

高次精度の風上差分法を用いたLarge Eddy Simulationの複雑流れ場への適用について

野 澤 剛二郎
(和泉研究室)
田 村 哲 郎
(東京工業大学)

§1. はじめに

著者らは、土木、建築構造物の耐風設計の分野において構造物まわりの風の数値シミュレーションの実用化を目指しているが、構造物の形状が非流線型(bluff body)であるため流れ場が複雑であること、構造物のスケールが大きく耐風設計上問題となる高風速ではレイノルズ数が $10^6 \sim 10^8$ と高く、乱流化し、膨大な計算量を必要とすることなど、課題が山積している。しかし、近年、コンピューターの能力の飛躍的な向上と乱流計算手法の発展に伴い、風の数値シミュレーションを耐風設計で実際に活用しようという機運が高まっている。

現在、乱流計算は大きく分けて4つの手法により行われている。すべてのスケールの渦が再現されるが膨大な計算量を必要とする直接法(DNS)、非物理的な人工(数値)粘性により小スケールの渦を除去する風上差分法、アンサンブル平均された流れを再現する乱流モデル、格子スケールで空間平均された流れを再現するLarge Eddy Simulation(LES)である。なかでもLESは、流れ場に依らず統計的に普遍的な性質を持っている小スケール渦だけをモデル化すれば良いため、モデル化の方法によって適用範囲が限定されるアンサンブル平均型の乱流モデルと比較すると、より広範な流れに対応できることから注目を集めている。

また、空間平均を行うLESを適用することで、DNSと比べ計算量は大幅に軽減されることから、現在の高速計算機を十二分に活用すれば高層建築物まわりの流れのシミュレーションも不可能ではなくなってきた。その場合、非定常な空気力も再現することができるので、構造物に作用する非定常空気力の算定や風応答計算に適用することが可能で、その有用性は大いに期待されよう。

ところで、建築構造物まわりの流れなどの高レイ

ノルズ数で複雑な流れ場にLESを適用する場合、構造物の角部等から剥がれた流れ(剥離剪断層)など十分に乱流化していない領域で数値安定性を確保するためには、数値粘性を付加する高次精度の風上差分法を併用することが必要となる。しかし、逆に乱流化の進んだ領域では高次精度の風上差分法による数値粘性が、LESの格子スケール以下の変動の効果を表す乱流粘性に卓越する結果、構造物に作用する空気力などの解に悪影響を及ぼす可能性がある¹⁾。この数値粘性の影響については十分に解明されていないものの、乱流と乱流化が進んでいない流れが混在する問題において、風上差分法による数値安定性の確保が実用化の為に不可欠である²⁾。

そこで、本報告では3次精度の風上差分法を用いたLES計算の得失をDNSと比較しながら乱流統計量、流れの構造など多角的に調べるものとする。また、乱流化した領域で数値粘性の影響が相対的に減少するように乱流粘性と数値粘性の大きさをバランスさせることで、風上差分法を併用することによる悪影響を排除することを考える。つまり、風上差分法の数値粘性の大きさは格子幅によって決まるので、格子幅を変えずに一定とし、LESのフィルタ幅を適当に調整することによって相対的に乱流粘性を大きくする。この手法を基礎的な乱流場であるチャンネル乱流(平行平板間乱流)に適用し、DNSによる詳細なデータと比較することで乱流域での本手法の妥当性について検討した。

また、この手法を剥離、再付着等の複雑な流れを有する一例として低層構造物まわりの流れに応用し、風洞実験結果と構造物表面の圧力性状を比較することにより、本手法の複雑流れへの実用化の可能性について検討を行った。

§2. 計算手法

2.1 LES

LESは、空間に対してフィルタ操作を行うことにより格子スケール以下の渦を除去することで、格子スケールで空間平均された流れを再現する乱流計算手法である。LESでは、格子スケール以下の変動効果をLESの乱流モデルとして与えるもので、そのモデルはsubgrid-scale (SGS) モデルと呼ばれる。SGSモデルとして、従来よりSmagorinskyモデル³⁾が多く用いられてきた。しかし、モデル中で用いられるSmagorinsky定数を流況によって変える必要があること、壁面近傍では乱流効果を低減させる減衰関数を用いる必要があること、乱流遷移過程を正しく評価できないなどの問題点が指摘されている。近年、Germano *et al.*⁴⁾によって提案されているdynamic subgrid-scale model (DSGSM)はローカルな位置でのモデル定数を自ら決定することのできるモデルとして注目されている。そこで、本報告では最小自乗法によってモデル係数 C を決定するLilly⁵⁾の手法を用いたDSGSMで計算を行う。以下にLESにより空間フィルタを施されたNavier-Stokes方程式と連続の式を示す。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + Re^{-1} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \quad \dots(1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots(2)$$

式中の \bar{u}_i 、 \bar{p} は空間フィルタにより導出される格子スケール以上(GS成分)の i 方向の流速と圧力、 Re はレイノルズ数である。また、(1)式中の τ_{ij} はSGS成分の変動効果を表し、LESの乱流モデルを用いて次式で表される。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C \bar{\Delta}^2 (2\bar{S}_{mn} \bar{S}_{mn})^{1/2} \bar{S}_{ij} \quad \dots(3)$$

(3)式中の C はモデル係数であり、DSGSMでは以下の式により求めることができる⁵⁾。

$$C = -\frac{L_{ij} M_{ij}}{2 M_{kl} M_{kl}} \quad \dots(4)$$

$$L_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk} = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j}$$

$$M_{ij} = \widehat{\bar{\Delta}^2 (2\hat{S}_{mn} \hat{S}_{mn})^{1/2} \hat{S}_{ij}} - \bar{\Delta}^2 (2\bar{S}_{mn} \bar{S}_{mn})^{1/2} \bar{S}_{ij}$$

