

NICE2D

— 2次元高レイノルズ数粘性流計算プログラム —

松田 登*・児玉良明*

NICE2D

A Computer Code for Computing

Two-dimensional High Reynolds Number Flows

By

Noboru MATSUDA

Yoshiaki KODAMA

Abstract

NICE2D, which abbreviates Navier-Stokes Implicit Computation with Eddy Viscosity—2D Flow Version, is a computer code developed at the Ship Research Institute. It is used for computing viscous flows past a 2-D wing section at high Reynolds numbers. A finite-difference method is used for discretizing the incompressible Navier-Stokes equations. Pseudo-compressibility is introduced in the continuity equation, which makes the system hyperbolic. The Baldwin-Lomax eddy viscosity model is included for computing high Reynolds number flows.

The principles are described, followed by the flow chart of the computer code. Then the subroutines are explained, followed by the explanation of the input and output data. Finally the procedures for actual computation and examples of computed results are shown.

In short, this report serves as a manual for the NICE2D code, and describes in detail the principle, structure, and usage of it.

目 次

1. 序論.....	56	2. 2 座標変換.....	58
2. 定式化説明.....	57	2. 3 Padé 時間差分	59
2. 1 支配方程式.....	57	2. 4 近似因数分解.....	60
		2. 5 離散化.....	61
		2. 6 境界条件.....	61
		2. 7 渦粘性係数.....	65
* 推進性能部		3. フローチャート.....	67
原稿受付：平成元年5月8日		3. 1 メイン・ルーチン.....	67

3. 2 サブルーチンmetric	67
3. 3 サブルーチンxiswp	70
3. 4 サブルーチンetaswp	71
4. サブルーチン	72
4. 1 サブルーチンdiff	72
4. 2 サブルーチンmetric	72
4. 3 サブルーチンpentri	72
4. 4 サブルーチンmet	72
4. 5 サブルーチンtaumet	72
4. 6 サブルーチンndist	72
4. 7 サブルーチンinitia	72
4. 8 サブルーチンxiswp	74
4. 9 サブルーチンdetdg	74
4.10 サブルーチンmatxi	74
4.11 サブルーチンetaswp	74
4.12 サブルーチンpressbc	75
4.13 サブルーチンmateta	75
4.14 サブルーチンpenta3	75
4.15 サブルーチンluddec	75
4.16 サブルーチンupdate	75
4.17 サブルーチンresida	75
4.18 サブルーチンeddy	76
4.19 サブルーチンoutput	76
5. 入力データ	76
5. 1 書式と意味	
1) gridデータ(書式付き)	76
2) 流場データ(書式無し)	76
5. 2 制限事項	76
6. 出力データ	78
6. 1 書式と意味	78
1) 画面への出力(書式付き)	78
2) ファイルへの出力される流場データ (書式無し)	78
6. 2 他のプログラムとのつながり	78
7. 計算手順	78
7. 1 ワークステーション(Sun 3, Sun 4)	78
1) 使用ファイル	79
2) 実行	79
3) 結果	79
4) 実行例	79
7. 2 大型機(ACOS)	79
1) 使用ファイル	79
2) 実行	79
3) 結果	79

4) データ変換処理	79
5) 実行例	81
8. 計算例	82
1) 計算パラメータ	82
2) 格子	82
3) 計算結果	84
参考文献	86

1. 序 論

NICE2Dは、Navier-Stokes Implicit Computation with Eddy Viscosity — 2D Flow Versionの略称で、一様流中に置かれた、c-gridのトポロジーをもつ2次元翼型まわりの高レイノルズ数粘性流を計算するためのFORTRAN77で書かれたプログラムであり、著者の一人によって開発された¹⁾。本報告では、このプログラムのはたらきについて、その定式化から使い方までを詳述する。

近年、コンピュータの加速度的な発達に助けられて、流体力学の分野では、数値計算のみによって流体現象を表現するCFD (Computational Fluid Dynamics, 計算流体力学) が盛んになってきた²⁾。船舶流体力学もその例外ではなく、船体やプロペラ、そして海洋構造物まわりの流れを数値シミュレーションによって求めようとする研究が行われている³⁾。当研究所においても、ここ数年来、CFDの研究が行われてきたが^{4),5)}、国立研究所である立場としては、単に学術研究にとどまらず実用レベルにまで高めた研究をめざしており、本報告ではその方向に沿った成果の第1弾として、2次元翼型のまわりの高レイノルズ数粘性流れの計算プログラムについて説明する。

このプログラムでは、ユーザが準備したgridデータを入力して計算するので、任意翼型を扱うことができる。レイノルズ数の値も任意に設定できる。高レイノルズ数流れを計算する場合には、プログラム内に組み込まれているBaldwin & Lomax⁶⁾のゼロ方程式乱流モデルのスイッチをONにして、渦粘性係数を支配方程式に導入する。手法は、参考文献⁷⁾に示される非保存形の差分法を用いており、非定常・非圧縮ナビエ・ストークス方程式と連続の式を連立させて計算する。離散化以外の近似は行わない。連続の式に疑似圧縮性を導入しているため、定常収束解にのみ物理的意味があり、途中経過には物理的意味がない。

計算の手順は次のようである。ある流場データを入力し、与えられた iteration 回数の計算を行った後、計算結果の流場データが出力される。そのフォーマットは入力流場データと同一であるので、計算が十分に収束していない場合には、それを入力流場データとして、次の計算を行うことができる。

計算するための入力データとしては流場データ以外に grid データが必要である。入力する grid データは c-grid のトポロジーをもち、grid 生成プログラム WING2D によって生成されるものか、あるいはそれと同一のフォーマットをもつものならば、任意の grid データを入力することができる。すなわち、任意形状物体にまわりの流れが計算可能である。ただし、流線型でない bluff body まわりの流れを計算すると、剝離渦が継続的に発生し、定常解に収束せずまた発散もせず、残差がいつまでも振動的に残ることがある。このようなとき、定常解が存在しないと判断され、本計算手法では疑似圧縮性を付加しているために time accuracy がなく、計算結果は物理的な意味を持たない。なお、grid 生成プログラム WING2D については、本報告と同様な報告を現在準備中である。

計算をスタートさせるためには、初期流場データをなんらかの方法でつくる必要がある。初期流場データは収束解にできるだけ近いほうが望ましく、短時間に収束し、かつ数値安定性も良い。したがって、計算する流場をできるだけ上手に推測して初期流場データをつくること、高精度で経済的な計算を行うために重要である。初期流場データはプログラム INIT (本報告中では説明されていない) を用いて作られる。また、同一 grid を用いた異なったパラメータ (例えば異なったレイノルズ数) の計算では既存の収束解を、初期流場データとして用いることができる。

計算結果の実験値との一致度については以下の通りである。著者らが行った数少ない比較では一致度はおおむね良好であった。その例を第 8 章に示す。ただし、実験値との一致度に関しては以下の注意が必要である。1 つは意味のある結論を得るための詳細な比較自身が非常に困難なことである。実験データはしばしば wall effect 等の表に出てこない影響を含む。もう 1 つは計算精度の基準が使われ方によって異なることである。ある用途には不十分でも別な用途には十分であることもある。

2 章以下の内容は次の通りである。

- 2 章：支配方程式の形、その差分法による離散形、実際の計算の進め方等の解説。
- 3 章：プログラムの構成と計算のフロー。
- 4 章：サブルーチンの説明。
- 5 章：計算に必要な入力データの種類・書式・意味など。
- 6 章：計算結果として出力される流場データの書式・意味。
- 7 章：計算の実行方法。Sun ワークステーション用と船舶技術研究所中央計算センターの ACOS マシン用との 2 種類。
- 8 章：NICE2D を用いた計算例。

2. 定式化説明

2.1 支配方程式

支配方程式は、運動量の保存則を表す非圧縮ナビエ・ストークス方程式と、質量の保存則を表す連続の式とからなる。以下、方程式は代表長さ l と代表速度 U で無次元化されているとする。

ナビエ・ストークス方程式を Cartesian 座標系 (x, y) で書くと、 x -方向では

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} \\ &= \frac{1}{Re} \nabla^2 u - \left[\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) \right] \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

y -方向では

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} \\ &= \frac{1}{Re} \nabla^2 v - \left[-\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'^2}) \right] \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

ただし u, v は x, y 方向の速度成分、 p は圧力、 Re はレイノルズ数である。また、 u', v' は速度の変動成分、 $\overline{\quad}$ は時間平均を表す。

時間変動速度成分からなる項はレイノルズ応力と呼ばれ、渦粘性の仮定を用いて次式で表される。

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.1.3)$$

ただし、 ν_i は渦粘性係数であり、下添字 i, j は 1 のとき x -方向を、2 のとき y -方向をあらわす。通常は連続の式との整合性を考慮して上式の右辺に乱流エネ

ルギー k が付加される⁹⁾が、後述のゼロ方程式系の乱流モデルは k を表すことができないので、ここでは省略した。上式を(2.1.1), (2.1.2)式に代入すると次式となる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + (u - 2 \frac{\partial v_x}{\partial x}) \frac{\partial u}{\partial x} + (v - \frac{\partial v_x}{\partial y}) \frac{\partial u}{\partial y} \\ & - \frac{\partial v_x}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} \\ & = (\frac{1}{Re} + \nu) (\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}) \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial t} + (u - \frac{\partial v_x}{\partial x}) \frac{\partial v}{\partial x} + (v - 2 \frac{\partial v_x}{\partial y}) \frac{\partial v}{\partial y} \\ & - \frac{\partial v_x}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} \\ & = (\frac{1}{Re} + \nu) (\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}) \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

非圧縮流体の連続の式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.1.6)$$

後述の近似因数分解法を適用するために、この式に疑似圧縮性を導入する。すなわち

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \beta (\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}) = 0, \quad \beta > 0 \quad (2.1.7)$$

圧力の時間微分項を付加することにより、各時間ステップで連続の式が満たされなくなり、time accuracy は失われるが、(2.1.4), (2.1.5)式と連立した方程式系は圧縮性ナビエ・ストークス方程式と同様に双曲型となり、近似因数分解法が適用可能となる。また、 $t \rightarrow \infty$ の極限としての定常状態では、時間微分項はすべてゼロとなり、連続の式(2.1.5)を厳密に満たす。ここで β は正の定数であり、 β が大きいほど各時間ステップで連続の条件を精度良く満たす。

(2.1.4), (2.1.5), (2.1.7)式をまとめてベクトル型でかくと

$$q_t + Fq_x + Gq_y = C_R(q_{xx} + q_{yy}) \quad (2.1.8)$$

$$q = \begin{bmatrix} u \\ v \\ p \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} u - 2\nu_x & -\nu_y & 1 \\ 0 & u - \nu_x & 0 \\ \beta & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$G = \begin{bmatrix} v - \nu_y & 0 & 0 \\ -\nu_x & v - 2\nu_y & 1 \\ 0 & \beta & 0 \end{bmatrix}$$

$$C_R = (\frac{1}{Re} + \nu) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.1.9)$$

上式からわかるように、本プログラムでは非保存形の式を用いる。

2.2 座標変換

任意形状物体まわりの流れを計算するために、支配方程式を物理空間 (x, y) から計算空間 (ξ, η) に座標変換する。座標変換は一般に次式で与えられる。

$$\begin{cases} \xi = \xi(x, y) \\ \eta = \eta(x, y) \end{cases} \quad (2.2.1)$$

(x, y) 空間の微分は、chain ruleを用いて (ξ, η) 空間の微分に置き換えられる。

$$\begin{cases} \partial_x = \xi_x \partial_\xi + \eta_x \partial_\eta \\ \partial_y = \xi_y \partial_\xi + \eta_y \partial_\eta \end{cases} \quad (2.2.2)$$

ここで下添字はすべて偏微分を表す。 ξ, η の偏微分を a, b, d, e と表し、微分幾何学の関係を用いて書き替えると

$$\begin{cases} a \equiv \xi_x = J_{y\xi} \\ b \equiv \eta_x = -J_{y\eta} \\ c \equiv \xi_y = -J_{x\xi} \\ e \equiv \eta_y = J_{x\eta} \end{cases} \quad (2.2.3)$$

ただし J は次式で定義される Jacobian である。

$$J = \frac{1}{x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi} \quad (2.2.4)$$

(2.2.3)式を(2.2.2)式に代入して

$$\begin{cases} \partial_x = a \partial_\xi + b \partial_\eta \\ \partial_y = d \partial_\xi + e \partial_\eta \end{cases} \quad (2.2.5)$$

