コロケーション格子を用いた LES の計算精度改善に関する一考察*

稲垣 昌英^{*1}, 安倍 賢一^{*1}An Improvement of Prediction Accuracy of Large Eddy Simulation
on Colocated Grids

Masahide INAGAKI and Ken-ichi ABE

With the recent advances in computers, large eddy simulation (LES) has become applicable to engineering prediction. However, most cases of the engineering applications need to use the nonorthogonal curvilinear coordinate systems. The staggered grids, usually used in LES in the orthogonal coordinates, don't keep conservative properties in the nonorthogonal curvilinear coordinates. On the other hand, the colocated grids can be applied in the nonorthogonal curvilinear coordinates without losing its conservative properties, although its prediction accuracy isn't so high as the staggered grid's in the orthogonal coordinates especially with the coarse grids. In this research, the discretization method of the colocated grids is modified to improve its prediction accuracy. Plane channel flows are simulated on four grids of different resolution using the modified colocated grids and the original colocated grids. The results show that the modified colocated grids have higher accuracy than the original colocated grids.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Finite Difference Method, Incompressible Flow, Large Eddy Simulation, Colocated Grid, Conservative Property, Plane Channel Turbulence

1. 緒 言

近年のコンピュータの発達に伴い、乱流の三次元非定常計算には工学的にも大きな期待が寄せられている。そのような乱流計算の方法としては、Direct Numerical Simulation (DNS) と Large Eddy Simulation (LES) が挙げられるが、DNS の高レイノルズ数における適用は現在のところ困難であるため、工学上の実用的な乱流計算への適用は LES に限られるといえる。一方、類似の計算手法として Kawamura-Kuwahara スキーム⁽¹⁾などの風上差分法を用いた疑似直接解法が挙げられるが、風上差分法がもつ数値粘性が乱流場に与える影響は小さくないと考えられる⁽²⁾ため、計算精度の点で LES に期待がもたれる。

ところで、LES を複雑形状に対する実用的な流れ解析に用いる場合、一般座標系の使用が不可欠となる。LES では、用いるサブグリッドスケール (SGS) モデルの精度だけでなく、離散化手法のもつ特性が計算精度に大きな影響を与えるため、一般座標系へ拡張する際に用いる離散化手法には十分な注意が必要となる。

一般に、離散化手法として最も計算精度が高いものはスペクトル法であるが、その適用は単純な形状の流れ場に限られる。より形状への適応性が高い差分法による LES としては、スタガード格子を用いたものが以前から行なわれ、十分な計算格子を用いれば高精度な解が得られることが確かめられている⁽³⁾。

スタガード格子を用いた LES が高精度な結果を与える要因として、対流項および圧力項が運動エネルギーを保存する特性を有していることが挙げられる⁽⁴⁾。逆に、このような特性を有する差分スキームを用いることが LES の計算精度を保証する上で重要であるといえる。ところが、スタガード格子を一般座標系へ拡張した場合、対流項の運動エネルギー保存性が満たされず、さらには運動量を保存することさえ困難な場合があり⁽⁵⁾、複雑形状の格子に対して必ずしも高精度が保証されとは限らない。

差分法による LES のもう一つの方法として、コロケーション格子を用いたものが挙げられる。持田ら⁽⁶⁾は角柱まわりの流れ解析をコロケーション格子を用いた LES で行なっている。また、DNS においても佐竹・笠木⁽⁷⁾や太田・梶島⁽⁸⁾はチャネル流れ等の解析にコロケーション格子を用い、十分な精度が得られると報告

* 原稿受付 1997 年 10 月 20 日。

^{*1} 正員, (株)豊田中央研究所 (〒480-1192 愛知県愛知郡長久手町大字長瀬字横道 41-1)。

している。これに対し、最近の研究⁽⁹⁾では、コロケーション格子はスタガード格子と比べ計算精度が大きく低下することがチャンネル流れのLESにおいて報告されている。その中では、コロケーション格子は、対流項は運動エネルギーを保存するが圧力項は運動エネルギーを保存しないことが、精度低下の原因として挙げられている。このようなコロケーション格子の精度に関する評価の違いの理由としては、上記LESでは二次精度差分を用いているのに対しDNSでは四次精度差分を用いていることや格子解像度の違いが考えられる。