DSGSMでは、格子スケールに基づく空間フィルタであるグリッドフィルタの他に、それよりも幅の

広い空間フィルタ、テストフィルタを用いる。ここでは、グリッドフィルタによるフィルタ操作から得られた変動量 f を \bar{f} で表し、テストフィルタによるもの \hat{f} を \hat{f} で表す。また、 $\hat{\Delta}$ はテストフィルタ幅、 $\bar{\Delta}$ はグリッドフィルタ幅で、その比は通常 $\sqrt{3}$ が用いられる。テストフィルタによる変動量 \hat{f} はグリッドフィルタの値を用いて次式により計算する⁶⁾。

$$\hat{f} = \bar{f} + \gamma^2 / 24 (\bar{f}_{+1} - 2\bar{f} + \bar{f}_{-1}) \quad \dots(5)$$

ここで、 γ はテストフィルタと格子幅の比である。既往の計算例⁶⁾では、空間に対して一様と見なせる方向にモデル係数 C の平均化を行わないと数値安定性を確保できないと言われている。しかし、本報告では平均化操作は行わずローカルな値を用いる。数値的に不安定化する要因は、ローカルに求められるモデル係数 C が負値を取るときに乱流粘性と分子粘性を合わせたトータルの粘性が負となり、それがある程度継続して維持されるためであると考えられている⁷⁾。今回の計算では、数値粘性を付加しているためにトータルの粘性として負の粘性となることが極めて少ないために、数値的に安定性していると思われる。

2.2 離散化手法

離散化は空間に関して直交レギュラー格子を用いて2次の中心差分、時間に関しては1次の前進差分とする。また対流項には3次精度の風上差分法を用いる。格子幅 h が一定の場合、対流項は以下のように離散化される。

$$\left[c \frac{\partial u}{\partial x} \right]_i = c_i \frac{-u_{i+2} + 8u_{i+1} - 8u_{i-1} + u_{i-2}}{12h} + \alpha |c_i| \frac{u_{i+2} - 4u_{i+1} + 6u_i - 4u_{i-1} + u_{i-2}}{12h} - \left[\frac{|c|}{12} \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} \alpha h^3 \right]_i + O(h^4) \quad \dots(6)$$

ここで、 c は移流速度、 h は格子幅である。また、 α は数値粘性項に対する係数であり、 $\alpha = 1$ のときはいわゆるUTOPIAスキーム⁸⁾であり、 $\alpha = 3$ のときはKawamura-Kuwahara (K-K) スキーム⁹⁾である。

2.3 LESと高次精度の風上差分法の併用

高レイノルズ数の複雑乱流場のLES計算においては、剥離直後のせん断層など乱れが十分に発達して

いない所ではLESの乱流粘性の効果が小さい上に、数値安定性を確保するための十分な格子解像度による計算は現実的には困難な場合が多い。特に、乱流化の進んでいない所で物理的に過剰な乱流粘性を抑制するDSGSMを用いると、数値安定性を確保することは容易ではなく、解が得られたとしても信頼性に問題があると考えられる。そこで、数値安定性を確保するために高精度の風上差分法をLESと併用する方法が取られることがある。しかし、3次精度の風上差分法の数値粘性は一種の空間フィルタとしての機能しており、格子スケール以下の渦のみならず、より大きなスケールの渦に対して影響を与えている。このことは、LESの空間フィルタを格子スケールに取った場合、十分に発達した乱流域でも流れ場は数値粘性の影響を強く受けるものと考えられる。

そこで、本報告では乱流化の進んでいない所で数値安定性を確保しやすいという風上差分法の利点を生かしつつ、乱流域では数値粘性の影響が少なくなるような手法を取るものとする。(6)式からも分かるように、3次精度の風上差分法の数値粘性は格子幅 h により決まる。これに対してLESの空間フィルタの幅 $\bar{\Delta}$ は通常格子スケールに基づいて決まるが、このフィルタ幅 $\bar{\Delta}$ は任意に与えることも可能である(3)式。そこで、本報告では2つの方法で相対的に風上差分法の数値粘性を減少させる。ひとつは、(6)式の数値粘性の係数である α が小さいUTOPIAスキームをK-Kスキームに代えて用いる方法である。もうひとつは、LESの空間フィルタの幅 $\bar{\Delta}$ を大きく取ることにより乱流粘性の効果を大きくする方法である。これらの方法により、乱流化していないところでは数値粘性が働くことで数値安定性が保たれつつ、乱流域では乱流粘性の効果の増大により相対的に数値粘性の影響が減少し、解に悪影響を与えないことが期待される。

§ 3. チャネル乱流

3.1 計算条件

チャネルの計算領域はJimenez *et. al*¹⁰⁾のminimum flow unitに基づいて、壁間(y方向)の距離を 2δ とした場合に、主流方向(x)に $1.5\pi\delta$ 、スパン方向(z)に $\pi\delta$ としている(図-1)。主流方向とスパン方向には周期境界条件を、壁面では滑りなしの境界条件を用いている。格子点数は $N_x=74$ 、

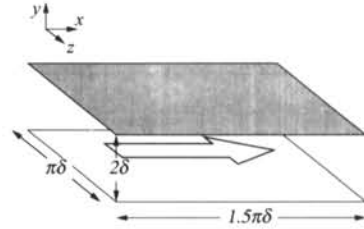


図-1 チャネル乱流の計算領域

風上スキーム フィルタ幅	K-Kスキーム ($\alpha=3.0$)	UTOPIAスキーム ($\alpha=1.0$)
$\Delta = 1h$	K1	U1
$\Delta = 2h$	K2	U2
$\Delta = 4h$	K4	U4