上式を用いると、支配方程式(2.1.8)式は次式のように変形される。

$$\begin{aligned}
q_t + Aq_t + Bq_t \\
= C_R [\hat{a}q_{t,t} + \hat{b}q_{t,t} + \hat{d}q_{t,t} + \hat{g}q_t + \hat{h}q_t] \\
- \omega_\xi \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} q - \omega_\eta \frac{\partial^4}{\partial \eta^4} q \quad (2.2.6)
\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
A = aF + dG = \begin{bmatrix} \tilde{A} - a\nu_x & -a\nu_y & a \\ -d\nu_x & \tilde{A} - d\nu_y & d \\ a\beta & d\beta & 0 \end{bmatrix} \\
\text{ただし } \tilde{A} \equiv a(u - \nu_x) + d(v - \nu_y) \quad (2.2.7)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B = bF + eG = \begin{bmatrix} \tilde{B} - b\nu_x & -b\nu_y & b \\ -e\nu_x & \tilde{B} - e\nu_y & e \\ b\beta & e\beta & 0 \end{bmatrix} \\
\text{ただし } \tilde{B} \equiv b(u - \nu_x) + e(v - \nu_y) \quad (2.2.8)
\end{aligned}$$

$$\begin{cases} \hat{a} = a^2 + d^2 \\ \hat{b} = b^2 + e^2 \\ \hat{d} = 2(ab + de) \\ \hat{g} = aa_t + ba_\eta + dd_t + ed_\eta \\ \hat{h} = ab_t + bb_\eta + de_t + ee_\eta \end{cases} \quad (2.2.9)$$

$$\begin{cases} a_t = J_x y_\eta + J_y t_\eta \\ b_t = -(J_x y_t + J_y t_\eta) \\ d_t = -(J_x x_\eta + J_x t_\eta) \\ e_t = J_x x_t + J_x t_\eta \end{cases} \quad \begin{cases} a_\eta = J_x y_t + J_y t_\eta \\ b_\eta = -(J_x y_\eta + J_y t_\eta) \\ d_\eta = -(J_x x_t + J_x t_\eta) \\ e_\eta = J_x x_\eta + J_x t_\eta \end{cases} \quad (2.2.10)$$

$$J = \frac{1}{s}, \quad J_t = -\frac{s_t}{s^2}, \quad J_\eta = -\frac{s_\eta}{s^2} \quad (2.2.11)$$

$$\begin{cases} s = x_t y_\eta - x_\eta y_t \\ s_t = x_{t,t} y_\eta + x_\eta y_{t,t} - (x_{t,\eta} y_t + x_\eta y_{t,t}) \\ s_\eta = x_{t,\eta} y_\eta + x_\eta y_{\eta,\eta} - (x_{\eta,t} y_t + x_\eta y_{t,\eta}) \end{cases} \quad (2.2.12)$$

(2.2.6)式右辺の ω のかかっている項は新たに付加された4階の数値散逸項である。ここで ω_ξ , ω_η は正の定数である。(2.2.6)式は座標変換前の(2.1.8)式と同様な形をしている。

2.3 Padé時間差分

(2.2.6)式で時間微分を次式のPadé時間差分で置き換える。

$$\frac{\partial}{\partial t} \doteq \frac{1}{\Delta t} \cdot \frac{\Delta}{1 + \theta \Delta} \quad (2.3.1)$$

ここで Δt は時間刻み、 θ は正の定数である。 Δ は時間差分オペレータで、次式で定義される。時間ステップ n での u の値を u^n とすると、

$$\Delta u^n \equiv u^{n+1} - u^n \quad (2.3.2)$$

定数 θ の値を変えることにより(2.3.1)式は次の3種類の時間差分を表すことができる。

$$\begin{aligned}
\theta = 0 & \quad \text{Euler explicit} \\
\theta = 0.5 & \quad \text{Trapezoidal} \\
\theta = 1 & \quad \text{Euler implicit}
\end{aligned}$$

$\theta > 0$ のとき時間差分はImplicitとなる。すなわち時間ステップを更新するためには空間方向の連立方程式を解かなければならない。

(2.3.1)式を(2.2.6)式に代入し、分母、分子に Δt ($1 + \theta \Delta$) をかけると、 Δq に関する項はすべて左辺に集め、 $h = \theta \Delta t$ と定義して、

$$\begin{aligned}
\Delta q + h[\Delta(Aq_t) + \Delta(Bq_t)] \\
- C_R [\hat{a}\Delta q_{t,t} + \hat{b}\Delta q_{t,t} + \hat{d}\Delta q_{t,t} + \hat{g}\Delta q_t + \hat{h}\Delta q_t] \\
+ \omega_\xi \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} \Delta q + \omega_\eta \frac{\partial^4}{\partial \eta^4} \Delta q \\
= -\Delta t [Aq_t + Bq_t \\
- C_R (\hat{a}\Delta q_{t,t} + \hat{b}\Delta q_{t,t} + \hat{d}\Delta q_{t,t} + \hat{g}\Delta q_t + \hat{h}\Delta q_t) \\
+ \omega_\xi \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} q + \omega_\eta \frac{\partial^4}{\partial \eta^4} q] \quad (2.3.3)
\end{aligned}$$

上式左辺で非線形項に Δ がかかった場合以下のようにとりあつかう。すなわち

$$\Delta(Aq_t) \doteq \Delta Aq_t + A\Delta q_t \quad (2.3.4)$$

ここで

$$\begin{aligned}
\Delta Aq_t &= \begin{bmatrix} a\Delta u + d\Delta v & 0 & 0 \\ 0 & a\Delta u + d\Delta v & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_t \\ v_t \\ p_t \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} u_t(a\Delta u + d\Delta v) \\ v_t(a\Delta u + d\Delta v) \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} au_t & du_t & 0 \\ av_t & dv_t & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta u \\ \Delta v \\ \Delta p \end{bmatrix} \\
&\equiv \hat{A} \Delta q \quad (2.3.5)
\end{aligned}$$

同様にして

$$\Delta(Bq_s) \doteq \widehat{B}\Delta q + B\Delta q_s, \quad (2.3.6)$$

ただし

$$\widehat{B} = \begin{bmatrix} bu_s & eu_s & 0 \\ bv_s & ev_s & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.3.7)$$

(2.3.4), (2.3.6)を(2.3.3)式に代入し, 左辺で ξ 微分, η 微分をそれぞれまとめ, Δq の ξ η 混合微分項は後述の理由により右辺にもってくる

$$\begin{aligned} & \{I + h[\widehat{A} + A \frac{\partial}{\partial \xi} - C_R(\widehat{a} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \widehat{g} \frac{\partial}{\partial \xi}) \\ & + \omega_\xi \frac{\partial^4}{\partial \xi^4}] + h[\widehat{B} + B \frac{\partial}{\partial \eta} - C_R(\widehat{b} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \\ & + \widehat{h} \frac{\partial}{\partial \eta}) + \omega_\eta \frac{\partial^4}{\partial \eta^4}]\} \Delta q = -\Delta t [Aq_\xi \\ & + Bq_\eta - C_R(\widehat{a}q_{\xi\xi} + \widehat{b}q_{\eta\eta} + \widehat{d}q_{\xi\eta} + \widehat{g}q_\xi + \widehat{h}q_\eta) \\ & + \omega_\xi \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} + \omega_\eta \frac{\partial^4}{\partial \eta^4}] + h\widehat{d}C_R\Delta q_s, \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

ただし I は単位マトリックスである。

$$I = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.3.9)$$

2.4 近似因数分解

(2.3.8)式の左辺は, []でまとめられた ξ 微分演算子の項を f , η 微分演算子の項を g と表すと次の形に書くことができる。

$$\begin{aligned} [\text{LHS}] &= \{I + \theta \Delta t f(\partial \xi, \partial \xi^2, \partial \xi^4) \\ & + \theta \Delta t g(\partial \eta, \partial \eta^2, \partial \eta^4)\} \Delta q \\ &= \{I + \theta \Delta t f(\partial \xi, \partial \xi^2, \partial \xi^4)\} \\ & \{I + \theta \Delta t g(\partial \eta, \partial \eta^2, \partial \eta^4)\} \Delta q \\ & - \theta^2 (\Delta t)^2 f g \Delta q \end{aligned} \quad (2.4.1)$$

上式で $O(\Delta t^2)$ の項を省略すると, (2.3.8)式左辺は次式の形に因数分解できる。

$$\begin{aligned} [\text{LHS}] &\doteq \{I + \theta \Delta t f(\partial \xi, \partial \xi^2, \partial \xi^4)\} \\ & \{I + \theta \Delta t g(\partial \eta, \partial \eta^2, \partial \eta^4)\} \Delta q \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

さらに, 中間的な変数 Δq^* を次式で定義すると

$$\Delta q^* \equiv \{I + \theta \Delta t g(\partial \eta, \partial \eta^2, \partial \eta^4)\} \Delta q \quad (2.4.3)$$

(2.3.8)式左辺は結局

$$[\text{LHS}] = \{I + \theta \Delta t f(\partial \xi, \partial \xi^2, \partial \xi^4)\} \Delta q^* \quad (2.4.4)$$

上式を用いると(2.3.8)式は次式のようになる。

ξ -sweep

$$\begin{aligned} & \{I + h[\widehat{A} + A \frac{\partial}{\partial \xi} - C_R(\widehat{a} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \widehat{g} \frac{\partial}{\partial \xi}) \\ & + \omega_\xi \frac{\partial^4}{\partial \xi^4}]\} \Delta q^* = -\Delta t [Aq_\xi + Bq_\eta \\ & - C_R(\widehat{a}q_{\xi\xi} + \widehat{b}q_{\eta\eta} + \widehat{d}q_{\xi\eta} + \widehat{g}q_\xi + \widehat{h}q_\eta) \\ & + \omega_\xi \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} + \omega_\eta \frac{\partial^4}{\partial \eta^4}] + h\widehat{d}C_R\Delta q_s^{n-1} \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

上式の n は時間ステップを表す。いま時間ステップ n までの値を既知とし, 時間ステップ $n+1$ での値を求めるものとする。すると, 上式右辺の項はすべて既知である。右辺最右項も時間ステップを本来の n から $n-1$ にずらしているのが既知である。左辺の係数も時間ステップ n での値を用いているので既知である。結局上式は, Δq^* に関する ξ 方向の常微分方程式とみることができ, 微分を適当な差分で置き換えれば, ξ 方向の連立方程式となり容易に解くことができる。(2.4.3)式を g を用いずにもう一度かくと

η -sweep

$$\begin{aligned} & \{I + h[\widehat{B} + B \frac{\partial}{\partial \eta} - C_R(\widehat{b} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \widehat{h} \frac{\partial}{\partial \eta}) \\ & + \omega_\eta \frac{\partial^4}{\partial \eta^4}]\} \Delta q^* = \Delta q^* \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

この式の右辺の Δq^* は, ξ -sweepが解かれていれば既知である。ゆえに上式は Δq に関する η 方向の常微分方程式である。これを解いて Δq^* を求め, 次式で q の値を時間ステップ $n+1$ に更新する。

$$q^{n+1} = q^n + \Delta q^* \quad (2.4.7)$$

以下, (2.4.5)~(2.4.7)式を順次解いて時間ステップを進める。

2.5 離散化

差分法を用いて(2.4.5), (2.4.6)式を離散化する。計算空間 (ξ, η) は正方格子であり、刻みは ξ, η 方向ともに1と定義する。

$$\Delta \xi = 1, \quad \Delta \eta = 1 \quad (2.5.1)$$

離散化された点の番号を (ξ, η) 方向に (i, j) とする。 ξ, η 方向のシフト演算子 E を次式で定義する。 f はある関数とする

$$\begin{cases} E_{\xi}^{+m} f_{i,j} = f_{i+m,j} \\ E_{\eta}^{+m} f_{i,j} = f_{i,j+m} \end{cases} \quad (2.5.2)$$

このシフト演算子を用いて、 ξ 差分の一般形を次式で表す。

$$\begin{cases} \frac{\delta}{\delta \xi} = \alpha_{-2} E_{\xi}^{-2} + \alpha_{-1} E_{\xi}^{-1} + \alpha_0 E_{\xi}^0 + \alpha_1 E_{\xi}^{+1} + \alpha_2 E_{\xi}^{+2} \\ \frac{\delta^2}{\delta \xi^2} = \beta_{-2} E_{\xi}^{-2} + \beta_{-1} E_{\xi}^{-1} + \beta_0 E_{\xi}^0 + \beta_1 E_{\xi}^{+1} + \beta_2 E_{\xi}^{+2} \\ \frac{\delta^4}{\delta \xi^4} = \gamma_{-2} E_{\xi}^{-2} + \gamma_{-1} E_{\xi}^{-1} + \gamma_0 E_{\xi}^0 + \gamma_1 E_{\xi}^{+1} + \gamma_2 E_{\xi}^{+2} \end{cases} \quad (2.5.3)$$

ここで α, β, γ は定数である。5点中央差分の場合、 α, β は次式の値をとる。

$$\begin{aligned} \alpha_{-2} &= \frac{1}{12}, \quad \alpha_{-1} = -\frac{2}{3}, \quad \alpha_0 = 0, \quad \alpha_1 = \frac{2}{3}, \quad \alpha_2 = -\frac{1}{12} \\ \beta_{-2} &= -\frac{1}{12}, \quad \beta_{-1} = \frac{4}{3}, \quad \beta_0 = -\frac{5}{2}, \\ \beta_1 &= \frac{4}{3}, \quad \beta_2 = -\frac{1}{12} \end{aligned} \quad (2.5.4)$$

3点中央差分の場合、 α, β は次式の値をとる。

$$\begin{aligned} \alpha_{-2} &= 0, \quad \alpha_{-1} = -\frac{1}{2}, \quad \alpha_0 = 0, \quad \alpha_1 = \frac{1}{2}, \quad \alpha_2 = 0 \\ \beta_{-2} &= 0, \quad \beta_{-1} = 1, \quad \beta_0 = -2, \quad \beta_1 = 1, \quad \beta_2 = 0 \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

4階差分の係数 γ は次の値をとる。

$$\gamma_{-2} = 1, \quad \gamma_{-1} = -4, \quad \gamma_0 = 6, \quad \gamma_1 = -4, \quad \gamma_2 = 1 \quad (2.5.6)$$

(2.4.5)式に(2.5.3)式を代入すると、 ξ -sweep

$$K \Delta q_{i-2}^* + L \Delta q_{i-1}^* + M \Delta q_i^* + N \Delta q_{i+1}^* + \overline{O} \Delta q_{i+2}^* = f_{\xi} \quad (2.5.7)$$