以上の事情を踏まえた上で、本研究では、

- (1) より離れた位置の値を参照する四次精度差分（例えば文献⁽¹⁰⁾では stencil が 7）は、一般座標系を用いた複雑形状に対する実用的な流れ解析には使いづらい。
- (2) コロケーション格子は圧力項の運動エネルギー非保存性の問題があるが、対流項の運動エネルギー非保存性は満たすことができ、一般座標系へ拡張した場合においてもこの特性は満足される⁽¹¹⁾。

ことを重視し、二次精度コロケーション格子の部分的な改良による計算精度の改善を行なった。本報では、改良部分の具体的な定式化を示すと同時に、チャンネル流れにおいて二次精度スタガード格子（デカルト座標系スタガード格子）および従来の二次精度コロケーション格子との計算精度の比較を行ない、今回行なった改良の効果について検証を行なう。

2. 記 号

- δ : チャンネル半幅
- Δt : 計算時間間隔
- h_i : i 方向の格子間隔
- p : 圧力
- ϕ_{ii} : 圧力歪み相関 (i 成分)
- Re_τ : レイノルズ数 $= u_\tau \delta / \nu$
- t : 時間
- u_i : i 方向速度成分 (u_1, u_2, u_3) $= (u, v, w)$
- u'_i : i 方向変動速度成分
(u'_1, u'_2, u'_3) $= (u', v', w')$
- U_i : セル界面における i 方向速度成分
(コロケーション格子)
- u_τ : 壁面摩擦速度
- x_i : i 方向座標 (x_1, x_2, x_3) $= (x, y, z)$
- ν : 動粘性係数
- ν_t : SGS の乱流動粘性係数
- ρ : 密度
- ()⁺: u_τ と ν による無次元量

$\langle \rangle$: アンサンブル平均

3. 計算方法

3.1 基礎方程式 基礎方程式は、フィルタを施した非圧縮性流体の連続の式、および Navier-Stokes 方程式である。SGS モデルには、Smagorinsky Model を用いる。なお、以下で使用する物理量はすべてフィルタを施したものである。

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \nu_t &= (Cs f \Delta)^2 \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2} \\ \Delta &= (h_1 h_2 h_3)^{1/3}, \quad Cs = 0.1 \\ f &= \sqrt{1 - \exp \left(- \left(\frac{y^+}{25} \right)^3 \right)} \end{aligned}$$

なお、圧力項には $2/3 K_{SGS}$ (K_{SGS} : SGS の乱流エネルギー) が含まれる。

3.2 スタガード格子 スタガード格子 (図1) は、圧力 p はセル中心で定義するが、速度成分 u_i は i 方向に半格子ずれたセル界面で定義する。連続の式は圧力の定義点上で、Navier-Stokes 方程式は各速度成分の定義点上で離散化される。

Fig.1 Staggered grid in x_1 - x_2 plane

二次精度中心差分を用いたスタガード格子の場合、連続の式は次のように差分化される。

$$\frac{\delta u_j}{\delta x_j} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta x_1} \Big|_{x_1, x_2, x_3} &= \frac{f(x_1 + h_1/2, x_2, x_3) - f(x_1 - h_1/2, x_2, x_3)}{h_1} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

また、速度成分定義点における圧力勾配も同様に、

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\delta p}{\delta x_i} \dots\dots\dots (5)$$

と差分化される。

説明を簡単にするため、圧力の解法としてフラクショナルステップ法⁽¹²⁾を用いるとすると、速度成分の

中間値（圧力項を除いた速度成分） u_i^* と次の時刻の速度成分 u_i^{n+1} が以下の式で関係づけられる。

$$u_i^{n+1} = u_i^* - \Delta t \frac{\delta p}{\delta x_i} \quad (6)$$

式(3), (6)を組み合わせるにより、次の圧力のポアソン方程式が得られる。

$$\frac{\delta}{\delta x_j} \left(\frac{\delta p}{\delta x_j} \right) = \frac{1}{\Delta t} \frac{\delta u_j^*}{\delta x_j} \quad (7)$$

3.3 コロケーション格子 コロケーション格子(図2)では、速度成分 u_i および圧力 p をセル中心で定義するとともに、セル界面においても速度成分 U_i を定義する。Navier-Stokes 方程式は u_i に対して解かれるが、連続の式はセル中心において U_i を用いて評価される。