表-1 チャネル乱流の計算ケース名一覧

$N_y=256$, $N_z=98$ で、それぞれ等間隔格子としており、格子幅は摩擦速度 u_τ と動粘性係数 ν による無次元表示で $\Delta x^+ (= \Delta x u_\tau / \nu) \approx 11.8$, $\Delta y^+ \approx 1.4$, $\Delta z^+ \approx 5.9$ である。

本報告で計算を行ったケースの一覧を表-1に示す。表中の h は格子幅である。小さい α の値を用いることで数値粘性は減少する。また、SGSの空間フィルタ幅 $\bar{\Delta}$ を大きく取ることにより乱流粘性が大きくなり、相対的に数値粘性の影響が小さくなる。レイノルズ数は $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu = 180$ である。時間刻み幅 Δt は無次元時間(tu_τ / δ)で0.0002である。本報告の統計量の取り方として、壁面に平行な断面内と時間方向に平均操作によりアンサンブル平均を取っている。平均化の時間は各ケースともに無次元時間で2~3である。

3.2 計算結果と考察

3.2.1 各種統計量の違いについて

図-2に各ケースごとの平均流速分布を示す。比較するDNSデータは、Horiuti¹¹⁾の $Re_\tau=180$ のスペクトル法の結果である。粘性底層(壁面からの距離 $y^+ (= y u_\tau / \nu) : 0 \sim 5$)からバッファ領域($y^+ : 5 \sim 30$)にかけてはU2, U4がDNSデータと良く一致しているのに対して、他のケースではいずれも過小評価している。しかし、対数則域ではいずれのケースにおいてもDNSデータと比べて大きめに評価する結果となっている。粘性底層における分子粘性による応力についてみると(図-3), U2, U4ではDNSデータと良く一致しているのに対して、

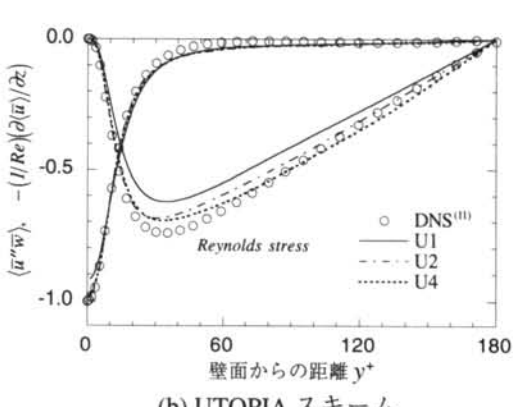
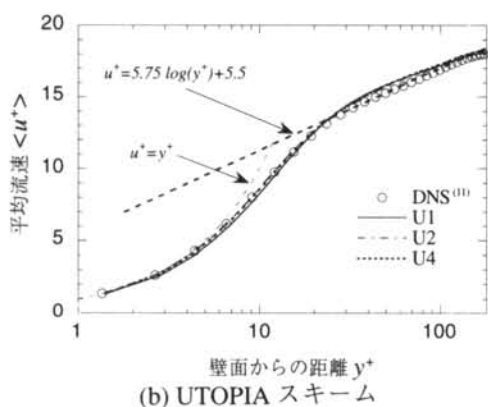
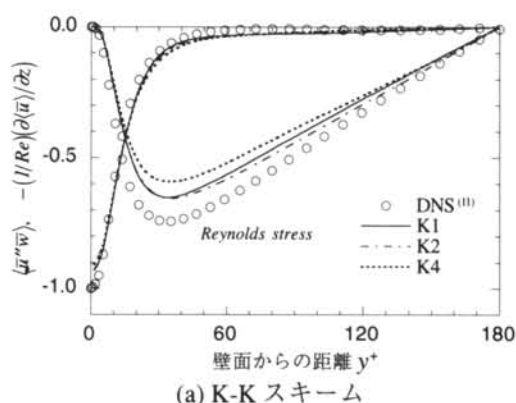
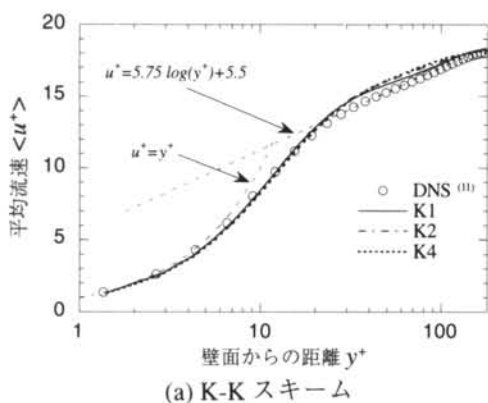


図-2 主流方向平均流速 $\langle u^+ \rangle$ 分布のDNSデータ(11)との比較

図-3 GSのレイノルズ応力 $\langle \bar{u}^+ \bar{w}^+ \rangle$ と分子粘性による剪断応力 $-(1/Re) \partial \langle \bar{u}^+ \rangle / \partial z$

それ以外のケースでは過小評価されている。これは、U2、U4以外のケースで平均流速分布が粘性底層で過小評価されていることによる。バッファ領域から対数則域にかけては ($y^+ : 5 \sim$)、分子粘性による剪断応力はすべてのケースでDNSデータと比較して過大に評価している。一方、レイノルズ応力 (SGSのレイノルズ応力は小さく、無視できるため、ここではGSのレイノルズ応力のみを示している) に関してはすべてのケースでDNSデータと比べると、小さめの結果となっている。しかし、U2、U4のケースではかなり改善されている。

乱流強度分布 (図-4) について見ると、U2、U4とそれ以外のケースとで異なる傾向を示している。前者は主流方向成分のピーク位置での値が若干大きいものの、概ねDNSデータと良く一致している。これに対して後者のケースでは、主流方向成分はピーク位置で大きく評価されており、特にK-Kスキームのケースではかなり大きくなっている。ま