ただし

$$\begin{aligned} K &= h[\alpha_{-2} A - (\hat{a} \beta_{-2} + \hat{g} \alpha_{-2}) C_R + \gamma_{-2} \omega_{\xi}] \\ L &= h[\alpha_{-1} A - (\hat{a} \beta_{-1} + \hat{g} \alpha_{-1}) C_R + \gamma_{-1} \omega_{\xi}] \\ M &= I + h \hat{A} \\ &\quad + h[\alpha_0 A - (\hat{a} \beta_0 + \hat{g} \alpha_0) C_R + \gamma_0 \omega_{\xi}] \\ N &= h[\alpha_1 A - (\hat{a} \beta_1 + \hat{g} \alpha_1) C_R + \gamma_1 \omega_{\xi}] \\ O &= h[\alpha_2 A - (\hat{a} \beta_2 + \hat{g} \alpha_2) C_R + \gamma_2 \omega_{\xi}] \\ f_{\xi} &= [\text{RHS of (2.4.5)}] \end{aligned} \quad (2.5.8)$$

η 差分も(2.5.3)式と同様に α, β, γ を用いて5点差分の範囲内で定義される。(2.4.6)式は離散化されて η -sweep

$$K \Delta q_{j-2}^* + L \Delta q_{j-1}^* + M \Delta q_j^* + N \Delta q_{j+1}^* + O \Delta q_{j+2}^* = \Delta q_{\eta}^* \quad (2.5.9)$$

ただし

$$\begin{aligned} K &= h[\alpha_{-2} B - (\hat{b} \beta_{-2} + \hat{h} \alpha_{-2}) C_R + \gamma_{-2} \omega_{\eta}] \\ L &= h[\alpha_{-1} A - (\hat{b} \beta_{-1} + \hat{h} \alpha_{-1}) C_R + \gamma_{-1} \omega_{\eta}] \\ M &= I + h \hat{B} \\ &\quad + h[\alpha_0 B - (\hat{b} \beta_0 + \hat{h} \alpha_0) C_R + \gamma_0 \omega_{\eta}] \\ N &= h[\alpha_1 B - (\hat{b} \beta_1 + \hat{h} \alpha_1) C_R + \gamma_1 \omega_{\eta}] \\ O &= h[\alpha_2 B - (\hat{b} \beta_2 + \hat{h} \alpha_2) C_R + \gamma_2 \omega_{\eta}] \end{aligned} \quad (2.5.10)$$

なお、本章では4階の数値散逸項の係数 $\omega_{\xi}, \omega_{\eta}$ をスカラー量として説明したが、実際のプログラム中では (u, v, p) それぞれに異なった ω の値が用いられるように3元のベクトル量になっている。

2.6 境界条件

(1) 概 説

図1に物理空間 (x, y) でのgridシステムを示す。c-gridである。一様な流れが左から物体に向かってくる。対応する計算空間 (ξ, η) でのgridシステムを図2に示す。境界はTop, Bottom, Left, Rightの4つからなる。図2において、○印の点は3点差分を用いる点であり、それ以外の点ではすべて5点差分を用いる。 x 印の点は $q, \Delta q$ の値が境界条件によって与えられる点であり、それ以外の点では、 $q, \Delta q$ の値は支配方程式を解いて得られる。

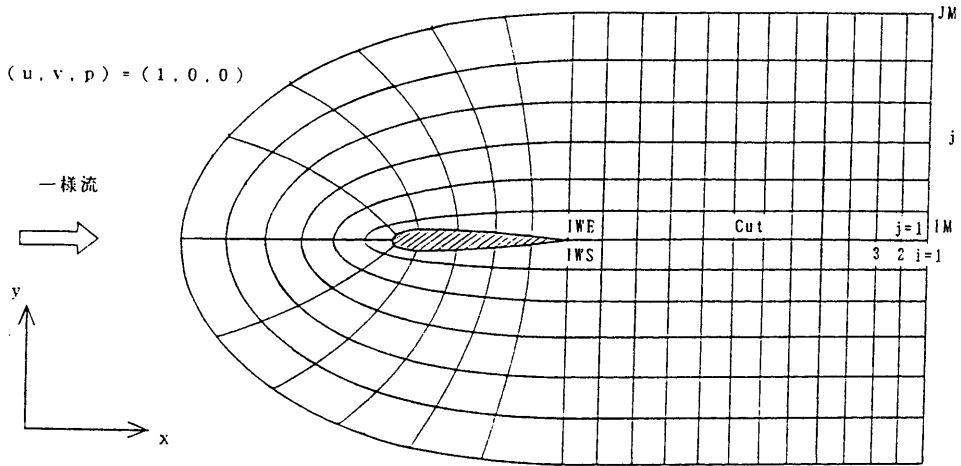


図1 物理空間 (x, y) での

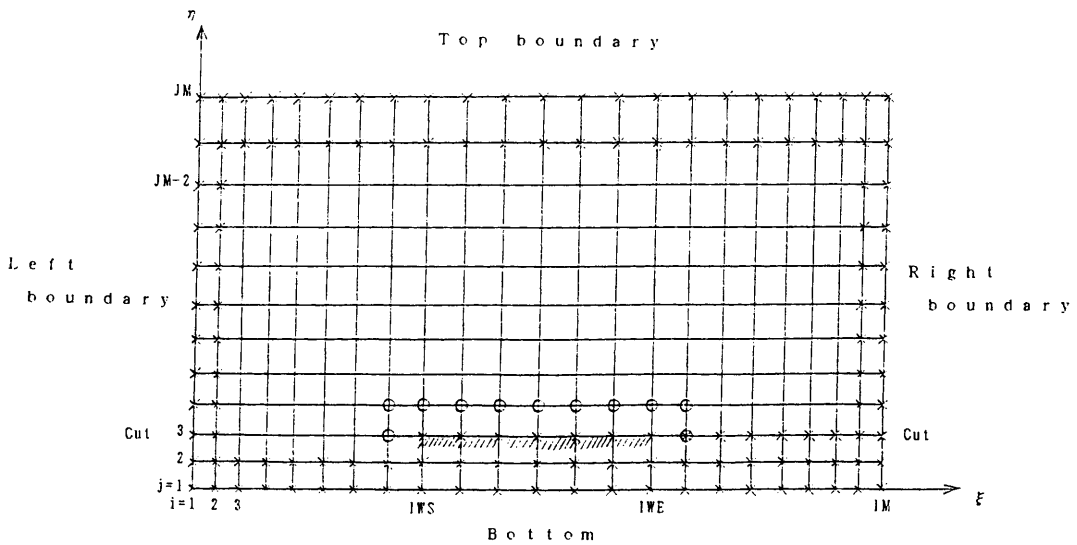


図2 計算空間 (ξ, η) での格子系

Top boundary は一番外側の“C”状の線から成り、そこでの境界条件は、 $\Delta q = (\Delta u, \Delta v, \Delta p) = (0, 0, 0)$ である。従って、外部流として一様流を課
(210)

す場合には、入力流場データとしてここで $q = (u, v, p) = (1, 0, 0)$ を与えればよい。

Bottom boundary は翼表面とその後縁から伴流中

にのびる cut とから成る。翼表面での境界条件は、 $(\Delta u, \Delta v) = (0, 0)$ で、圧力に関しては壁に鉛直方向の運動方程式から導かれた式を用いる(後述)。翼表面で粘着条件を課す場合には、入力流場データとしてここで $(u, v) = (0, 0)$ を与える。翼表面で吹き出しや吸い込みがある場合には、入力流場データとしてここでゼロでない (u, v) を与えれば、つねに $(\Delta u, \Delta v) = (0, 0)$ なので、計算中その値は不変に保たれる。cut における境界条件は、cut を横切って上と下とで $q, \Delta q$ の値がスムーズにつながることである。勿論、点の座標 x, y もスムーズにつながる必要がある。

Left boundary と Right boundary はともに下流端にあり、図 1 中では Left boundary は cut の下側、Right boundary は cut の上側にある。そこでの境界条件は、zero extrapolation(後述)である。

ξ 方向の番号を i , η 方向の番号を j とする。点の数は i (ξ) 方向は IM , j (η) 方向は JM である。 i 方向の番号は次のように定められている。下流端で $i = 1$ であり、cut の下側を通過して 2, 3, ... と増えていき、翼後縁で $i = IWS$ となる。さらに翼面に沿って時計回り方向に i は増えていき、再び後縁に達して $i = IWE$ となる。それから cut の上側を通過して下流端で $i = IM$ となる。

Bottom boundary での境界条件の都合上、cut の上下面で grid がつながらなければいけないので、 $IWS + IWE = IM + 1$ の関係がある。Left & Right boundaries で境界条件によって $q, \Delta q$ の値が決める点は、 $i = 1, 2, IM - 1, IM$ の 4 列である。

j 方向の番号は次のように定められている。cut の処理の都合上、計算空間で cut の下に点を 2 行追加している。そのため cut 上で $j = 3$ となる。このことから、本計算コード中の JM の値は、格子生成コード WING2D を用いて作成した grid データ中の JM の値よりも 2 多くなっているのを御注意願いたい。 $j = 3$ の線上で $IWS \leq i \leq IWE$ の範囲の斜線部は翼表面を表す。cut をよこぎって解に連続性をもたせるために、cut 上および cut より下、すなわち $(1 \leq i \leq IWS$ または $IWE \leq i \leq IM)$ かつ $1 \leq j \leq 3$ の点での $x, y, q, \Delta q$ の値には、次のような関係がある。

$$q_{i,j} = q_{IM-i+1,6-j} \\ \Delta q, x, y \text{ も同様} \quad (2.6.1)$$

Top boundary で境界条件によって $q, \Delta q$ の値が決められる点、 $j = JM - 1, JM$ の 2 行である。

(2) ξ -sweep

ξ -sweep は 2 種類からなる。ひとつは $j = 4, 5, \dots, JM - 2$ において $3 \leq i \leq IM - 2$ を解くもの(long sweep), もうひとつは $j = 3$ において $3 \leq i \leq IWS - 1$ を解くもの(sweep on cut)である。

long sweep, sweep on cut とともに Left boundary での境界条件は zero extrapolation で与えられる。すなわち

$$\Delta q_3 = \Delta q_2 = \Delta q_1 \quad (2.6.2)$$

Δq^* についても上式と同じ式が成り立つと仮定する。すなわち

$$\Delta q_3^* = \Delta q_2^* = \Delta q_1^* \quad (2.6.3)$$

このとき(2.5.7)式は $i = 4$ で

$$(K + L) \Delta q_4^* + M \Delta q_3^* + N \Delta q_2^* + O \Delta q_1^* = f_\xi \quad (2.6.4)$$

また、 $i = 3$ では

$$(K + L + M) \Delta q_3^* + N \Delta q_2^* + O \Delta q_1^* = f_\xi \quad (2.6.5)$$

Long sweep の右端での境界条件は Right Boundary での条件、すなわち zero extrapolation で与えられる。

$$\Delta q_{IM-2}^* = \Delta q_{IM-1}^* = \Delta q_{IM}^* \quad (2.6.6)$$

このとき(2.5.7)式は $i = IM - 3$ で

$$K \Delta q_{IM-3}^* + L \Delta q_{IM-4}^* + M \Delta q_{IM-5}^* + (N + O) \Delta q_{IM-2}^* = f_\xi \quad (2.6.7)$$

また、 $i = IM - 2$ では

$$K \Delta q_{IM-4}^* + L \Delta q_{IM-3}^* + (M + N + O) \Delta q_{IM-2}^* = f_\xi \quad (2.6.8)$$

sweep on cut の右端は翼型の後縁である。そこでの境界条件は剛体壁での条件を用いる。 $i = IWS$ において速度に関しては

$$\Delta u_{IWS} = \Delta v_{IWS} = 0 \quad (2.6.9)$$

圧力に関しては近似的な条件 $\partial \Delta p / \partial \xi = 0$ を用いる。 $i = IWS$ において

$$\frac{3}{2} \Delta P_{IWS} - 2 \Delta P_{IWS-1} + \frac{1}{2} \Delta P_{IWS-2} = 0 \quad (2.6.10)$$

これらの式を用いると,(2.5.7)式は*i*=IWS-2において

$$K \Delta q_{IWS-4}^* + L \Delta q_{IWS-3}^* + (M - \frac{1}{3} O I_3) \Delta q_{IWS-2}^* + (N + \frac{4}{3} O I_3) \Delta q_{IWS-1}^* = f_e \quad (2.6.11)$$

ただしマトリックス I_3 は次式で定義される。

$$I_3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.6.12)$$

i=IWS-1 においては,さらに Δq_{IWS+1}^* に関する条件式が要求される。ここでは単純に zero extrapolation を用いる。

$$\Delta q_{IWS+1}^* = \Delta q_{IWS}^* \quad (2.6.13)$$

このとき *i*=IWS-1 において(2.5.7)式は

$$K \Delta q_{IWS-3}^* + [L - \frac{1}{3}(N+O)I_3] \Delta q_{IWS-2}^* + [M + \frac{4}{3}(N+O)I_3] \Delta q_{IWS-1}^* = f_e \quad (2.6.14)$$

(3) η -sweep

η -sweep も 2 種類からなる。ひとつは *i*=IWS, IWS+1, …, IWE において $4 \leq j \leq JM-2$ を解くもの (sweep from wall), もうひとつは $3 \leq i \leq IWS-1$ あるいは $IWE+1 \leq i \leq IM-2$ において cut を横切って解くもの (sweep across cut) である。

sweep from wall, sweep across cut とともに, 上端の境界は top boundary で, そこでの境界条件は一樣流である。すなわち

$$\Delta q_{IWS-1} = \Delta q_{IWS} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.6.15)$$

このとき *j*=JM-3 において(2.5.9)式は

$$K \Delta q_{JM-5} + L \Delta q_{JM-4} + M \Delta q_{JM-3} + N \Delta q_{JM-2} = \Delta q_{JM-3}^* \quad (2.6.16)$$

