代表値として、 $M_\infty = 0.7 \sim 0.87$ ,  $H/c = 12 \sim 16$  の範囲で分布図を作成した。

## 参考文献

- [1] 国土交通省:航空旅客数・貨物取扱量の推移,  
<http://www.mlit.go.jp/koku/>
- [2] 日本航空機開発協会:航空機需要予測 2013,  
<http://www.jadc.or.jp/jadcdata.htm>
- [3] IATA: The IATA Technology Roadmap Report, 2009
- [4] <http://www.icao.int/environmental-protection/Documents/STATEMENTS/sbsta33.pdf>
- [5] [http://legacy.icao.int/CLQ10/Docs/3\\_Jahangir\\_Icao.pdf](http://legacy.icao.int/CLQ10/Docs/3_Jahangir_Icao.pdf)
- [6] US. Energy Information Administration, <http://www.eia.gov/>
- [7] <http://www.icao.int/environmental-protection/Pages/noise.aspx>
- [8] <http://www.newairplane.com/environment/#/FuelEfficiencyAndNoise/787Dreamliner>
- [9] Goldhammer, M.: The Next Decade in Commercial Aircraft Aerodynamics - A Boeing Perspective, Proc. Aeroday 2011, 2011
- [10] Meredith, P. T.: Viscous Phenomena Affecting High-Lift Systems and Suggestions for Future CFD Development, AGARD CP-315, 1993
- [11] Goethert, B. H.: TRANSONIC WIND TUNNEL TESTING, Pergamon Press, 1961
- [12] <http://www.etw.de/index.html>
- [13] <http://www.aeronautics.nasa.gov/atp/facilities/ntf/index.html>
- [14] <http://windtunnel.onera.fr/model-deformation-measurement>
- [15] Yasue, K. and Sawada, K.: Static Aeroelasticity Analysis of Wind Tunnel Model Using Discontinuous Galerkin CFD Solver, AIAA paper 2009-604.
- [16] Jameson, A. and Ou, K.: 50 years of transonic aircraft design, Progress in Aerospace Sciences, Vol. 47, Issue 5, pp.308-318, 2011

- [17] Cartieri, A., Viscat, P. and Mouton, S: Using CFD to calculate support interference effect in wind tunnel tests, 47th International Symposium of Applied Aerodynamics, 2a-01, Paris, 2012
- [18]
- [19] John D. Anderson Jr: A History of Aerodynamics: And Its Impact on Flying Machines , Cambridge University Press
- [20] 久世紳二：旅客機の開発史，日本航空技術協会
- [21] 橋本敦，青山剛史，山本一臣，須谷記和：多孔壁モデルを用いた遷音速風洞の壁・支持干渉解析，第41回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム，1C10，2009
- [22] Khalid, M. and Mokry, M.: NPARC study of a two-dimensional transonic wall interference, Journal of Aircraft, Vol.33, No.5, pp906-912, 1996
- [23] Castro, B. M., Ekaterinaris, J. A. and Platzler, M. F.: Transonic flutter computations for the NLR 7301 airfoil inside a wind tunnel, AIAA Paper 2000-984
- [24] Heidebrecht, A.: Simulation and model support correction for slotted wall transonic wind tunnels, 47th International Symposium of Applied Aerodynamics, 2a-02, Paris, 2012
- [25] Hantrais-Gervois, J., L., Mouton, S. and Piat, J., F.: RANS simulations to compute wind tunnel wall corrections, 47th International Symposium of Applied Aerodynamics, 2a-04, Paris, 2012
- [26] Krynytzky, A., Fleming, M., Sommerfield, D., and Li, P.: Computational Modeling of a Slotted Wall Test Section, AIAA Paper 2012-2863
- [27] Mokry, M., Chan, Y. Y., Chan, Jones, D. J.: Two-Dimensional Wind Tunnel Wall Interference, AGARD -AG-281, 1983
- [28] Ulbrich, N .: The Application of Panel Method Code ANTARES to wind Tunnel Wall Problems, AIAA paper 2002-0307
- [29] Hashimoto, A., Aoyama, T., Kohzai, T., Yamamoto, K.: Transonic Wind Tunnel Simulation with Porous Wall Model and Support Devices, AIAA paper 2010-4201
- [30] 橋本敦，村上桂一，青山剛史，菱田学，大野真司，坂下雅秀，ラフルパウルス，佐藤幸男：高速流体ソルバ FaSTAR の開発，第42回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム，1C9，2010