た、主流方向成分のピーク位置も壁から離れる方向にずれている。壁直交方向、スパン方向成分はDNSデータと比べて $y^+ \sim 100$ の領域でかなり小さく評価する結果となっている。

3.2.2 流れの構造の違いについて

上述したようにケースによって結果が大きく異なる原因として、流れの構造をケースK1とU2を中心に調べる。図-5に、ケースK1とU2の主流方向の流速の瞬間値の $x-z$ 断面のコンター図を示す。断面位置は $y^+ = 5.6$ である。壁近くの遅い平均流速の流体塊が持ち上がるイジェクション現象により形成される、主流方向の低速な縞であるストリーク構造がK1、U2の両ケースで見られる。ケースU2では比較的細かな構造が多く見られ、大きく揺らいている。それに対して、K1では、ストリーク構造が主流方向に長く維持されており、その幅も広く、U2と比べて大きな構造となっている。中には主流方向に計算領域と同程度の長さが維持されているも

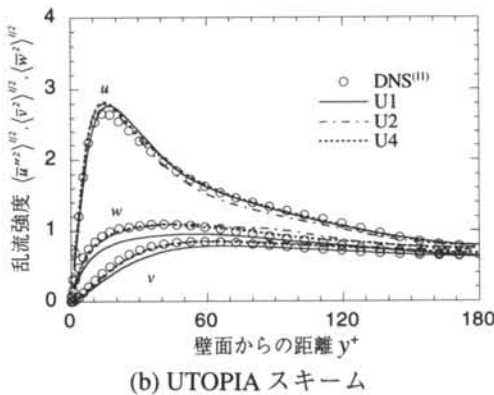
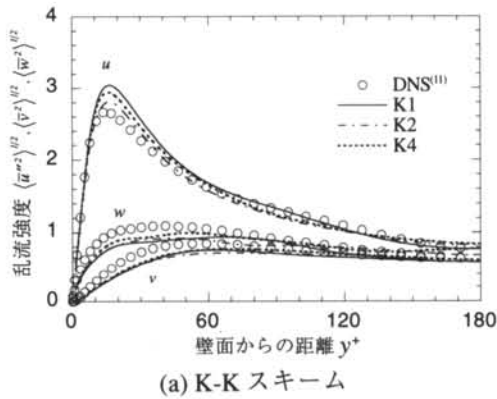


図-4 GSの乱流強度分布のDNSデータ¹¹⁾との比較

のも見られる。また、上流上方から高い平均運動量を持った流体塊が流れ込み遅い流体を一掃するスイープ現象による、高速な流体の占める領域についても同様なことが言える。

壁近傍の主流方向の流速の平坦度 (flatness) について見てみる (図-6)。比較したDNSデータは、Kim *et. al*¹²⁾による $Re_\tau=180$ のスペクトル法の結果である。 $y^+=5.6$ 近辺でU2はDNSデータと良く一致しているが、K1はかなり小さい値となっている。平坦度が大きいほど、間欠性が強くなるので、平坦度の大きいU2は間欠性が強く、ストリーク構造が細く、主流方向にも長く維持されないと考えられる。一方、平坦度の小さいK1では間欠性が弱いので、ピーク値を頂点に緩やかな構造となっているためにストリーク構造の幅が広く、主流方向に長く維持されていると言える。また、平坦度が乱流強度分布にも影響していると考えられる。K-Kスキームについてみると、壁近傍で平坦度が

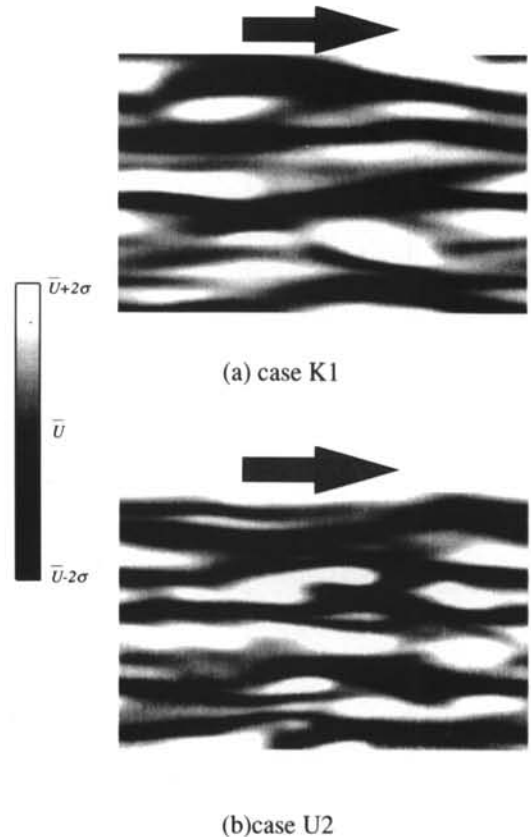


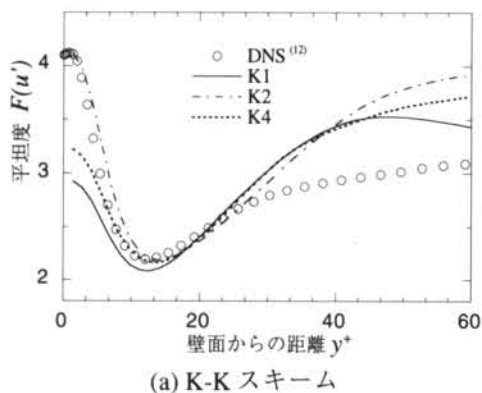
図-5 (x, y) 断面の主流方向流速のコンターによるストリーク構造 (壁面からの距離 $y^+=5.6$)

DNSデータに比較的近いケースK2は、乱流強度のピーク値が一番小さくなっている。つまり、壁近傍での間欠性の低いものほど、ピーク位置での乱流強度が大きくなる傾向が見られる。