また, *j*=JM-2 において(2.5.9)式は

$$K \Delta q_{JM-4} + L \Delta q_{JM-3} + M \Delta q_{JM-2} = \Delta q_{JM-2}^* \quad (2.6.17)$$

(212)

sweep from wall の下端での境界は剛体壁である。ここでの境界条件は次のように扱う。 $\Delta u, \Delta v$ については(2.6.9)式と同様に

$$\Delta u_3 = \Delta u_2 = 0, \quad \Delta v_3 = \Delta v_2 = 0 \quad (2.6.18)$$

圧力については, Kodama⁴⁾ Appendix 1 に示されるように, 壁面において, 壁から垂直方向の運動量方程式を導いて用いる。壁面で grid が直交しているとの仮定のもとに

$$P_3 = \frac{1}{Re} [b u_{3,3} + e v_{3,3} - \tilde{b} u_{3,2} - \tilde{e} v_{3,2}]$$

ただし

$$\begin{cases} \tilde{b} = b [b x_{3,3} + e y_{3,3} + \frac{J(a y_{3,3} - d x_{3,3})}{b^2 + e^2}] \\ \tilde{e} = e [b x_{3,3} + e y_{3,3} + \frac{J(a y_{3,3} - d x_{3,3})}{b^2 + e^2}] \end{cases} \quad (2.6.19)$$

上式の p, u, v に Δ をつけると Δp に関する式を得る。壁面 ($j=3$) において上式中の η 微分を片側の η 差分で置き換える。すなわち,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} &\doteq -\frac{3}{2} E \eta^0 + 2 E \eta^1 - \frac{1}{2} E \eta^2 \\ \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} &\doteq E \eta^0 - 2 E \eta^1 + E \eta^2 \end{aligned} \quad (2.6.20)$$

上式(2.6.19)式に代入して得られる式と(2.6.9)式をまとめると,次式が得られる。

$$\Delta q_3 = B^B \Delta q_4 + C^B \Delta q_5$$

ただし

$$B^B = \begin{bmatrix} 0 & , & 0 & , & 0 \\ 0 & , & 0 & , & 0 \\ \frac{4}{3} \frac{1}{Re} (b + \tilde{b}), & \frac{4}{3} \frac{1}{Re} (e + \tilde{e}), & \frac{4}{3} \end{bmatrix}$$

$$C^B = \begin{bmatrix} 0 & , & 0 & , & 0 \\ 0 & , & 0 & , & 0 \\ -\frac{2}{3} \frac{1}{Re} (b + \frac{\tilde{b}}{2}), & -\frac{2}{3} \frac{1}{Re} (e + \frac{\tilde{e}}{2}), & -\frac{1}{3} \end{bmatrix} \quad (2.6.21)$$

上式を用いると, *j*=5 において(2.5.9)式は

$$[L + K B^B] \Delta q_4 + [M + K C^B] \Delta q_5 + N \Delta q_6 + O \Delta q_7 = \Delta q_5^* \quad (2.6.22)$$

また、 $j=4$ においてはさらに $j=2$ における値に関する条件式が要求される。ここでは単純に zero extrapolation を用いる。

$$\Delta q_2 = \Delta q_3 \quad (2.6.23)$$

このとき(2.5.9)式は、

$$[M+(K+L)B^B]\Delta q_4 + [N+(K+C)C^B]\Delta q_5 + O q_6 = \Delta q_4^* \quad (2.6.24)$$

sweep across cut の下端の境界条件は、cut を横切って解が滑らかに接続することである。このため $3 \leq i \leq IWS-1$ あるいは $IWE+1 \leq i \leq IM-2$ において cut より下 ($j=1, 2, 3$) の点での値を次式を用いて cut より上の値で表す。

$$q_{i,j} = q_{IM+1-i, 6-j} \quad (3 \leq i \leq IWS \text{ かつ } 1 \leq j \leq 5) \\ \Delta q, x, y \text{ についても同様} \quad (2.6.25)$$

このとき sweep across cut の $i = \text{constant}$ ($3 \leq i \leq IWS-1$) の η -sweep は、cut を横切って対応する $IM+1-i = \text{constant}$ の η -sweep とまとめてひとつの sweep として解くことができる。

以上の境界条件によって解が閉じるので Δq を計算することができ、内部の点においては(2.4.7)式により、また境界近くの点においてはそれぞれの境界条件にしたがって、 q の値を更新することができる。

2.7 渦粘性係数

粘性流れは高レイノルズ数では乱流となる。ここでは Baldwin-Lomax のゼロ方程式乱流モデル⁵⁾を用いる。

渦粘性係数 ν_t を表す式は、剛体壁上と伴流中で形が異なる。

(1) 剛体壁上

剛体壁上での渦粘性係数 ν_t は次式のように表される。

$$\nu_t = \begin{cases} (\nu_t)_{\text{inner}} & (n \leq n_{\text{crossover}}) \\ (\nu_t)_{\text{outer}} & (n \geq n_{\text{crossover}}) \end{cases} \quad (2.7.1)$$

ここで n は壁面からの垂直距離である。すなわち ν_t は内層(inner layer)と外層(outer layer)で異なる式で表現され、それらの値が等しくなる点を境に切り替えられる。

内層での ν_t は次式で与えられる。

$$(\nu_t)_{\text{inner}} = l^2 |\omega| \quad (2.7.2)$$

ここで l は混合距離、 ω は渦度である。

$$|\omega| = \left| \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right| \quad (2.7.3)$$

$$l = kn [1 - \exp(-\frac{n^+}{A^+})] \quad (2.7.4)$$

ただし

$$\begin{cases} k = 0.4 \\ A^+ = 26 \\ n^+ = n Re \sqrt{\tau_w} \end{cases} \quad (2.7.5)$$

ここで τ_w は壁面上のせん断応力である。

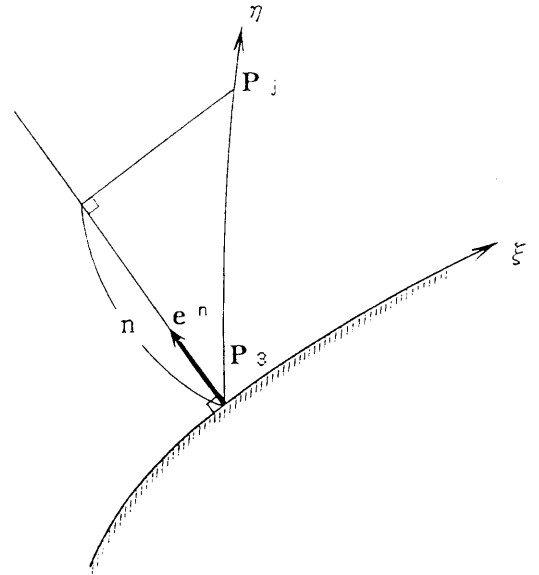


図3 壁面からの垂直距離 n

ある $i = \text{constant}$ の線上の点の壁面からの垂直距離 n は、図3に示されるように、その線の根元の点 ($j=3$) に立てた垂直ベクトル方向への射影が定義される。すなわち、

$$n = e^n \cdot (P_j - P_3) \quad (2.7.6)$$

図4に示すように、壁面に沿う ξ 方向の単位ベクトル e^ξ は

$$e^\xi = \begin{bmatrix} e^\xi_x \\ e^\xi_y \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{x_\xi^2 + y_\xi^2}} \begin{bmatrix} x_\xi \\ y_\xi \end{bmatrix} \quad (2.7.7)$$

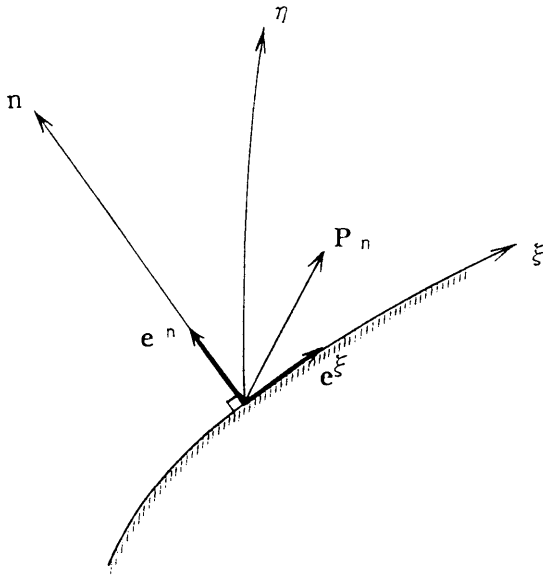


図4 壁面上の単位ベクトル

単位垂直ベクトル e^n は e^ξ を反時計方向に90度回転させて得られるから

$$e^n = \begin{bmatrix} e_x^n \\ e_y^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -e_x^\xi \\ e_y^\xi \end{bmatrix} \quad (2.7.8)$$

単位ベクトル e^n に垂直な面の単位面積当りに働く応力 P_n は

$$P_n = \begin{bmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{xy} & P_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x^n \\ e_y^n \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} -P + \frac{2}{Re} u_x \cdot \frac{1}{Re} (u_x + v_x) \\ \frac{1}{Re} (u_x + v_x), -P + \frac{2}{Re} v_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x^n \\ e_y^n \end{bmatrix} \quad (2.7.9)$$

壁面での粘着条件は

$$u = v = u_\xi = v_\xi = 0 \quad (2.7.10)$$

壁面上のせん断応力 τ_w は P_n と e^ξ の内積から得られる。(2.7.7), (2.7.9)式にさらに(2.7.10)式を考慮して

$$\tau_w = P_n \cdot e^\xi = \frac{1}{Re} (e u_x, -b v_x) \quad (2.7.11)$$

(214)

外層での ν_i は次式で与えられる。

$$(\nu_i)_{outer} = K \cdot C_{ep} \cdot F_{wake} \cdot F_{kleb}(n) \\ K = 0.0168 \\ C_{ep} = 1.6 \quad (2.7.12)$$

ここで F_{kleb} は次式で与えられる。

$$F_{kleb}(n) = \frac{1}{1 + 5.5 \left(\frac{C_{kleb} \cdot n}{n_{max}} \right)^6} \\ C_{kleb} = 0.3 \quad (2.7.13)$$

また F_{wake} は次式で与えられる。

$$F_{wake} = \min [n_{max} F_{max}, C_{wk} n_{max} U_{dif}^2 / F_{max}] \\ C_{wk} = 0.25 \quad (2.7.14)$$

ただし上式の中で F_{max} , n_{max} , U_{dif} は次の様な意味をもつ。

F_{max} : $\xi = \text{constant}$ line 上での $F(n)$ の最大値。

n_{max} : $F(n)$ が最大値をとる点での n の値。

U_{dif} : $\xi = \text{constant}$ line 上での流速の最大値と最小値の差。

ただし $F(n)$ は次式で与えられる。

$$F(n) = n | \omega | [1 - \exp(-\frac{n^+}{A^+})] \quad (2.7.15)$$

入力パラメータのひとつである遷移スイッチ $itrans = 1$ のとき、乱流への遷移(transition)は次のように判定される。すなわち、ある $\xi = \text{constant}$ line 上での ν_i の値の最大値が C_{mutm}/Re より小さいとき、その line 上のすべての点において $\nu_i = 0$ と置く。

$$\nu_i = 0 \quad \text{if } (\nu_i)_{max} < \frac{C_{mutm}}{Re} \\ \text{in profile} \\ C_{mutm} = 14 \quad (2.7.16)$$

遷移スイッチ $itrans$ が1でないとき上記の判定は行わない、すなわち流れは至るところに乱流であるとみなされる。

(2) 伴流中

伴流中での ν_i は $\xi = \text{constant}$ の線上のすべての点で(2.7.1)式の $(\nu_i)_{outer}$ の式を用いることにより得られる。以下、(1)と同様であるが、 $F(n)$ については、(2.7.15)式のかわりに次式を用いる。

$$\nu_i = (\nu_i)_{\text{outer}}$$

$$F(n) = n \mid \omega \quad (2.7.17)$$

伴流中での n の決定方法は次のようである。まず、cutからの垂直距離として cut の両側で n を定める。つぎに、流速の絶対値が最小となる点を $\xi = \text{constant}$ の線上で求め、その点で $n = 0$ となるように n の値をシフトさせる。

3. フローチャート

本章では、プログラム内での仕事の流れをワークステーションを用いて会話型で処理する場合について説明する。大型機を用いたパッチ処理についても入出力部分に少し違いがあるだけで殆ど同じである。図5にプログラム全体の構成を示す。

3.1 メイン・ルーチン (main 1)

図6にはメインルーチン内での仕事の流れについて簡単な説明を与える。メインルーチンでは、先ず入力データ及び出力データのためのファイル名を入力する。次に、サブルーチン metric をコールし、入力データ

の一つである grid データをファイルから読み込み、そのデータを用いて metrics を計算して配列に格納する。次に、サブルーチン initia をコールし、流場計算をスタートさせるための初期流場データおよびパラメータの値をファイルから読み込む。以上で流場計算の準備が終了する。流場計算は所定の時間ステップ数だけ繰り返される。1つの時間ステップ内での仕事は、 ξ -方向 sweep, η -方向 sweep, 諸量の更新, の主に3つから構成される。付属的な仕事として、計算の収束状況の判定のための残差の計算 (サブルーチン resid), 時間ステップ10回に1回の割合で行われる渦粘性係数 ν の更新, そして計算結果の保護のために時間ステップ100回に1回の割合で行われる流場データのファイルへの出力がある。所定の時間ステップの計算が終わると、計算結果の流場データをファイルに出力してすべての仕事が終了する。