- [31] Godunov, S. K.: A Finite Difference Method for the Computation of Discontinuous Solutions of the Equations of Fluid Dynamics, *Mat. Sb.*, 47, pp357-393, 1959
- [32] Obayashi, S., Wada, Y.: Practical Formulation of a Positively Conservation Scheme, *AIAA Journal*, 32, pp1093-1095, 1994
- [33] Roe, P.L.: Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes, *Journal of Computational Physics*, 43, pp357-372, 1981
- [34] Einfeldt, B.: On Godunov-Type Methods for Gas Dynamics, *SIAM Journal on Numerical Analysis*, Vol. 25, pp294-318, 1988
- [35] Harten, A., Lax, P. D. and van Leer, B.: On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws, *SIAM Rev.* 25, pp35-61, 1983
- [36] Peery, K. M. and Imlay, S. T.: Blunt-body flow simulations, *AIAA paper* 1988-2904
- [37] Barth, T.J. and Jespersen D.C.: The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Grids with Limiters, *AIAA paper* 1989-0366
- [38] Venkatakrishnan. V.: Convergence to Steady State Solutions of the Euler Equations on Unstructured Grids with Limiters, *Journal of Computational Physics*, 118, pp120-130, 1995
- [39] 菱田学, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史:非構造高速流体ソルバ FaSTAR における勾配制限関数, 第 42 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム, 1C10, 2010
- [40] Bramkamp, F. D., Pollul, B., Rasch, A. and Schieffer, G: Matrix-Free Second-Order Methods in Implicit Time Integration for Compressible Flows Using Automatic Differentiation, *SIAM Journal on Numerical Analysis* 46:4, pp1892-1911, 2008
- [41] Nishikawa, H.: Beyond Interface Gradient: A General Principle for Constructing Diffusion Schemes, *AIAA paper* 2010-5093
- [42] Yoon, S. and Jameson, A.: An LU-SSOR schemes for the Euler and Navier-Stokes equations, *AIAA paper* 1987-0600
- [43] Menshov, I. and Nakamura, Y.: An implicit advection upwind splitting scheme for hypersonic air flows in thermomechanical nonequilibrium, 6th Int. Symp. on CFD, No.2 pp815-820, 1995



- [44] Sharov, D. and Nakahashi, K.: Reordering of 3-D hybrid unstructured grids for vectorized LU-SGS Navier-Stokes computations, AIAA paper 1997-2102
- [45] Kano, S. and Nakahashi, K.: Navier-Stokes computations of HSCVT off-design aerodynamics using unstructured grids, AIAA paper 1998-0232
- [46] Cuthill, E. and McKee, J.: Reducing the bandwidth of sparse symmetric matrices, In Proc. 24th Nat. Conf. ACM, pp157-172, 1969
- [47] 小林敏雄ら : 数値流体力学ハンドブック, 丸善, pp123, 2003
- [48] SPALART, P. R.: A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, AIAA paper 1992-439
- [49] Dacles-Mariani, J., Zilliac, G. G., Chow, J. S., and Bradshaw, P.: Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field, AIAA Journal, Vol 33, No.9, pp1561-1568, 1995
- [50] Wilcox, D. C.: Turbulence Modeling for CFD, D C W Industries, pp17-19, 1994
- [51] Rumsey, C. L.: Apparent Transition Behavior of Widely-Used Turbulence Models, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 28, pp1460-1471, 2007
- [52] Morkovin, M. V.: The Mechanics of Turbulence, Gordon and Breach, 1964
- [53] Deck, S., Duveau, P., d’Espiney, P. and Guillen, P. Development and application of Spalart-Allmaras one equation turbulence model to three-dimensional supersonic complex configuration, Aerospace Science and Technology, 6, pp171- 183, 2002
- [54] 渡邊健太郎, 戸田和之, 山本誠 : 圧縮性壁面吹出し流れに対する各種乱流モデルの予測性能の検証, 日本機械学会論文集 B, 68-665, pp46-54, 2002
- [55] Gacherieu, C. and Weber, C.: Assesment of algebraic and one-equation turbulence models for transonic turbulent flow around a full aircraft configuration, AIAA Paper 1998-32457
- [56] <http://aaac.larc.nasa.gov/tsab/cfdlarc/aiaa-dpw/>
- [57] Spalart, P. R. and Rumsey, C. L.: Effective Inflow Conditions for Turbulence Models in Aerodynamic Calculations, AIAA Journal, Vol. 45, No. 10, pp. 2544-2553, 2007