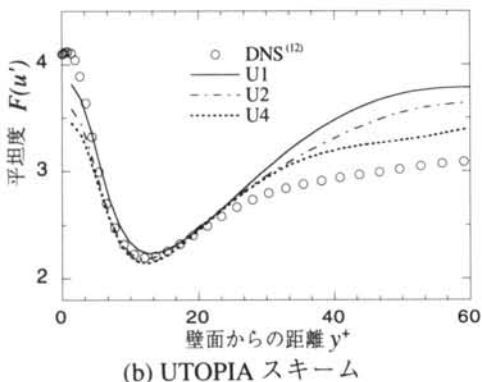
図-7に主流方向の流速の2点相関係数 (スパン方向) の極小値から求めたストリーク構造の間隔を示す。 $y^+ > 8$ でU2、U4のケースが他のケースに比べてストリーク間隔が狭いということがわかる。ただし、DNSデータと比べると $0 < y^+ < 20$ の範囲で若干大きめの値となっている。

主流方向の2点相関係数についてみると (図-8)、UTOPIAスキームとK-Kスキームで明確な違いがある。K-Kスキームの相関がUTOPIAスキームの結果と比べると明らかに高く、特にケースK1のストリーク構造が主流方向に長く維持されている。UTOPIAスキームの中ではU1が高く、U2、U4は同程度の相関となっている。

以上のことから、瞬間的な流速のコンター図でも



(a) K-K スキーム



(b) UTOPIA スキーム

図-6 主流方向流速の平均度のDNSデータ¹²⁾との比較
 見たように (図-4), ケースK1では, U2と比べてスパン方向には緩やかで, 主流方向に長く維持される大きなストリーク構造が形成されており, その間隔も広いことは, 統計的なデータからも見て取れた. ケースK1のこのようなストリーク構造の特徴のために乱流強度の主流方向成分が, ケースU2やDNSデータよりも大きくなったと考えられる. 一方, ケースU2ではストリーク構造の間隔やその間欠性が, DNSデータに対して比較的良く再現されており, この結果, 乱流強度に関しても良く一致する結果となった.

ところで, 粘性底層からバッファ域にかけて間欠的に存在する主流方向に軸を持つ縦渦が, ストリーク構造と関連することが知られており¹⁴⁾, その縦渦についても調べることにする. 図-9に $0 < y^+ < 30$ の領域の主流方向の渦度 $|\omega_x^+| = 0.13$ の瞬間的な等値面を示す. 図-9はストリーク構造を示した図-5と同一の瞬間の図であり, K1, U2のいずれのケースにおいても, ストリーク構造と縦渦の位置は対応している. さらに, ケースK1ではU

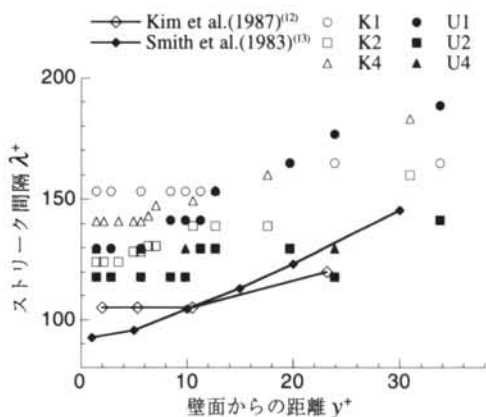


図-7 主流方向の流速の2点相関より求められるストリーク構造の平均間隔 λ^+

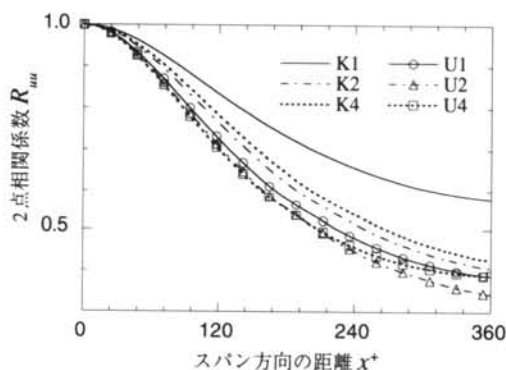
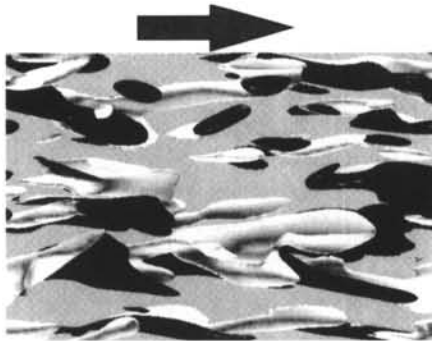


図-8 主流方向の流速の主流方向の2点相関 R_{uu} の比較 (壁面からの距離 $y^+ = 5.6$)

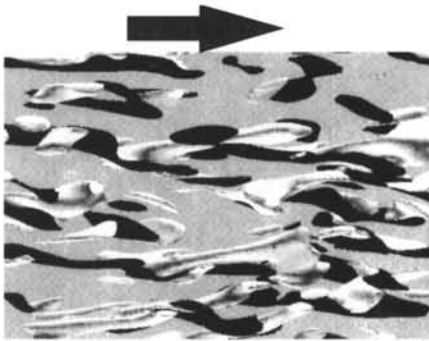
2と比べると, 縦渦の存在がまばらで, 単一の縦渦が比較的広い領域を占めており, 主流方向に対しても長く分布しているのが見られる. これは, ストリーク構造で見られたのと同様の傾向を示している.