3.2 サブ・ルーチン metric

grid データを基に metrics を計算し、配列に格納するルーチンである (図7)。metrics データは時間的に変化しないので、1度計算しておけば各時間ステップで繰り返し使用できる。

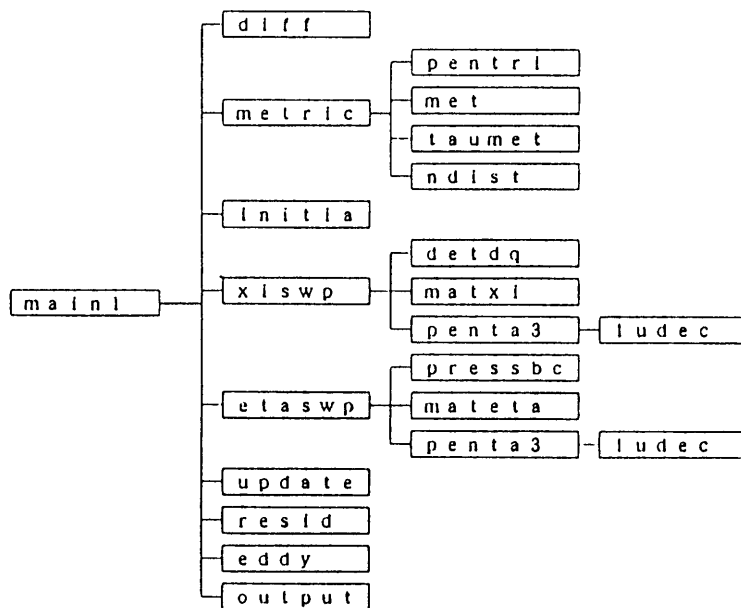
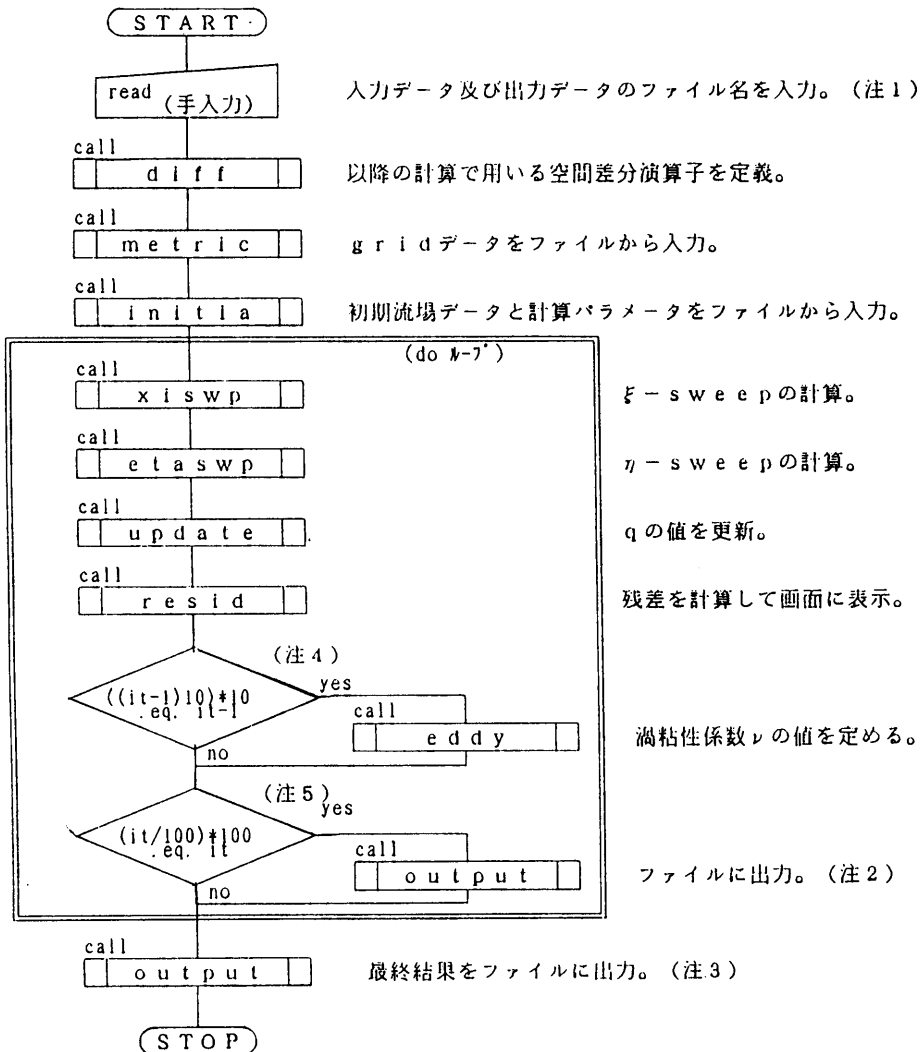


図5 プログラム全体の構成



- (注1) nfin : 初期流場データと計算パラメータを入力するファイル名
 nfout : 計算結果データと計算パラメータを出力するファイル名
 nfgid : gridデータを入力するファイル名
 を入力する。
 実行する時間ステップ数 itn を入力する。
- (注2) 計算結果の流場データと使用した計算パラメータをファイルに出力するルーチン。
 (同一ファイルに over-write する。)
- (注3) 最後の計算結果の流場データと使用した計算パラメータをファイルに出力するルーチン。
- (注4) 時間ステップ10回に1回だけνの値を更新する。
- (注5) 途中経過として時間ステップ100回に1回だけ出力する。

図6 メイン・ルーチン(main 1)フロー

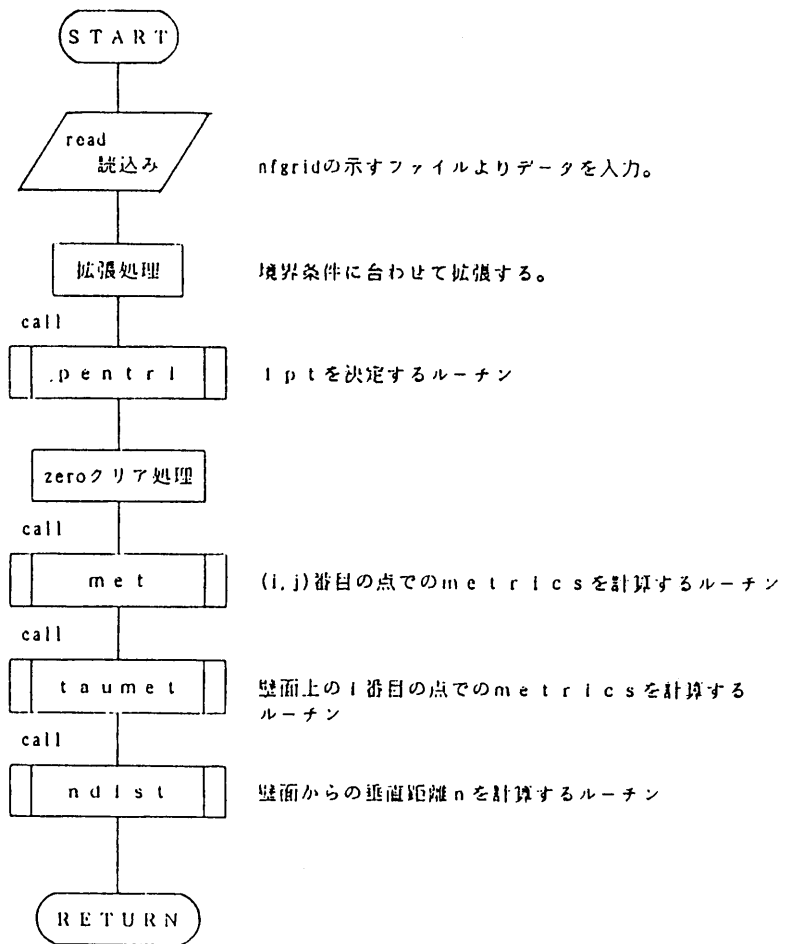
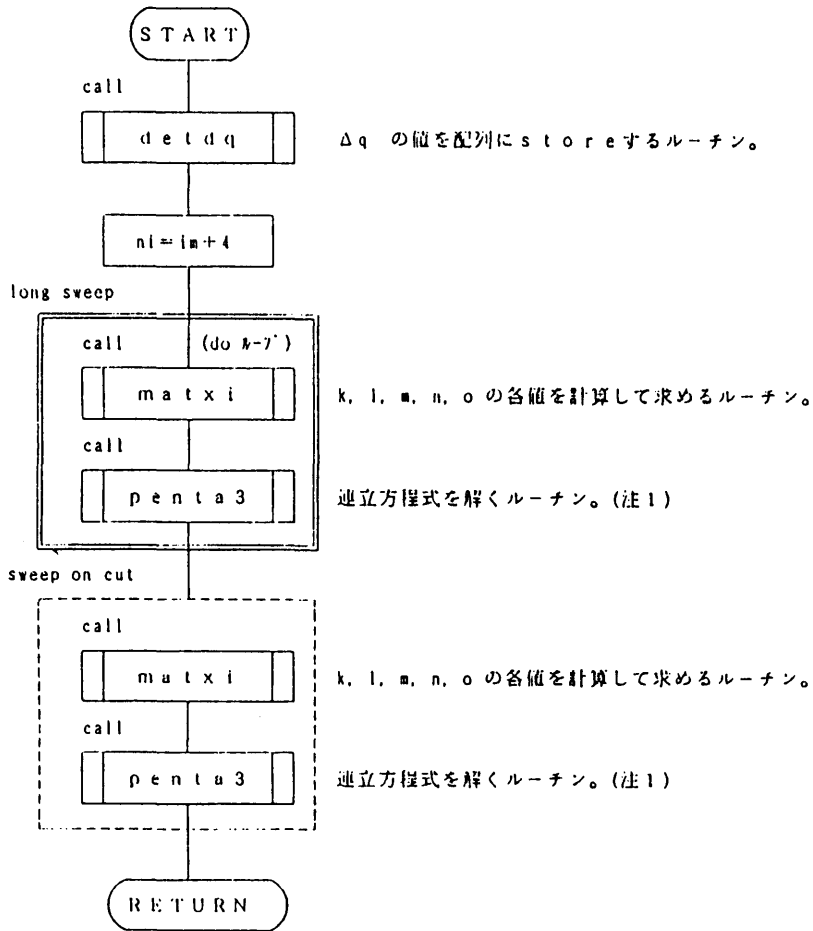


図7 サブルーチン metric

3.3 サブルーチン xiswp

近似因数分解法での ξ -方向の sweep 計算を行う (図8)。

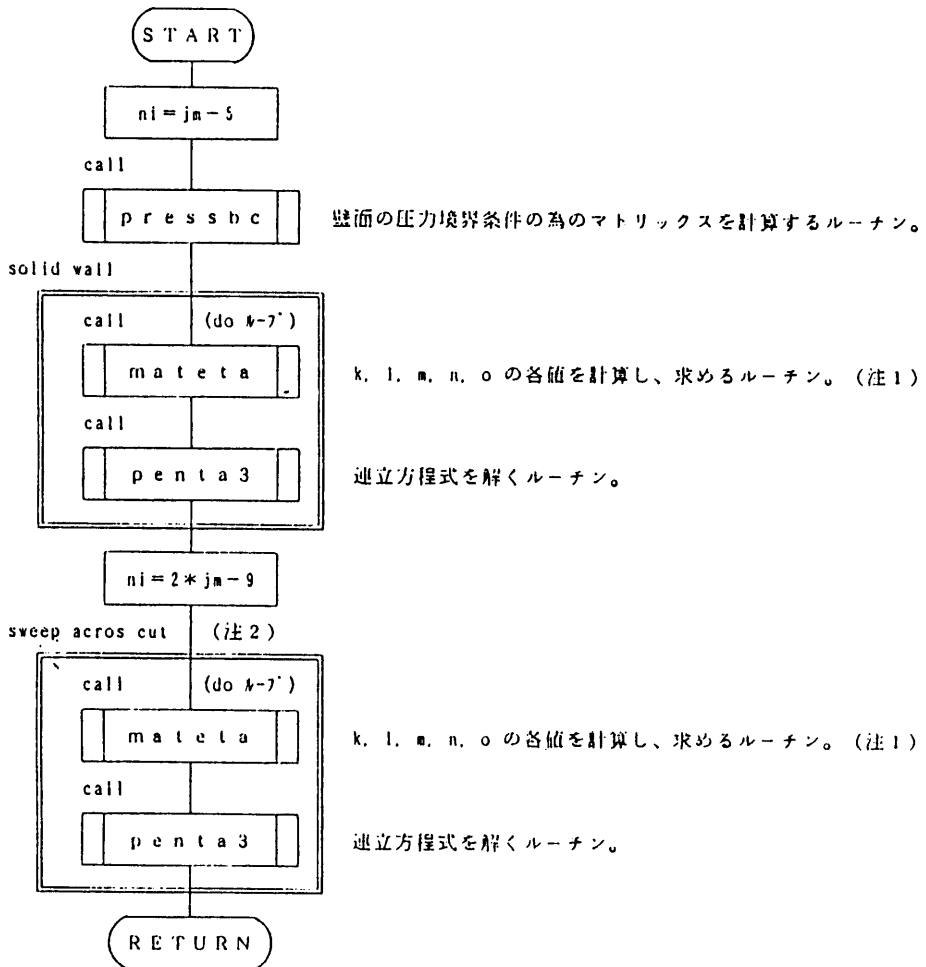


(注1) 係数マトリックスが優対角な 3×3 のブロック 5 重対角行列の形をした連立方程式を解くルーチン。

図8 サブルーチン xiswp

3.4 サブルーチン etaswp

近似因数分解法での η -方向の sweep 計算を行う (図9)。



- (注1) η -sweep の係数マトリックス K, L, M, N, O と右辺を求めるルーチン。
(2.5.9), (2.5.10) 式を参照)
- (注2) sweep across cut では、前半 (first half) で cut の上側の、後半 (second half) で cut の上側の係数マトリックスを定める。