Fig.2 Colocated grid in x_1 - x_2 plane

二次精度中心差分を用いたコロケーション格子の場合、連続の式は次のように差分化される。

$$\frac{\delta U_j}{\delta x_j} = 0 \quad (8)$$

また、 U_i の定義点における圧力勾配はスタガード格子と同様に、

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\delta p}{\delta x_i} \quad (9)$$

と差分化される。

ところで、コロケーション格子では U_i は直接には解かれていないため、 u_i を用いた補間により与える必要がある。通常、二次精度差分を用いる場合には、

$$U_i^{n+1} = \overline{u_i^{*x_i}} - \Delta t \frac{\delta p}{\delta x_i} \quad (10)$$

とする。ここで、

$$\begin{aligned} \overline{f^{x_1}} \Big|_{x_1, x_2, x_3} &= \frac{f(x_1 + h_1/2, x_2, x_3) + f(x_1 - h_1/2, x_2, x_3)}{2} \quad (11) \end{aligned}$$

コロケーション格子の場合の圧力のポアソン方程式は、式(8), (10)を組み合わせて得られる次式となる。

$$\frac{\delta}{\delta x_j} \left(\frac{\delta p}{\delta x_j} \right) = \frac{1}{\Delta t} \frac{\delta U_j^*}{\delta x_j} \quad (12)$$

上式左辺はスタガード格子での式(7)の左辺と一致しており、スタガード格子と同様に圧力の振動を回避できることが期待できる⁽¹³⁾。

また、 u_i の定義点における圧力勾配は通常、

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\delta_2 p}{\delta_2 x_i} \quad (13)$$

と差分化される。ここで、

$$\begin{aligned} \frac{\delta_2 f}{\delta_2 x_1} \Big|_{x_1, x_2, x_3} &= \frac{f(x_1 + h_1, x_2, x_3) - f(x_1 - h_1, x_2, x_3)}{2h_1} \quad (14) \end{aligned}$$

3.4 改良したコロケーション格子 コロケーション格子の離散化式をスタガード格子の離散化式と比較した場合、連続の式の部分に大きな違いがあると考えられる。スタガード格子では速度成分 u_i がセル界面上に配置されているため、連続の式を特に補間なしで離散化できるのに対し、コロケーション格子ではセル界面上の速度成分 U_i を u_i の補間を用いて見積もる必要がある(図3)。従来のコロケーション格子では前述したように式(10)を用い、 u_i^* の補間に際して線形補間が用いられてきた。

Fig.3 Discretization of Continuity Eq.

ところが⁸、フィルター幅 $\tilde{\Delta}$ の x_i 方向のフィルタ操作は以下のような差分式で近似される⁽¹⁴⁾。

$$\tilde{f}^{x_i} = \overline{f^{x_i}} + \frac{\gamma^2 - 3}{3} (\overline{f^{x_i}} - \overline{f^{2x_i}}) \quad (15)$$

$$\gamma = \tilde{\Delta} / h_i$$

ここで、

$$\begin{aligned} \overline{f^{2x_1}} \Big|_{x_1, x_2, x_3} &= \frac{1}{16} \{ -f(x_1 + 3h_1/2, x_2, x_3) \\ &\quad + 9f(x_1 + h_1/2, x_2, x_3) + 9f(x_1 - h_1/2, x_2, x_3) \\ &\quad - f(x_1 - 3h_1/2, x_2, x_3) \} \quad (16) \end{aligned}$$

上式から、線形補間〔式(11)〕は x_i 方向に $\sqrt{3}h_i$ のフィルタ操作を行なっていることに相当することが分かる。本研究では、この線形補間による連続の式に対する実質格子解像度の低減が計算精度低下の一因であると考え、補間方法を以下のような四点補間に変更した。

$$U_i^{n+1} = \overline{u_i^{*2x_i}} - \Delta t \frac{\delta p}{\delta x_i} \quad (17)$$

この u_i^* の補間は式(15)で $\gamma = 0$ とした場合に一致しており、 U_i を余計なフィルタ操作がかからないレベルで見積もることができると考えられる。