つぎに, 主流方向の変動渦度分布 (図-10) を見ると, U2, U4のケースでは変動渦度が他のケースに比べて大きくDNSデータに近いことが分かる. 一方, ケースK1はK-Kスキームのなかでも, 図-9の描画領域 ($0 < y^+ < 30$) で他のケースよりも小さくなっている. 主流方向の渦度のアンサンブル平均はゼロであることから, K1のケースでは縦渦の渦度がU2に比べて弱いことがわかる. この結果, K1ではスパン方向や壁直角方向の乱流強度成分が小さくなっている.

以上のことを整理すると, 縦渦がストリーク構造と対応していることから推測して, ケースK1では



(a) case K1



(b) case U2

図-9 粘性底層からバッファ層にかけての縦渦構造 (主流方向渦度の等値面, white: $\omega_x^+ = 0.13$, black: $\omega_x^+ = -0.13$)

粘性底層からバッファ層にかけて存在する縦渦が間欠的でないことからその構造が大きく、主流方向に長く維持される。しかし、その渦度は弱く、間隔も広い。それに対して、ケースU2では縦渦の間欠性が強いいため、細かい構造で主流方向にも長く維持されることは少なく、渦度も改善されて強いものと

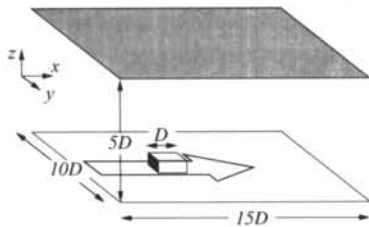


図-11 1 : 1 : 0.5角柱まわりの流れの計算領域

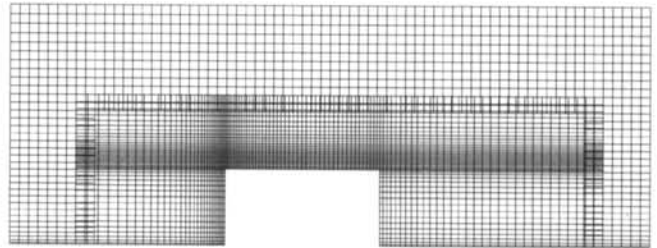
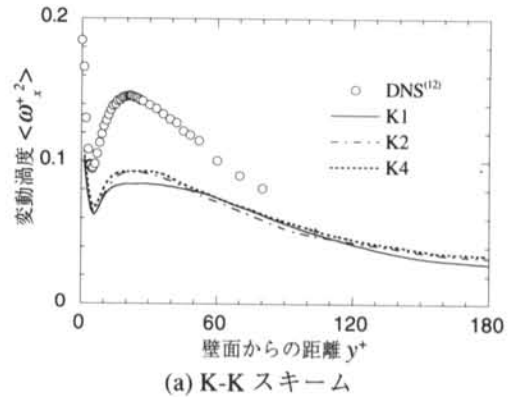
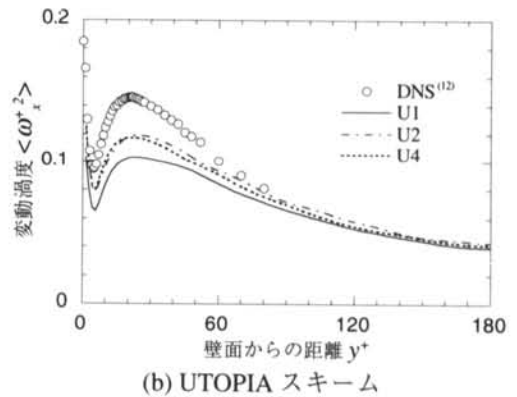


図-12 角柱近傍の格子配置 (xz断面)



(a) K-K スキーム



(b) UTOPIA スキーム

図-10 変動渦度 $\langle \omega_x'^2 \rangle$ 分布のDNSデータ⁽¹²⁾との比較

なっていると考えられる。結局、数値粘性が相対的に大きいケースでは、粘性低層からバッファ層にかけての瞬間的な渦構造を正しく捉えられず、その結果、平均流速、変動流速成分等の統計量にも影響を与えている。それに対して、数値粘性を小さくし、SGSのフィルタ幅を広く取ったケースでは、結果が大きく改善され、スペクトル法によるDNSの結果に近づいた。

§4. 1 : 1 : 0.5角柱

4.1 計算条件

ここでは、剥離、再付着、乱流遷移等の複雑な現象を含むbluff bodyまわりの流れにチャンネル乱流で検証した手法を応用し、主に屋根面での圧力性状について風洞実験結果と比較検討を行う。つまり、低層建物をイメージして、床面上に置かれた高さ H と1辺の長さ D の比が1 : 2の正方形断面の角柱まわりの流れのシミュレーションを行う。計算領域は主流方向に $15D$ 、スパン方向に $10D$ 、高さ方向に $5D$ 取っている(図-11)。計算格子には3重の複合格子を用いる。角柱のまわりに配する最内の格子系には不等間隔の格子を用い、角柱表面と剥離剪断層に対して格子を集中させている(図-12)。床面と角柱表面では滑りなしの条件、外部境界の側面は周期境界条件、天井面は滑りの条件を与えている。流入は一様流とし、風速の流出境界条件として移流型の境界条件を用いる。流入風速 U_0 と角柱 D の1辺で決まるレイノルズ数は $Re=100,000$ 、時間刻み幅は無次元時間で $\Delta t=0.002$ としている。また、計算