図9 サブルーチン etaswp

4. サブルーチン説明

本章では、主だったサブルーチンの機能と、その中での変数の意味を説明する。

4.1 サブルーチン diff

<機能>

空間差分演算子の係数 α, β, γ を決定するルーチン。
((2.5.2)式~(2.5.6)式をプログラム化したもの。)

<変数の意味>

alp : 1階差分係数 α

bet : 2階差分係数 β

gam : 4階差分係数 γ

alp5, bet5, gam5 : 5点中央差分の場合の係数値。
図2の○以外の点において用いられる。

alp3, bet3, gam3 : 3点中央差分の場合の係数値。
図2の○がついた点において用いられる。

4.2 サブルーチン metric

<機能>

grid データをファイルから読み込む。
境界条件に合わせて拡張する。(2.6(1)を参照)拡張された grid データを用いて metrics を計算し、配列をストアする。

<変数の意味>

$p(i, j, 1)$: (i, j) 番目の点の x 座標。

$p(i, j, 2)$: (i, j) 番目の点の y 座標。

a : $\left. \begin{array}{l} \\ b \\ d \\ e \end{array} \right\}$ (2.2.3)式で与えられる。

ah : \hat{a}
 bh : \hat{b}
 dh : \hat{d} } (2.2.9)式で与えられる。
 gh : \hat{g}
 hh : \hat{h}

<入出力関係>

unit : 入力 grid ファイルのユニット番号は21を使用している。

nfgrid : 入力するファイル名を指定する。

4.3 サブルーチン pentri

<機能>

計算空間で5点差分を用いる点と3点差分を用いる点を指定するルーチン。

(220)

5点差分を用いる点では論理変数 lpt に true を、3点差分を用いる点では論理変数 lpt に false を与える。
(図2及び2.6(1)を参照)

4.4 サブルーチン met

<機能>

点 P_{ij} での metrics を計算し、配列にストアするルーチン。

((2.2.3), (2.2.9)~(2.2.12)式を参照)

4.5 サブルーチン taumet

<機能>

壁面上 ($j=3$) の metrics を計算するルーチン。渦粘性係数の計算の中で壁面剪断応力 τ_w の計算に用いられる。(2.7.11)式を参照)

4.6 サブルーチン ndist

<機能>

渦粘性係数の計算に必要な、壁面からの垂直距離を計算するルーチン。

ある $i = \text{constant}$ の線上で、(2.7.7), (2.7.8)式から壁面上の単位垂直ベクトル e^* (プログラム中では ec) を定め、 $P_3 P_j$ との内積をとって、壁面からの垂直距離 n (プログラム中では en) を計算する。(図3を参照)

なお、wake 中では cut からの垂直距離となる。

4.7 サブルーチン initia

<機能>

初期流場データと流場の計算パラメータをファイルから読み込む。

読み込んだ計算パラメータを(場合によっては)変更する。

定数マトリックスを定義する。

<変数の意味>

ファイルから読み込む流場データと計算パラメータ

nvers	: 流場データの format のバージョン番号。現在は 1
it	: すでに実行された時間ステップ回数。
im	: i -方向の計算点数。
jm	: j -方向の計算点数。 (grid データの im より 2 大きい)
iws*	: 翼後縁の点の i 方向の番号。後縁から伴流へ伸びる cut の下側。
iwe*	: 翼後縁の点の i 方向の番号。後縁から伴流へ伸びる cut の上側。

- ieddy : 層流, 乱流スイッチ。層流計算の場合には $ieddy = 0$, 乱流計算の場合には $ieddy = 1$ にする。
 層流…… Re が 10^5 以下のもの
 乱流…… Re が 10^5 以上のもの
- time : 計算が実行された通算の無次元時間数。一般に初期流場として一様流を用いると, 収束解が得られるまでに無次元時間で 5 ~ 10 程度は経過する必要がある。
- re : 翼拡張と一様流速を基にしたレイノルズ数 Re 。
- omx(1) ~ omx(3) **: ξ 方向の 4 階の数値散逸項の係数 ω 。
 omx(1) は速度 u , omx(2) は速度 v , omx(3) は圧力 p に対応するもの。
- ome(1) ~ ome(3) **: η 方向の 4 階の数値散逸項の係数 ω 。
 (ome(1) ~ ome(3) の意味は omx(1) ~ omx(3) と同じ)
- dt : 無次元時間刻み Δt 。
 発散しない範囲でできる限り大きな値をとるのがよい。ただし, 発散しないぎりぎりの値よりもやや小さな値を用いた方が収束が速いことが多い。又, 数値安定性の要請からグリッドが細かいほど小さな値にしなければならない。
 通常は $dt = 0.1 \sim 0.001$ 程度
- theta : 時間差分パラメータ θ 。
 通常は, 定常収束解にのみ興味があるので数値安定性のよい (従って Δt を大きくとる) $\theta = 1.0$ の値をとる。((2.3.1) 式を参照)
- beta : 疑似圧縮性パラメータ β 。
 正の値でなければならない。通常は $\beta = 1.0$ (~10.0) の値をとる。 $\beta = 1.0$ でたいていの場合のほうがうまくいく。((2.1.7) 式を参照)
- itrans : 遷移スイッチ。乱流スイッチ $ieddy$ が 1 のときのみ意味をもつ。itrans = 1 のとき遷移判定が行われ, 一部に層流域が現れる。itras = 1 のとき遷移判定が行われず, 全面乱流域となる。((2.7.(1)参照)
- econv : (現在のバージョンでは未使用)
- $q(i, j, 1)$: (i, j) 番目の点の流場データを示す。
 $1 \leq i \leq im, 1 \leq j \leq jm$
 $1 = 1 \sim 7$ の成分はそれぞれ
 $q(i, j, 1) = u$
 $q(i, j, 2) = v$
 $q(i, j, 3) = p$
 $q(i, j, 5) = \Delta u$
 $q(i, j, 6) = \Delta v$
 $q(i, j, 6) = \Delta p$
 $q(i, j, 7) = \nu$
 である。ただし, ν は渦粘性係数である。
- (注) *…… $iws + iwe = im + 1$ の関係にある。
 **…… ω_ξ, ω_η は (2.2.6) 式にみられるように, 人工的に付加された数値散逸項の係数であるため, 正の範囲でできるだけ小さいほうがのぞましい。 ω_ξ, ω_η が小さくなると数値安定性が悪くなり Δt を大きくとれず, 従って収束するまでに多くの時間ステップ数を要することになる。また, 圧力に高次振動があらわれてギザギザの分布になることが多い。
 一方, ω_ξ, ω_η を大きくすると Δt を大きくとることができ, 収束も速いが, 得られた解は粘性が過剰になったようになる。即ち, 精度があやしくなる。適度な大きさにすることが大事である。
 ω_ξ, ω_η の“適度な大きさ”とは流場の性質に依存するので一概には言えないが, 著者らのこれまでの経験では 1 以下の値である。計算時間の短縮と精度の向上を両立させる 1 つの方法

がある。まず、 ω_t 、 ω_s に大きな値（例えば10）を入れて、大きな Δt で収束させる。その後、 ω を順次小さくして行き、解の変化がほぼなくなったところを“正しい”解として採用する。これにより、比較的短時間で精度の良い解を得ることができる。

定義される定数マトリックス

unit (3, 3) : 単位マトリックス I
 ((2.3.9)式参照)
 unit3(3, 3) : マトリックス I_3
 ((2.6.12)式参照)

<入出力関係>

unit : 入力流場データファイルのユニット番号は20である。
 ufin : 入力するファイル名を指定する。

4.8 サブルーチンxiswp

<機能>

IAF法の ξ -sweepを実行するもので、両端が境界に達する $j = \text{constant}$ の線上の各点において、(2.5.7)式が成り立ち、この Δq^* に関する連立方程式を解くルーチン。

long sweepとsweep on cutの2種類に分けられており、long sweepでの境界条件は左側が(2.6.4)と(2.6.5)式で、右側が(2.6.7)と(2.6.8)式で与えられる。sweep on cutの境界条件は左側が(2.6.4)と(2.6.5)式で、右側が(2.6.11)と(2.6.14)式で与えられる。

連立方程式により解かれた結果の Δq^* は配列 $q(i, j, 4 \sim 6)$ にstoreされる。

<変数の意味>

ak :
 al :
 am : } (2.5.7)式の左辺の係数マトリックス
 K, L, M, N, O
 an :
 ao : }
 fx : (2.5.7)式の右辺のベクトル f_s
 ab : }
 bb : } ブロック5重対角 solver の左辺の
 cb : } 係数マトリックス (サブルーチン
 db : } penta3)
 eb : }

(222)

rb : 同上 solver の右辺ベクトル
 xb : 同上 solver によって得られた解

4.9 サブルーチン detdq

<機能>

前の timestep での Δq の混合微分 $\Delta q^*_{i,j}$ を計算し、配列 dqxe に store する。

$\Delta q^*_{i,j}$ は(2.4.5)式の右辺にあらわれ、 ξ -sweepの計算を始める前に求めておく必要がある。なぜならば、 ξ -sweepの計算によって得られる Δq の値が Δq の配列に次々とstoreされるので、混合微分の計算が出来なくなる為である。

4.10 サブルーチン matxi

<機能>

点 (i, j) において ξ -sweepの(2.5.7)式の左辺の係数マトリックス K, L, M, N, O と右辺のベクトル f_s を計算する。

K, L, M, N, O は(2.5.8)式で、 f_s は(2.4.5)式で与えられる。

<変数の意味>

ak :
 al :
 am : } 係数マトリックス K, L, M, N, O
 an :
 ao : }
 fx : ベクトル f

4.11 サブルーチン etaswp

<機能>

η -sweepを実行する。(2.6.(3)を参照)

sweep from wallとsweep across cutの2種類に分けられており、前者は $i = IWS \sim IWE$ において $4 \leq j \leq JM-2$ を解くものであり、後者は $3 \leq i \leq IWS-1$ あるいは $IWE+1 \leq i \leq lm-2$ においてcutを横切って解くものである。

連立方程式によって解かれた結果を $q(i, j, 3+1)$ ($1=1, 2, 3$)にstoreする。

<変数の意味>

ak :
 al :
 am : } (2.5.9)式の左辺の
 係数マトリックス K, L, M, N, O
 an :
 ao : }
 fe : (2.5.9)式の右辺のベクトルすなわち Δq^*

4.12 サブルーチンpressbc

<機能>

壁面部の圧力の境界条件のための係数マトリックスを計算するルーチン。(2.6.21)式を参照)

<変数の意味>

bb : マトリックス B^B

cb : マトリックス C^B

4.13 サブルーチンmateta

<機能>

点 (i, j) で η -sweep のための係数マトリックス K, L, M, N, O と右辺のベクトル q_i^* を計算する。(2.5.9), (2.5.10)式を参照)

$$\left. \begin{array}{l} ak : \\ al : \\ am : \\ an : \\ ao : \end{array} \right\} \text{係数マトリックス } K, L, M, N, O$$

4.14 サブルーチンpenta3

<機能>

3×3 マトリックスを要素とするブロック 5 重対角行列 solver

<変数の意味>

受け渡しする変数は common / penta / 中にある。

入力

n : 未知数 (ベクトル量) の数

$$\left. \begin{array}{l} a(3, 3, 1) : \\ b(3, 3, 1) : \\ c(3, 3, 1) : \\ d(3, 3, 1) : \\ e(3, 3, 1) : \end{array} \right\} \text{左辺の係数マトリックス。} c \text{ が対角成分。}$$

$f(3, 1)$: 右辺ベクトル

出力

$x(3, 1)$: 計算結果

作業領域

$$\left. \begin{array}{l} s(3, 3, 1) : \\ h(3, 3, 1) : \\ u(3, 3, 1) : \\ v(3, 3, 1) : \end{array} \right\} \text{計算処理のための作業領域}$$

4.15 サブルーチンludc

<機能>

3×3 マトリックス a を L-U 分解するルーチン。

サブルーチン penta 3 の下で用いられる。

4.16 サブルーチンupdate

<機能>

q と Δq の値を全領域で新しい時間ステップでの値に更新するルーチン。

この処理は以下の 3 つに分けられる。

- 1) 単純に $q^{*+1} = q^* + \Delta q^*$ として更新される点。
- 2) 境界条件によって更新される点。
 - 剛体壁上においては (2.6.19) あるいは (2.6.21) 式を用いて更新する。
 - left & right boundary においては (2.6.2) 式 (zero extrapolation) で更新する。
- 3) 更新せず、初期値がそのまま残る。
 - 翼面上あるいは top boundary 上。

4.17 サブルーチンresid

<機能>

計算の各時間ステップでの収束状況を表示するルーチン。

サブルーチン名は残差 (residual) に由来する。

出力する情報は以下の通りである。

- it : 通算時間ステップ数
- its : 本ジョブでの時間ステップ数
- $dspave$: 速度変化量の絶対値の全計算点での平均値
- $$(\sum \sqrt{\Delta u^2 + \Delta v^2}) / N$$
- $dpave$: 圧力変化量の絶対値の全計算点での平均値
- $$(\sum |\Delta p|) / N$$
- $ispmax$: 速度変化量の絶対値 $\sqrt{\Delta u^2 + \Delta v^2}$ が最大である i の値
- $jspmax$: 速度変化量の絶対値 $\sqrt{\Delta u^2 + \Delta v^2}$ が最大である j 点の値
- $dspmax$: 速度変化量の絶対値が最大である点での $\sqrt{\Delta u^2 + \Delta v^2}$
- $dumax$: 速度変化量の絶対値が最大である点での Δu の値
- $dvmax$: 速度変化量の絶対値が最大である点での Δv の値
- $ipmax$: 圧力変化量の絶対値 $|\Delta p|$ が最大である i 点
- $jpmax$: 圧力変化量の絶対値 $|\Delta p|$ が最大である j 点
- $jpmax 2$: 圧力変化量の絶対値 $|\Delta p|$ が最大である点での Δp