- [58] 南部太介：平成 21 年度卒業論文，早稲田大学理工学部機械工学科
- [59] 南部太介：平成 23 年度修士論文，早稲田大学基幹理工学研究科機械科学専攻
- [60] Harloff, G.J., Gregory, E. S.: On Supersonic-Inlet Boundary-Layer Bleed Flow, AIAA paper 1995-0038
- [61] Akatsuka, J., Watanabe, Y., Murakami, A., Honami, S.: Porous Bleed model for Boundary Condition of CFD Analysis, AIAA paper 2006-3682
- [62] Bragg, S. L.: Effect of Compressibility on the Discharge Coefficient of Orifices and Convergent Nozzles, J. Mech. Eng. Sci., 2, pp35-44, 1960
- [63] Mokry, M., Chan, Y. Y., Jones, D. J.: Two-Dimensional Wind Tunnel Wall Interference, AGARDograph No. 281
- [64] Crites, R., Rueger, M.: MODELING THE VENTILATED WIND TUNNEL WALL, AIAA paper 1992-0035
- [65] White, F. M.: VISCOUS FLUID FLOW second edition, pp429-432, McGraw-Hill, 1991
- [66] 香山寛人，石橋孝介，森浩一，中村佳朗：風洞壁面上の単一孔を通過する流れに関する研究，第 42 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム，2C11，2010
- [67] 澤田秀夫，藤田敏美，中村正剛．小松行夫：壁圧を利用した揚力干渉修正法の有効性についての実験的見当，NAL TM-441
- [68] Mokry, M., and Ohman, L. H.: Application of the fast Fourier transform to two-dimensional wind tunnel wall interference, Journal of Aircraft, Vol.17, No.6, pp.402-408, 1980
- [69] Mokry, M., Chan, Y. Y., and Jones, D. J.: Two-Dimensional Wind Tunnel Wall Interference, AGARD-AG-281, 1983
- [70] Ulbrich, N.: The application of panel method code ANTARES to wind tunnel wall interference problems, AIAA Paper 2002-307
- [71] Sawada, H.: A General Correction Method of the Interference in 2-Dimensional Wind Tunnels with Ventilated Walls, Transactions of the Japan. Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 21, No. 52, pp. 57- 68, 1978
- [72] Lo, C. F.: Tunnel interference assessment by boundary measurements, AIAA Journal, Vol. 16, No. 4, pp.411- 413, 1978

- [73] Kemp, W. B.: Transonic Assessment of Two-Dimensional Wind Tunnel Wall Interference Using Measured Wall Pressure, NASA-CP-2045, pp. 473-486, 1979
- [74] Rizk, M. H., and Murman, E. M.: Wind tunnel wall interference corrections for aircraft models in the transonic regime, *Journal of Aircraft*, Vol. 21, No. 1, pp.54-61, 1984
- [75] Ferri, A. and Baronti, P.: A method for transonic wind-tunnel corrections, *Journal of Aircraft*, Vol. 11, No. 1, pp. 63- 66, 1973
- [76] Schmitt, V. and Charpin, F.: Pressure Distributions on the ONERA-M6-Wing at Transonic Mach Numbers, AGARD AR, 138, pp.B1-1-B1-44, 1979
- [77] <http://cfl3d.larc.nasa.gov/>, CFL3D Test case
- [78] [http://people.nas.nasa.gov/~pulliam/Overflow/test2.1z\\_html/onera\\_m6/H0WT0/onera\\_m6.html](http://people.nas.nasa.gov/~pulliam/Overflow/test2.1z_html/onera_m6/H0WT0/onera_m6.html)
- [79] <http://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/m6wing/m6wing01/m6wing01.html>  
NPARC Alliance Validation Archive
- [80] Bonhaus, D. and Wornom, S.: Relative efficiency and accuracy of two Navier-Stokes codes for simulating attached transonic flow over wings, AIAA paper 1990-3078
- [81] Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T. and Lahur, P. : Lift and Drag Prediction Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method, AIAA paper 2009-1365
- [82] Durrani, N. and Qin, N. : Comparison of RANS, DES and DDES Results for ONERA M-6 Wing at Transonic Flow Speed Using an In-House Parallel Code, AIAA paper 2011-190
- [83] Collercandy, R.: An improved approach for the computation of transonic/supersonic flows with applications to aerospace configurations, AIAA paper 1992-2613
- [84] Yang, J., Yen, R. and Perng, Y. : Three-Dimensional Wing Flow Computations Using Implicit Weno Euler Solvers, *J. of Aircraft*, 39 pp.181-184, 2002
- [85] Wild, J.: Smooth Mixed Meshes for Acceleration of RANS CFD in Aircraft Analysis and Design, AIAA paper 2011-1267