が定常状態になるまでに無次元時間で120、データの取得に無次元時間で80以上取っている。

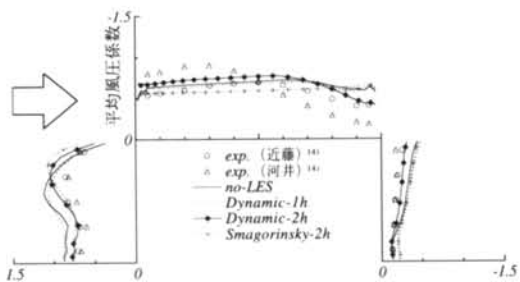
4.2 計算結果と考察

4.2.1 角柱表面の圧力分布

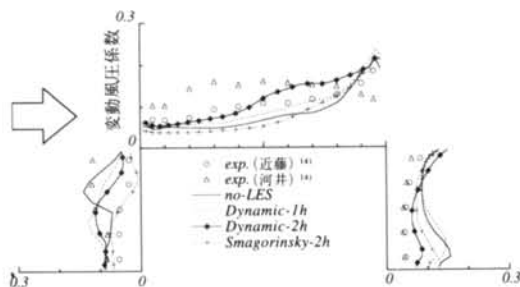
ここでは、すべてのケースで対流項の3次精度の風上差分法としてK-Kスキームを用いる。SGSモデルはdynamic subgrid-scaleモデルを用い、フィルタ幅が格子幅と同じ場合(ケース名:Dynamic-1h)と2倍(ケース名:Dynamic-2h)とした場合について計算を行う。また、比較のために壁近傍でVan-Driest型の減衰関数を課したSmagorinskyモデルに対してフィルタ幅を格子幅の2倍としたケース(ケース名:Smagorinsky-2h)、SGSモデルを用いないケース(ケース名:no-LES)についても計算を行っている。

図-13に中央断面における角柱表面の平均風圧係数分布と変動風圧係数分布を示す。比較を行う風洞実験データのばらつきは小さくなく、接近流の性状によりその圧力分布は大きく異なる¹⁵⁾。接近流の乱れの大きいケース(図中の△記号)では、角柱前面の圧力変動が大きいため、屋根面での平均圧力の回復が早く、変動成分も前縁に近い位置から大きい値を取る。それに対して接近流の乱れの小さいケース(図中の○記号)では、角柱前面の圧力変動は小さいため、屋根面での圧力回復も遅く比較的平坦な分布となり、圧力変動も後縁に近い位置でピークとなる。今回のシミュレーション結果は、いずれも接近流の乱れが小さいケースに定性的に近く、相対的に数値粘性を小さくした手法を用いたDynamic-2hの結果は、屋根面と背面の平均風圧の負値が多少大きいものの、屋根面での圧力回復の性状や背面での平均、変動風圧の性状が接近流の乱れの小さい風洞実験の結果と良く一致している。Dynamic-1hは実験結果と比べると屋根面での圧力回復が遅く、平坦な平均風圧係数分布となっている。また、Dynamic-1hの結果はno-LESと非常に良く似ており、このことは角柱近傍ではLESの乱流粘性よりも風上差分法の数値粘性の影響が卓越していることを示している。一方、SGSモデルにSmagorinskyモデルを用いたケースでは、屋根面での圧力回復がなく、圧力分布は平坦となっており、変動圧力の分布も他のケースよりも概ね小さな値となっている。

4.2.2 屋根面の剥離剪断層の挙動



(a) 平均風圧係数分布



(b) 変動風圧係数分布

図-13 角柱表面の平均風圧係数、変動風圧係数の風洞実験結果¹⁴⁾との比較 ($y=0$)

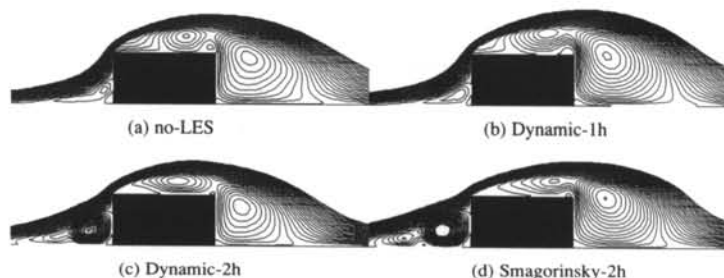


図-14 角柱近傍の平均流線の比較 ($y=0$)

角柱の屋根面の圧力性状は前縁から剥離した剪断層の挙動によって決まる。剥離剪断層が屋根面へ再付着した場合、平均流の再付着位置付近で圧力が回復するため、平均圧力は緩やかな山なりの分布となるはずである。一方、剥離剪断層の屋根面への再付着が非常に遅い場合、あるいは再付着しない場合には、比較的平坦な平均圧力分布となる。平均風速より求められる流線を見ると(図-14)、Dynamic-2hでは流線が屋根面に寄っており、屋根面上の循環領域も他のケースと比べると上流側に位置している。一方、Smagorinsky-2hは、屋根面での剥離が大きく、角柱後流での再循環領域の形成位置も高くなっている。このことから、Smagorinsky-2hでは屋根面での再付着はほとんど見られないものと考えられる。また、no-LES、Dynamic-1hもDynamic-2hと比べて前縁より大きく剥離しており、このことが屋根面での圧力回復が遅れる原因となっている。

ところで、前縁の角部より剥離した流れは徐々に不安定化し、渦を形成する。その渦は前後の渦と合体を繰り返して大きな渦となり後流に放出される。これらの渦の連行効果によって剥離剪断層は角柱の表面に接近し、連行効果が大きい場合には最終的に再付着する。再付着が起こりにくいケースでは変動が抑制され連行効果が小さくなっていると考えられる。チャンネル乱流では、相対的に数値粘性の大きいケースで小さな渦構造、つまり細かい変動が現れにくくなっていた。角柱まわりの流れにおいても相対的に数値粘性の大きいケースでは、剥離剪断層の変動が抑制されて、連行効果が弱まり、屋根面への再付着が遅れたのに対して、Dynamic-2hではフィルタ幅を広げたことにより相対的に数値粘性の影響が抑制され、剥離剪断層の挙動を正しく捉えることができたと考えられる。しかし、両計算では考慮する渦構造の現れる流れの状況も格子解像度も異なる