4.18 サブルーチン eddy

<機能>

渦粘性係数 ν_t を計算し、配列 $q(i, j, 7)$ に格納するルーチン。

流れは層流と乱流とに分けられ、高レイノルズ数の流れは乱流となる。この乱流モデルにおける渦粘性係数 ν_t を表す式は剛体壁上と伴流中とで形が異なる。前半では剛体壁上での処理を行い、後半では伴流中での処理を行っている。(2.7を参照)

準定常的に計算するので時間ステップ10回に1回 call される。

<変数の意味>

- ieddy : 乱流スイッチ
1でないとき層流とみなし、 ν_t にすべてゼロを代入する。1のときは乱流とみなし、 ν_t を計算する。
- tauw : 壁面剪断力 τ_w ((2.7.11)式を参照)
- omega(j) : j番目の点での渦度 ω の絶対値 ((2.7.3)式を参照)
- enp : n^+ ((2.7.5)式を参照)
- el : 混合距離 l ((2.7.4)式を参照)
- edin(j) : j番目の点における内層での ν_t , $(\nu_t)_{inr}$ ((2.7.2)式を参照)
- ef(j) : j番目の点での $F_{(n)}$ ((2.7.15)あるいは(2.7.17)式を参照)
- edout(j) : j番目の点における外層での ν_t , $(\nu_t)_{our}$ ((2.7.12)式を参照)

4.19 サブルーチン output

<機能>

計算結果をファイルに出力するルーチン。

出力ファイルの内容形式は入力ファイルの内容形式と同一なので、initiaを参照のこと。従って出力ファイルを新たな初期値として計算を再開することができる。

5. 入力データ

本章では、ファイルから読み込む入力データに関して、書式・意味・制限事項・他のプログラムとのつながり等について述べる。

5.1 書式と意味

1) gridデータ

gridデータは書式付きデータである。各変数の意味を以下に示す。図10にはプログラム中での入力部分を示す。

(224)

	(書式)	(意味)
nfin	A50	初期流場データ・ファイルの名前
nfout	A50	メインプログラムの処理結果を出力するファイルの名前
nfgird	A50	格子データ・ファイルの名前
ic	I5	コメント行数。A72の書式でic回読み込みをする。コメントがないときは0を入れる。
chara	A72	コメントそのもの
im	I5	i方向のグリッド数
jm	I5	j方向のグリッド数。ただし、2.6(1)に示めさるようこのJMの値より2小さい。
iws	I5	翼後縁の点のi方向の番号。cutの下側。
iwe	I5	翼後縁の点のi方向の番号。cutの上側。
p(i,j,l)	G15.7 (l=1,2)	(i,j)番目の点の(x,y)座標。

2) 流場データ

流場データは書式なしデータである。

ここで入力する変数はNNERS, it, im, jm, iws, iwe, ieddy, time, re, omx, ome, dt, theta, th, beta, econv, $q(i, j, l)$ ($1 \leq i \leq IM$, $1 \leq j \leq JM$, $l \leq 1 \leq 7$) である。頭文字がi~nで始まる変数はすべて実精度整数であり、それ以外はすべて倍精度実数である。各変数の意味は4.7に示されている。図11にはプログラム中での実際の入力部分を示す。

5.2 制限事項及び他のプログラムとのつながり

- 1) nfin, nfout, nfgird は Sun システムで実行する場合に指定するものである。ACOS システムで実行する場合は、JCL 中でこれらのファイル名を指定する。
- 2) 5-1-1)の grid データは grid 生成プログラム WING2D に合わせたものであるが、書式を合わせればユーザーが独自に作成したデータを使用してもよい。
- 3) 流場データは本プログラムの出力データをそのまま入力データとするか、或は、NICE2D に付属のユーティリティ・プログラムである INIT を用いて作成したデータを使用する。また、書式さえ合わせれば、ユーザーが独自に作成したデータも使用可能である。

```

      program nice2d
c..... computation of 2-d turbulent flow psat a wing
c      using iaf method.
      .
      .
      .
      common /qxe/ dqxe(imo, jmo, 3)
      character nfgrid*50, nfin*50, nfout*50
      write(6, *) '*** NICE2D ***'
      write(6, *) ' 2-D NS solver for flows past a wing section.'
21  write(6, *) ' enter name of initial flow file'
      read(5, 100) nfin
100  format(a50)
      write(6, *) ' name of initial flow file=', nfout, ' ok?... (1/2) '
      read(5, *) ians
      if(ians.ne.1) go to 21
22  write(6, *) ' enter name of out flow file '
      read(5, 100) nfout
      write(6, *) ' name of output flow file=', nfout, ' OK?... (1/2) '
      read(5, *) ians
      if(ians.ne.1) go to 22
23  write(6, *) ' enter name of grid file'
      read(5, 100) nfgrid
      write(6, *) ' name of grid file=', nfgrid, ' OK?... (1/2) '
      read(5, *) ians
      if(ians.ne.1) go to 23
24  write(6, *) ' enter number of iterations itn'
      read(5, *) itn
      write(6, *) ' itn=', itn, ' OK?... (1/2) '
      read(5, *) ians
      if(ians.ne.1) go to 24
      call diff
      .
      .
      stop
      end

      subroutine metric(nfgrid)
c..... read-in grid from file and computes metrics.
      implicit real*8 (a-h, o-z)
      parameter (imo=202, jmo=52)
      * common /param/ nvers, im, jm, iws, iwe, ieddy, time, re, omx(3), ome(3),
      dt, theta, th, beta, econv, unit(3, 3), unit3(3, 3), itrans
      common /qdq/ p(imo, jmo, 7)
      logical ipt
      .
      .
      .
c..... read-in grid data
      open(21, file=nfgrid)
      rewind(21)
      read(21, 200) ic
200  format(i5)
      do 9 i=1, ic
      read(21, 201) chara
201  format(a72)
      9 continue
      read(21, 202) im, jm, iws, iwe
202  format(4i5)
      jm=jm+2
      write(6, *) ' im, jm, iws, iwe=', im, jm, iws, iwe
      do 50 i=1, im
      do 50 j=3, jm
      read(21, 203) (p(i, j, l), l=1, 2)
203  format(2g15.7)
      50 continue
c..... extension below cut
      do 51 i=1, iws
      ie=im+1-i
      .
      .
      .
      return
      end

```

図10 grid データの入力部分のプログラム・リスト

```

subroutin initia(it,nfin)
c.....read-in initial conditions and parameters from file 20
implicit real*8 (a-h,o-z)
parameter (imo=202,jmo=52)
common /qdq/ q(imo,jmo,7)
common /param/ nvers,im,jm,iws,iwe,ieddy,time,re,omx(3),ome(3),
*          dt,theta,th,beta,econv,unit(3,3),unit3(3,3),itrans
character nfin*50
write(6,*)'Please wait....reading initial flow data.'
open(20,file=nfin,form='unformatted')
rewind(20)
read(20) nvers
if(nvers.eq.1) then
  read(20) it,im,jm,iws,iwe,ieddy,time,re,omx(1),omx(2),omx(3),
          ome(1),ome(2),ome(3),dt,theta,th,beta,econv,itrans
  do 22 i=1,im
  do 22 j=1,jm
    read(20) (q(i,j,l),l=1,7)
22 continue
endif
.
.
.
return
end

```

図11 流場データの入力部分のプログラム・リスト

6. 出力データ

本章では、画面或はファイルに書き出される出力データに関して、書式・意味・制限事項・他のプログラムとのつながり等について述べる。

6.1 書式と意味

1) 画面への出力（書式付き）

計算の途中経過として、収束状況が画面に表示される。バッチ処理の場合は終了時にプリントアウトされる。

it, its, ispmx, jspmx, ipmx, jpmx等の書式はI4で表され、dspave, dpave, dspmx, dumax, dvmax, dpmax 2等の書式はE12.4で表される。これらの意味については4.17に示されている。

2) ファイルへの出力される流場データ（書式無し） ((5.1.2)と同じ)

6.2 他のプログラムとのつながり

1) NICE 2Dの再実行をする場合の入流場データ

(226)

として使用される。

2) NICE2Dの処理結果データを作図するプログラム(plot program)の入力データとなる。

7. 計算手順

本章では、本プログラムを実際に計算機上で走らせるときの手順を、ワークステーションを用いて対話的に走らせる場合と、大型機上でバッチジョブとして走らせる場合について説明する。

7-1 ワークステーション用(Sun 3, Sun 4)

本プログラムは米国サン・マイクロシステムズ社製Sun 3及びSun 4ワークステーションを用いて開発された。ただし、ワークステーションの標準入出力装置すなわちキーボードとディスプレイのみを用いているので、FORTRAN77をサポートしているワークステーションであればどれでも走る。以下にその際の手順を示す。

1) 使用ファイル

① 入力ファイル

: 流場データファイル

計算の初期状況および計算パラメータを与える。

gridデータファイル

格子点の座標データ

② 出力ファイル

: 流場データファイル

計算結果として得られたデータ。

2) 実行

① メインプログラムの実行を指示する。

② 入力流場データのファイル名をキーボードから入力する。

: ファイル名を確認後“1”をタイプインする。
 (“yes”の意味)

③ 出力流場データのファイル名をキーボードから入力する。

: ファイル名を確認後“1”をタイプインする。

④ gridデータのファイル名をキーボードから入力する。

: ファイル名を確認後“1”をタイプインする。

⑤ 計算処理の回数を入力する。

: 計算処理回数を確認後“1”をタイプインする。

⑥ パラメータの内容修正を行うかの問い合わせ

: 入力流場データ中のパラメータの内容を変更するかの問い合わせで、修正する場合はその項の番号を入力し、次の問い合わせで修正値をタイプインする。修正値を確認後“1”をタイプインする。

⑦ パラメータ変更の内容がすべて確認された後、“1”をタイプインする。

3) 結果

① 実行途中の収束状況データはディスプレイ上に表示される。

② 実行結果は流場データファイルに出力される。

: このデータはplot処理の入力になると同時にメインプログラムの再処理(継続)の入力データともなる。

4) 実行例

次に2)での実行例を示す。

7-2 大型機用(ACOS)

以下に、船舶技術研究所中央計算機であるACOSを用いてバッチジョブとして計算を行う場合の手順を

示す。ただし、FORTRAN77をサポートしている大型機であればどの機種でも走る。

1) 使用ファイル

① 入力ファイル

: 流場データファイル

計算の初期状況および計算パラメータを与える。

gridデータファイル

格子点の座標データ

② 出力ファイル

: 流場データファイル

計算結果として得られたデータ。

2) 実行

① メインプログラム実行の為のJCLを作成する。

(a) 入力流場データのファイル名を指定

(b) 出力流場データのファイル名を指定

(c) gridデータのファイル名を指定

(d) 計算処理回数を指定

(e) パラメータの修正を行うか否かを指示する。

: 入力流場データ中のパラメータの内容を修正する場合、7-1の会話型処理と同様の手順でその項の番号と修正内容を指示する。

修正が終了した場合は“1”を入力する。パラメータの修正を全く必要としない場合は“1”を入力する。

② JCLの実行

3) 結果

① 処理結果を検討し、収束が不十分な場合は再計算させる。

(a) 前回の計算結果である出力流場データファイルを入力として使用する。

(b) 再実行を行う。

② 求める収束結果を得るまで再実行を繰り返す。

③ 最終の実行結果を用いてプロット等の後処理を行う。

4) データ変換処理

3)で出力されたデータは書式無しで出されている為、そのままでは他システムにデータを移すことはできない。従って、書式付きにデータを変換する。

① 使用ファイル

(a) 入力ファイル

: メインプログラムの実行結果の出力ファイル

(b) 出力ファイル

: 書式付きデータ用ファイル

```

Atom% newnice2d
**** NICE2D ****
  2-D NS solver for flows past a wing section.
enter name of initial flow file
initcheckfl
  name of initial flow file=initcheckfl
  OK?... (1/2)
1
enter name of output flow file
outcheckfl
  name of output flow file=outcheckfl
  OK?... (1/2)
1
enter name of grid file
gridcheckdata
  name of grid file=gridcheckdata
  OK?... (1/2)
1
enter number of iterations itn
10
  itn= 10 OK?... (1/2)
1
Please wait....reading grid data and computing metrics.
in,jm,iws,iwe= 51 17 11 41
Please wait....reading initial flow data
  im= 51 jm= 17 iws= 11 iwe= 41

select parameter to be modified
1 **End of parameter modification
2 : re = 100.000000000000
3 : ieddy = 0
4 : omx(1)= 1.000000000000 (2)= 1.000000000000 (3)= 1.000000000000
5 : ome(1)= 1.000000000000 (2)= 1.000000000000 (3)= 1.000000000000
6 : dt = 1.000000000000D-01
7 : theta = 1.000000000000
8 : beta = 1.000000000000
9 : it = 0 time= 0.
10 : itrans= 0
1
  it its dspave dpave ispmax jspmax dspmax dumax dvmax ipmax jpmax dpmax2
  1 1 0.2414E-01 0.4469E-01 42 6 0.9207E-01 -0.8753E-01 -0.2853E-01 25 3 0.3876E+00
  2 2 0.1786E-01 0.3136E-01 25 6 0.8542E-01 -0.8081E-01 -0.2767E-01 25 3 0.5131E+00
  3 3 0.1327E-01 0.1749E-01 20 10 0.4626E-01 0.8611E-01 -0.4545E-01 26 3 0.1639E+00
  4 4 0.1162E-01 0.1313E-01 19 11 0.3792E-01 0.1029E-01 -0.3650E-01 26 3 0.1534E+00
  5 5 0.1105E-01 0.9876E-02 30 9 0.3773E-01 0.3197E-01 0.2004E-01 26 3 0.1122E+00
  6 6 0.1052E-01 0.7883E-02 29 8 0.3783E-01 0.3270E-01 0.1901E-01 28 3 -0.5795E-01
  7 7 0.9995E-02 0.7027E-02 30 9 0.3589E-01 0.3214E-01 0.1598E-01 28 3 -0.5090E-01
  8 8 0.9525E-02 0.6582E-02 30 9 0.3372E-01 0.3030E-01 0.1478E-01 28 3 -0.4317E-01
  9 9 0.9130E-02 0.6242E-02 30 9 0.3147E-01 0.2821E-01 0.1395E-01 28 3 -0.3650E-01
 10 10 0.8782E-02 0.5990E-02 30 9 0.2923E-01 0.2608E-01 0.1318E-01 28 3 -0.3164E-01
Please wait....writing out output flow data.
Atom%