式(10)と式(17)の補間方法の違いは、圧力のポアソン方程式(12)の右辺に対する離散化の違いとして圧力場に影響を及ぼす。式(10)の線形補間を用いた場合、速度の中間値の空間勾配は

$$\begin{aligned} \left. \frac{\delta U_1^*}{\delta x_1} \right|_{x_1, x_2, x_3} &= \frac{1}{h_1} \left\{ \bar{u}_1^{x_1} \left(x_1 + \frac{1}{2} h_1, x_2, x_3 \right) \right. \\ &\quad \left. - \bar{u}_1^{x_1} \left(x_1 - \frac{1}{2} h_1, x_2, x_3 \right) \right\} \\ &= \frac{1}{2h_1} \{ u_1^*(x_1 + h_1, x_2, x_3) - u_1^*(x_1 - h_1, x_2, x_3) \} \\ &= \frac{\delta_2 u_1^*}{\delta_2 x_1} \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

となり、 u_i^* に対する格子幅 $2h_i$ の二次中心差分により見積もっていることになる。一方、式(17)の四点補間を用いた場合は

$$\begin{aligned} \left. \frac{\delta U_1^*}{\delta x_1} \right|_{x_1, x_2, x_3} &= \frac{1}{h_1} \left\{ \bar{u}_1^{2x_1} \left(x_1 + \frac{1}{2} h_1, x_2, x_3 \right) \right. \\ &\quad \left. - \bar{u}_1^{2x_1} \left(x_1 - \frac{1}{2} h_1, x_2, x_3 \right) \right\} \\ &= \frac{1}{4} \left[\frac{1}{2h_1} \{ u_1^*(x_1 + h_1, x_2, x_3) \right. \\ &\quad \left. - u_1^*(x_1 - h_1, x_2, x_3) \} \right] \\ &\quad + \frac{3}{4} \left[\frac{1}{12h_1} \{ -u_1^*(x_1 + 2h_1, x_2, x_3) \right. \\ &\quad \left. + 8u_1^*(x_1 + h_1, x_2, x_3) - 8u_1^*(x_1 - h_1, x_2, x_3) \right. \\ &\quad \left. + u_1^*(x_1 - 2h_1, x_2, x_3) \} \right] \dots\dots\dots (19) \\ &= \frac{5}{4} \left(\frac{\delta_2 u_1^*}{\delta_2 x_1} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{\delta_4 u_1^*}{\delta_4 x_1} \right) \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

ここで、

$$\begin{aligned} \left. \frac{\delta_4 f}{\delta_4 x_1} \right|_{x_1, x_2, x_3} &= \frac{f(x_1 + 2h_1, x_2, x_3) - f(x_1 - 2h_1, x_2, x_3)}{4h_1} \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

となり、式(19)で評価すると二次中心差分と四次中心差分を1:3の割合で足し合わせた離散化式、あるいは式(20)で評価すると格子幅 $2h_i$ の二次中心差分と格子幅 $4h_i$ の二次中心差分を5:-1の割合で足し合わせた離散化式で見積もっていることになる。これは、Taylor展開で評価すると、従来の式(18)の離散化における空間二次の誤差項にかかる係数を1/4に減らすことに相当し、その誤差項は表式上スタガード格子における格子幅 h_i に対する二次中心差分の場合と同じ大きさとなる。

上記の改良に整合させるため、従来格子幅 $2h_i$ の二次中心差分で見積もられていた速度成分定義点での圧力勾配の離散化に対しても、次のような離散化式を用いる。

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{5}{4} \left(\frac{\delta_2 p}{\delta_2 x_i} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{\delta_4 p}{\delta_4 x_i} \right) \dots\dots\dots (22)$$

ただし、セル界面での圧力勾配はスタガード格子と同様に格子幅 h_i の二次中心差分で従来どうり見積もられる。したがって、圧力のポアソン方程式の左辺は従来と同じであり、今回の改良は比較的簡単に実施できる。