- 
- [86] <http://windtunnel.onera.fr/s2ma-continuous-flow-wind-tunnel-variable-pressure-mach-01-mach-31>
- [87] Liepmann, H. W. and Roshko, A.: Elements of Gasdynamics, John Wiley and Sons Inc., New York, pp.84-93, 1957
- [88] <http://aaac.larc.nasa.gov/tsab/cfdlarc/aiaa-dpw/>
- [89] Vassberg, J., Dehaan, M. and Rivers, M.: Development of a Common Research Model for Applied CFD Validation Studies , AIAA paper 2008-6919
- [90] Ueno, M., Kohzai, T., Koga, S., Kato, H., Nakakita, K. and Sudani, N.: 80 % Scaled NASA Common Research Model Wind Tunnel Test of JAXA at Relatively Low Reynolds, AIAA-paper 2013-0493
- [91] Ueno, M., Kohzai, T., Koga, S.: Transonic Wind Tunnel Test of the NASA CRM (Volume1), JAXA-RM-13-017E

# 謝辞

本研究は、様々な方の助けの下行われました。最後に感謝の気持ちを述べさせていただきます。

まず、学部3年時から7年間、常に暖かいご指導、ご鞭撻を頂きました佐藤哲也教授に感謝申し上げます。先生には研究の技術のみならず、研究者・人としての在り方を学ぶことができました。今後、研究室から巣立ち、一人の研究者として活動をしていくこととなりますが、先生から学んだことを糧に頑張っていこうと思います。

本論文を作成するにあたり、審査委員として様々なご意見を頂きました、太田有教授、内藤健教授に感謝申し上げます。両先生からは、本論文の審査のみならず、本研究を遂行するにあたって重要であった流体力学、熱力学の基礎を学ばせて頂きました。今後、宇宙航空分野における熱流体力学の研究者として歩んで行くつもりですが、いつか両先生に認めていただけるような研究成果を上げたいと思っています。

宇宙航空研究開発機構・航空本部・数値解析技術研究グループの皆様には、学部4年時の何もCFDについて分かっていない時期から今まで、様々なご指導を頂きました。感謝申し上げます。特に、橋本敦博士には研究者として必要な物の多くを教えてくださいました。お世話になり始めたころは、何もできない学生でしたが、博士のご指導の下、ようやく博士論文を完成させることができました。今後より精進し、博士と対等な議論ができるような研究者に成長していきたいと思っています。また、青山剛史博士からも非常に多くのことをご指導頂きました。特に研究に必要な知識だけでなく、論文の書き方、印象的な発表の仕方など研究者として必要な技術を学ぶことができました。また、お忙しい中、博士論文の審査委員になった頂きました。感謝申し上げます。同グループの松尾裕一博士、村上桂一博士、石向桂一博士、石田崇博士、金森正史博士に、風洞技術開発センターの上野真氏にも、研究遂行にあたり様々なご指導を頂きました。感謝申し上げます。また、私の研究におけるほぼ全ての数値解析は

JSS(JAXA Supercomputer System) によって行われたものです。高性能で使い勝手の良い計算環境をご提供頂きました宇宙航空研究開発機構様にはあらためて感謝申し上げます。

博士課程2年次に University of Wyoming の Dimitri Mavriplis 教授にご指導いただきました。先生からは、CFD の最先端の技術及び、CFD に携わる者としての心構えを教えて頂き、非常に貴重な学びを得ることができました。また同大学の Michael Brazell 博士, Asitav Mishra 博士, Nathan Mundis 博士, Harish Gopalan 博士, Enrico Fabiano 氏, Andrew Kirby 氏ら一流の研究者と共に過ごせた日々はかけがえのない経験となっています。感謝申し上げます。