```

図12 Sun 上で実行例

- ② JCL の作成
- (a) メインプログラムの実行結果のファイル名を指定
: ASSIGN文のFF20で指定する。
- (b) 変換結果用の出力ファイル名を指定
: ASSIGN文のFF30で指定する。
- ③ ファイルを作成
: 変換結果出力用のファイルを作成する。
- ④ 実行
: ②で作成した JCL を実行する。
- ⑤ 結果
: データ変換処理をしたメインプログラムの実行結果を MT にセーブする。
- 5) 実行例
次に2)と4)の実行例を示す。
- ① メインプログラム処理

```

YJOB MAIN_PROG CLASS=Y;
YFOR77SX INLIB=PRP.MATSUDA.PROG MEMBER=NEWNICE2D NOSOURCE FATAL
VECTOR=NOMSG;
YLINK NICE2DBT NOLIST;
YSTEP NICE2DBT FILE=TEMP;
YASSIGN SIN EFN1 FILESTAT=SYSIN;
YASSIGN SPR CPR FILESTAT=SYSOUT;
YASSIGN FF20 PRP.MATSUDA.EXPINTOF;
YASSIGN FF21 PRP.MATSUDA.EXPGRIDD;
YASSIGN FF23 PRP.MATSUDA.EXPMANFS VOLGROUP=PUBLIC NORMAL=RECAT
ABNORMAL=DELETE;
YALLOCATE FF23 SIZE=20 UNIT=TRACK;
YDEFINE FF23 INCRSZ=5 DATAFORM=SARF RECFORM=VB
BLOCKSZ=3200 RECSIZE=80;

YENDSTEP;
YINPUT EFN1;
100
1
2
1000000
1
YENDINPUT;
YENDJOB;

```

図13 ACOS 上での実行例

② データ変換処理

```

YJOB CONVGFIL_PROG CLASS=Y;
YFORTRAN77 INLIB=PRP.MATSUDA.PROG MEMBER=NEWFORMCONV NOSOURCE;
YLINK NEWCONVF NOLIST;
YSTEP NEWCONVF FILE=TEMP;
YASSIGN FF20 PRP.MATSUDA.INTCKOFL;
YASSIGN FF30 PRP.MATSUDA.FRMINTFL VOLGROUP=PUBLIC01 NORMAL=RECAT
ABNORMAL=DELETE;
YALLOCATE FF30 SIZE=30 UNIT=TRACK;
YDEFINE FF30 INCRSZ=10 DATAFORM=SARF RECFORM=FB
BLOCKZ=3200

YENDSTEP;
YENDJOB;

```

図14 変換処理の実行例

8. 計算例

本章では、本プログラム(NICE2D)を次のような計算条件によって処理した結果を図に示す。

1) 計算パラメータ

<計算条件>

- ① itn = 5000
- ② re = 10^6
- ③ ieddy = 1
- ④ omx(1) = 5.0 (×3)

⑤ ome(1) = 5.0 (×3)

⑥ dt = 0.002

⑦ theta = 1.0

⑧ beta = 1.0

⑨ itrans = 1

2) 格子

本計算で行った格子の点数は

$im = 121, jm = 43, iws = 31, iwe = 91$

である。図15に格子の全体図を、図16に翼断面近傍の格子を拡大したものを示す。

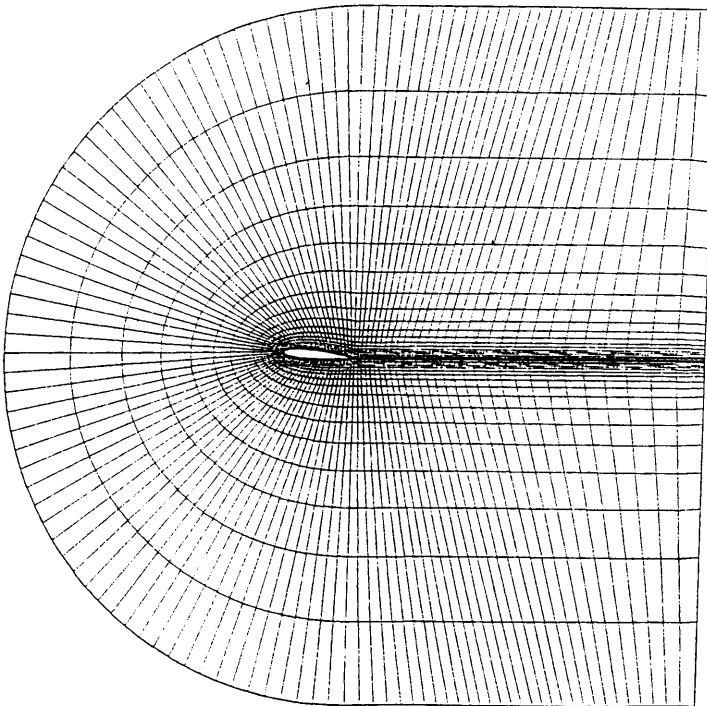


図15 格子全体図

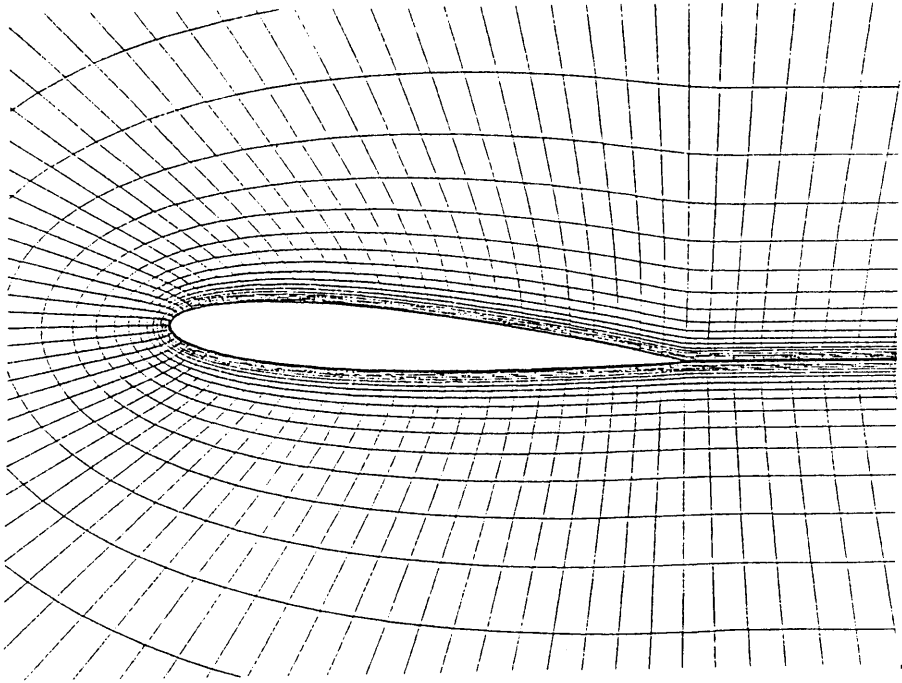


図16 格子全体図

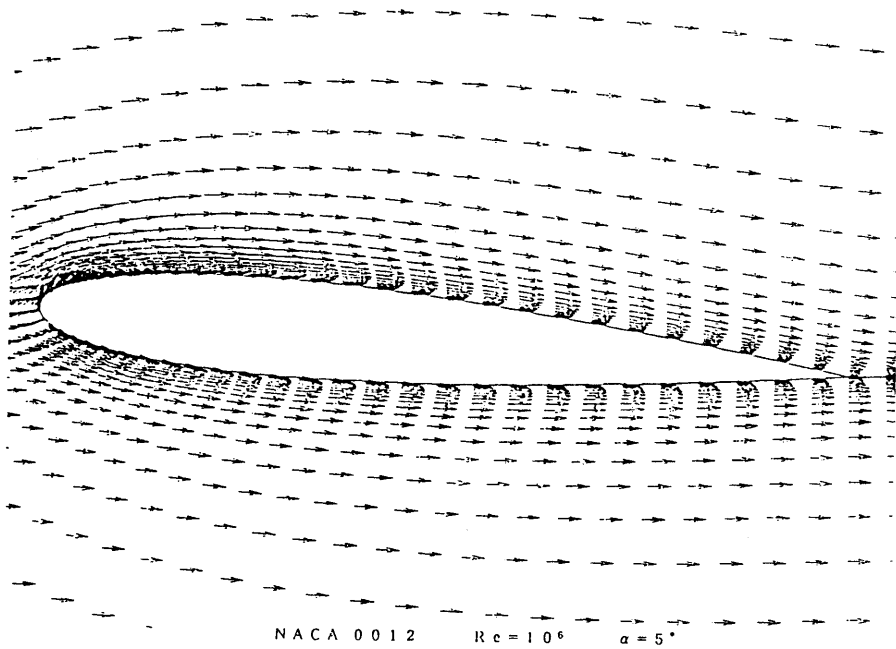


図17 速度ベクトル図

3) 計算結果

図17は翼周りの流れの速度をベクトルで表したものである。剝離はみられない。

図18は翼周りの圧力分布を表したものである。

なお、実践は $C_p = 0, 0.05, \dots$ 示し、

破線は $C_p = -0.05, -0.1, \dots$ を示す。

又、最大及び最小の圧力は次の通りである。

$C_{p_{\max}} = 0.98, C_{p_{\min}} = -1.47$

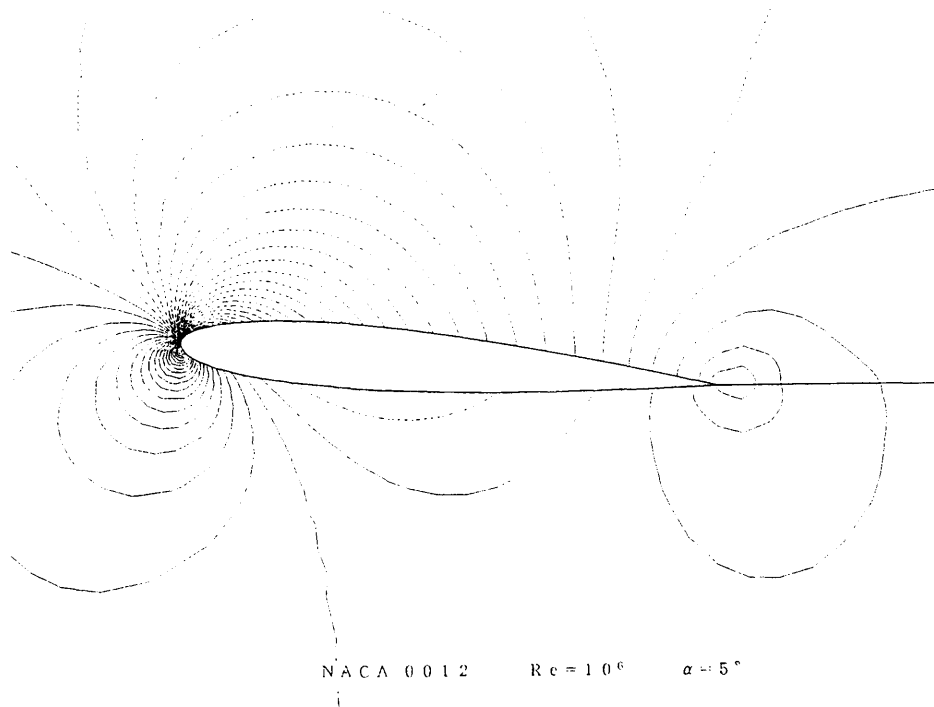


図18 圧力分布図

図19はレイノルズ数が 10^6 で迎角が5度ときの翼表面上における圧力分布を表したものであり、翼型はNACA0012である。又、参考文献¹⁰⁾(P.462, 463)の図から読んだ揚力係数及び抗力係数の値は次の通りである。

$$C_l = 0.54, C_d = 0.078$$

これに対し、本計算では

$$C_l = 0.44, C_d = 0.018$$

であった。

図20はレイノルズ数が 10^4 で迎角が0度ときの翼表面上における圧力分布を表したものである。実線はMEHTAによる計算値⁹⁾を示したものである。○印は本プログラムでの計算結果を示したものであり、MEHTAの曲線とはほぼ一致している。又、剝離点の位置もよく一致している。

図21は渦粘性係数の分布状態を渦粘性係数 $\nu_t = 0$ より 0.05×10^{-4} づつの間隔で描いたものである。