3.5 改良後の運動エネルギー保存特性 文献⁽¹⁰⁾⁽¹⁵⁾

によれば、圧力項の運動エネルギー非保存性は、定義点での圧力勾配と同じ離散化式で評価した速度成分 u_i の連続条件に対する誤差に起因する。上記改良を施した場合のその誤差は、等間隔格子において

$$\begin{aligned} \frac{5}{4} \left(\frac{\delta_2 u_j}{\delta_2 x_j} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{\delta_4 u_j}{\delta_4 x_j} \right) &= \frac{\delta U_j}{\delta x_j} \\ &\quad + \Delta t \left[\frac{\delta}{\delta x_j} \left(\frac{\delta p}{\delta x_j} \right) - \frac{\delta}{\delta x_j} \left(\frac{5}{4} \frac{\delta_2 \bar{p}^{2x_j}}{\delta_2 x_j} - \frac{1}{4} \frac{\delta_4 \bar{p}^{2x_j}}{\delta_4 x_j} \right) \right] \\ &= \Delta t \left[\frac{3}{64} \frac{\partial^6 p}{\partial x_j^6} h_j^4 + O(h_j^6) \right] \\ &= O(\Delta t \cdot h_j^4) \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

と評価でき、格子幅の四乗に比例する。従来のコロケーション格子では二次精度差分の場合に格子幅の二乗、四次精度差分の場合に格子幅の四乗に比例する⁽¹⁰⁾ため、今回の改良により圧力項の運動エネルギーの保存特性が改善され、従来の四次精度コロケーション格子相当の保存特性を有することが分かる。なお、連続の式を満たす速度成分 U_i を対流項の対流速度として用いることにより、対流項の運動エネルギー保存性が満足されることは従来⁽⁴⁾と同様である。

3.6 計算条件 計算精度の比較・検証のため、チャネル流れ(図4)を対象として計算を行う。チャネル半幅 δ を基準長とし、主流方向に 6.4δ 、スパン方向に 1.6δ (下記Case4のみ 3.2δ)の計算領域をとっている。境界条件は、主流およびスパン方向に周期境界条件を与え、平板上ではno-slip条件を課している。

Fig.4 Plane Channel Flow

今回行った計算条件を表1にまとめて示す。Case1とCase2の計算格子は同一であり、Case1ではCase2よりも壁座標に基づく実質的な格子解像度を高めるため、レイノルズ数 Re_τ を小さくしている。Case3では主流およびスパン方向の格子点数(格子解像度)を半分にし、Case4ではスパン方向の計算領域を二倍とすることにより格子解像度をさらに半分にしている。

どの格子系においても、二次中心差分(対流項は分散型の運動エネルギー保存形)により離散化し、時間積分には二次精度Adams-Bashforth法を用いる。

Table 1 Calculation Conditions

Case	Re_τ	Grid Points	h_1^+	h_2^+	h_3^+
1	180	$64 \times 62 \times 64$	18.0	0.5~14.1	4.5
2	395	$64 \times 62 \times 64$	39.5	1.1~30.9	9.9
3	$\uparrow$	$32 \times 62 \times 32$	79.0	1.1~30.9	19.8
4	$\uparrow$	$32 \times 62 \times 32$	79.0	1.1~30.9	39.5

4. 結果および考察

各ケースでの平均速度分布を図5に、また Case1 と Case3 の乱流強度およびレイノルズ応力分布を図6~9 に示す。これらの図におけるスタガード格子の結果をみると、格子解像度が十分と考えられる Case1, 2 では DNS⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾ とほぼ一致するが、Case3 さらに Case4 と格子解像度が低下するにつれて計算精度も低下することが分かる。精度低下の特徴としては、

- (1) 平均速度が対数則領域で大きくなる。
- (2) 主流方向の乱流強度が大きくなり、スパン方向および壁に垂直方向の乱流強度が小さくなる。

が挙げられ、これは他の計算例における傾向と一致している。

従来のコロケーション格子の結果は、格子解像度が高い Case1, 2 ではスタガード格子や DNS より多少計算精度が低下する程度であるが、格子解像度が低い Case3, 4 ではスタガード格子の結果よりもさらに大きく計算精度が低下している。この結果は、従来の研究⁽⁹⁾と同じ傾向を示している。これに対し、改良したコロケーション格子の結果では、格子解像度が低い Case3, 4 においてもスタガード格子に近い結果が得られており、今回の改良によりコロケーション格子の計算精度を改善できることが分かる。

乱流エネルギーの収支を図10, 11 に示す。ただし、以下のエネルギー収支の各項は、グリッドスケール (GS) 成分から算出したものである。格子解像度が高い Case2 では各手法の結果に定性的な違いはない。格子解像度が低い Case4 では、スタガード格子では分子拡散項、粘性消散項の値が壁近傍で大きくなるのに対し、従来のコロケーション格子では小さくなり、両手法の傾向に違いがみられる。また、スタガード格子では乱流拡散項が壁近傍でかなり大きな値をとるのに対し、従来のコロケーション格子ではそれほど大きくはなっていない。一方、生成項は両手法とも小さくなるが、従来のコロケーション格子の方がその度合いが大きい。改良したコロケーション格子は従来のコロケーション格子に似た傾向をもっているが、従来よりも大きな値を示し、スタガード格子の結果により近い結果