共に過ごした佐藤研究室の皆様感謝申し上げます。佐藤研究室では多くの先輩・同期・後輩と共に過ごし、良い時間を過ごすことができました。研究室の雰囲気は非常に良く、研究で疲れた時も癒しを与えてくれる、研究生活を送る上で最高の環境でした。佐藤研究室に在籍した全ての人たちに深く感謝申し上げます。

最後に、本研究の一番の支援者である、福井の両親・祖父母に感謝申し上げます。本論文の謝辞とさせていただきます。有難うございました。

# 研究業績

## 原著論文

1. T. Nambu, A. Hashimoto, T. Aoyama, and T. Sato “Numerical Analysis of the ONERA-M6 Wing with Wind Tunnel Wall Interference” Transactions of the JSASS (掲載決定)
2. T. Nambu, A. Hashimoto, M. Ueno, K. Murakami, and T. Sato “Evaluation of Linear Wall Interference Correction Method using CFD and Porous Wall Model” , AIAA Journal of Aircraft (掲載決定)
3. T. Nambu, A. Hashimoto, T. Aoyama, and T. Sato “Numerical Analysis of Flow through a Hole for Modeling of Wind Tunnel Porous Wall” , Transactions of the JSASS, Vol. 54, No.185/186, pp221-228

## 国外発表

1. T. Nambu, D. Mavriplis and K. Mani “Adjoint-based Shape Optimization of High-lift Airfoil using the NSU2D Unstructured Mesh Solver” , AIAA paper 2014-0554, AIAA SciTech 2014, January 2014
2. T. Nambu, A. Hashimoto, K. Murakami, and T. Sato “Numerical Analysis of Wind Tunnel Wall Interference on Two-dimensional Airfoil by New Porous Wall Model” , AIAA paper 2012-3229, 30th AIAA Applied Aerodynamics Conference, June 2012
3. T. Nambu, A. Hashimoto, T. Aoyama, and T. Sato “Analysis and Modeling of Flow through Wind Tunnel Porous wall” , AIAA paper 2010-4858, 40th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, June, 2010

## 国内発表

1. 南部太介, 佐藤哲也, 橋本敦, 上野真, 村上桂一「多孔壁モデルを用いた CFD 解析による風洞壁干渉補正法の検証」, 日本航空宇宙学会 第 44 回流体力学講演会/ 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2012, 2A16, 2012 年 7 月
2. 南部太介, 橋本敦, 砂田茂, 佐藤哲也「移動格子法による低 Re 数用 Propeller 流れの数値解析」, 日本航空宇宙学会 第 44 回流体力学講演会/ 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2012, 2C6, 2012 年 7 月
3. 南部太介, 佐藤哲也, 橋本敦, 村上桂一「二次元翼流れ場における風洞のブロッケージ効果の CFD 解析」, 第 49 飛行機シンポジウム, 1G8, 2011 年 11 月
4. 南部太介, 佐藤哲也, 橋本敦, 村上桂一「風洞多孔壁を考慮した二次元翼風洞試験流れ場の CFD 解析」, 日本航空宇宙学会 第 43 回流体力学講演会/ 航空宇宙数値シミュレーション, 2A-11, 2011 年 7 月
5. 南部太介「風洞内流れ解析のための多孔壁モデルの開発」, 日本航空宇宙学会 第 48 回飛行機シンポジウム, 1C9, 2010 年 12 月
6. 南部太介, 橋本敦, 青山剛史, 佐藤哲也「多孔壁通過流れモデルにおける孔形状効果の検討」, 日本計算工学会 第 15 回計算工学講演会, D-15-5, 2010 年 5 月
7. 南部太介, 橋本敦, 青山剛史, 佐藤哲也「風洞多孔壁モデル化のための単独孔流れの解析」, 日本流体力学学会 第 23 回数値流体力学シンポジウム, H9-3, 2009 年 12 月

## 受賞

1. 「最優秀賞」, 日本航空宇宙学会 第 45 回流体力学講演会/ 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2012, 2012 年 7 月
2. 「学生プレゼンテーション賞」, 日本航空宇宙学会 第 44 回流体力学講演会/ 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2011, 2011 年 7 月
3. 「学生優秀講演賞」, 日本航空宇宙学会 第 48 回飛行機シンポジウム, 2010 年 12 月