ため、今回の結論だけでは剥離剪断層の挙動の違いを数値粘性の影響を受ける渦の挙動に求めることは必ずしもできない。一方、Smagorinskyモデルを用いた場合、過剰な乱流粘性の生成により、正しく乱流遷移過程を再現できないと言われており^{16,17}、Smagorinsky-2hにおいてもフィルタ幅を拡大することで過剰な乱流粘性が発生し、剥離剪断層の変動を抑制したと考えられる。

ただし、ここで重要なことは、流れ場や我々が再現しようとする流体现象によって必要となる渦のスケールは変わるため、格子幅の設定の仕方によっては本手法の効果が表れにくい可能性があるということである。

§ 5 結論

本報告では土木、建築構造物のまわりの風の数値シミュレーションの実用化を目的とし、対流項に高精度の風上差分法を用いたLESの複雑流れへの適用性について検討を行った。格子スケールで空間平均された流れを再現するLESは、DNSと比較して大幅に計算量を減らせること、広範な流れに対応できること、非定常な現象を再現できることなど、今後の応用が大いに期待されている。しかし、乱流と乱流化が進んでいない流れが混在する問題では、高精度の風上差分法を併用することが数値安定性上必要となるが、乱流化が進んでいるところでは風上差分法による数値粘性の影響が無視できない。そこで、DNSによる詳細なデータが得られているチャンネル乱流によって、その影響を検討した。また、LESの数値粘性を減少し、フィルタ幅を拡大することで相対的に数値粘性を減少させる手法によって、解が改善される可能性について検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

- ①数値粘性の大きいK-Kスキームを用いた場合、乱流強度の主流方向成分のピーク値が大きく、他の成分は小さくなった。これに対して、数値粘性が小さいUTOPIAスキームを用い、フィルタ幅を格子幅の2, 4倍として相対的に数値粘性を小さくする手法では、よりDNSデータに近い結果が得られた。
- ②本手法により乱流強度等の解が改善された理由は、粘性底層からバッファ域にかけて形成されるストリーク構造の細かい変動が再現され、ストリーク構造の間欠性が強くなったためである。一方、相対的に数値粘性が大きくなるケースでは、ストリーク構造の間欠性が弱く、大きく萎えた構造になっていることが解を悪化させている原因であった。

また、本手法を低層建物をイメージした構造物のまわりの流れに応用し、風洞実験結果と比較することで、実用問題に近い複雑な流れ場への本手法の適用性を検討した。また、本手法と比較を行うために、フィルタ幅を格子幅と同じにしたケース、LESを用いないケース、Smagorinskyモデルに対して本手法を用いたケースについても計算を行った。その結果、以下の結論を得た。

③フィルタ幅を格子幅と同じにしたケースでは数値粘性の影響が卓越したために、LESを用いなかったケースとほぼ同じように、再付着が遅れて屋根面の平均風圧係数が風洞実験の結果と比べて平坦な分布となった。

④本手法を用いることで、剝離剪断層の挙動を正しく再現した結果、風洞実験結果と比較して屋根面を含めた角柱表面の平均、変動風圧係数分布が改善された。

⑤Smagorinskyモデルに対して本手法を用いた結果、剝離剪断層を正しく捉えることができず、屋根面での再付着がほとんど起こらなかった。

以上の結論から、乱流と乱流化が進んでいない流れが混在する問題において風上差分法をLESと併用する場合、剝離剪断層の挙動を正しく捉えることができず、可能性があるが、本手法により数値粘性の効果が相対的に抑制され、剝離剪断層の挙動が再現され、構造物表面の圧力性状が改善される可能性を示すことができた。

なお、本論文中のチャンネル乱流の計算は、高桑章浩氏（当時東京工業大修士2年）の協力によっておこなわれたものである。ここに謝意を示す。

<参考文献>

- 1) Tamura, T., Takakuwa, A., and Nozawa, K., Workshop on the LES of Flows past Bluff Bodies, (1995).
- 2) 朴南燮, 小林敏雄, 谷口伸行, 第9回数値流体力学シンポジウム, (1995), 219.
- 3) Smagorinsky, J.S., General Circulation Experiments with the Primitive Equations: Part I, Basic Experiments. Monthly Weather Review, vol.91, pp.99, 1963.
- 4) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H., Phys. Fluids, A3 (1991), 1760.
- 5) Lilly, D. K., Phys. Fluids, A4 (1992), 633.
- 6) 谷口伸行, 戴毅, 小林敏雄, 第9回生研NSTシンポジウム, (1994), 49.
- 7) Ghosal, S., Lund, T.S. and Moin, P., Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, (1992).
- 8) Leonard, B.P., Comp. Tech. in Transient and Turbulent Flow, 2, (1981), Pineridge Press.
- 9) Kawamura, T. and Kuwahara, K., AIAA-84-0340, (1984).
- 10) Jimenez, J. and Moin, P., J.Fluid Mech., 225 (1991), 213.
- 11) Horiuti, K., Rep.Grants-in-Aid for Scientific Res. No.02302043, (ed. N. Kasagi, 1992).
- 12) Kim, J., Moin, P. and Moser, R., J.Fluid Mech., 177 (1987), 133.
- 13) Smith, C. R. and Metzler, S.P., J.Fluid Mech., 129 (1983), 27.
- 14) Moin, P. and Kim, J., J.Fluid Mech., 118 (1982), 341.
- 15) 流体計算と風荷重評価シンポジウム資料, 日本建築学会耐風設計資料小委員会, (1994)
- 16) Piomelli, U. and Zang, T.A., Comput. Phys. Commun., 65 (1991), 224.
- 17) Piomelli, U., Cabot, W. H., Moin, P. and Lee, S., Phys. Fluids A3 (1991), 1766.