Fig.5 Mean streamwise velocity

となっている。

圧力歪み相関項 (GS 成分) の分布を図12, 13 に示す。従来のコロケーション格子はスタガード格子と比べ小さい値をとる傾向がみられ、特に格子解像度が低い場合に壁近傍で壁面鉛直成分 ϕ_{22} が負値をとる領域

Fig.6 Velocity fluctuations (Case1)

Fig.8 Velocity fluctuations (Case3)

Fig.7 Reynolds stress (Case1)

Fig.9 Reynolds stress (Case3)

が広がっている。これは、wall reflection の効果が広がり過ぎており、全体にエネルギー再分配が不十分となっている。これに対し、改良したコロケーション格子は、スタガード格子と同等あるいはそ

れ以上の値をとる傾向がみられ、壁近傍で壁面鉛直成分 ϕ_{22} が負値をとる領域が従来より狭くなっている。このため、エネルギー再分配が促進され、計算精度の改善につながっていると考えられる。

Fig.10 Turbulent energy budget (Case2)

Fig.11 Turbulent energy budget (Case4)

5. 結 言

二次精度コロケーション格子の計算精度改善のため、セル界面上の速度成分の補間方法およびセル中心での圧力勾配の離散化の改良を行なった。これにより、圧力項の運動エネルギー保存特性が向上することが示された。計算精度を検証するため、スタガード格子、従来のコロケーション格子、改良したコロケーション格子の三手法により、格子解像度を変えた四通りのチャンネル流れの計算を二次精度差分を用いて実行した結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) 従来のコロケーション格子はスタガード格子と比べ、特に格子解像度が低い場合の計算精度の低下が大きい。

- (2) 今回改良したコロケーション格子は、従来のコロケーション格子でみられる計算精度の低下を抑制する効果があり、スタガード格子の結果に近い結果が得られる。

本手法は、精度改善に要する参照点の増加を最小限に抑えており、一般座標系においても適用し易い。したがって、本手法により複雑形状に対する実用的かつ高精度なLESが可能となることが十分に期待できる。

文 献

- (1) Kawamura, T. and Kuwahara, K., AIAA 22nd Aerospace Sciences Meeting, AIAA-84-0340 (1984).
- (2) 松宮・木枝 他, 日本機械学会論文集, 59-566, B(1993), 2937-2943.

Fig.12 Pressure-Strain term (Case2)

Fig.13 Pressure-Strain term (Case4)

- (3) 鈴木・河村, 日本機械学会論文集, **60**-578, B(1994), 3280-3286.
- (4) 森西・中林 他, 第9回生研NSTシンポジウム講演論文集(1994), 131-138.
- (5) 石田・村上 他, 第10回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1996), 160-161.
- (6) 持田・村上 他, 第7回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1993), 275-278.
- (7) 佐竹・笠木, 第8回数値流体力学シンポジウム講演論文集

- (1994), 321-324.
- (8) 太田・梶島, 第9回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1995), 175-176.
- (9) 大岡・持田 他, 生産研究, **49**-1 (1997.1), 19-26.
- (10) 森西, 日本機械学会論文集, **62**-604, B(1996), 4098-4105.
- (11) 梶島・太田 他, 日本機械学会論文集, **63**-614, B(1997), 3247-3254.
- (12) Kim, J. and Moin, P., *J. Comput. Phys.*, **59** (1985), 308-323.
- (13) Rhie, C.M. and Chow, W.L., *AIAA J.*, **21** (1983), 1525-1532.
- (14) 谷口, 生産研究, **47**-2 (1995.2), 42-45.
- (15) 森西, 日本機械学会論文集, **62**-604, B(1996), 4090-4097.
- (16) Kim, J., Moin, P. and Moser, R., *J. Fluid Mech.*, **177** (1987), 133-166.
- (17) Kim, J. 他, Collaborat. Test. Turbulent Models, Data disk No.4(1990).