

第5章

Dynamic SGSモデルによる 2次元角柱周辺流れの解析

第5章 Dynamic SGSモデルによる2次元角柱周辺流れの解析

5.1 序

本章で取り扱う流れは、高レイノルズ数における2次元角柱周りの非定常流れである。このような流れでは、速度や圧力の変動量はカルマン渦の放出に伴う2次元の周期的変動にstochasticな3次元乱流変動が付加され、大変複雑である (Franke and Rodi (1991))。持田, 村上, Rodi, 坂本(1993)はSmagorinskyモデルに基づくLarge Eddy Simulation(LES)を用いて2次元角柱周りの渦放出流れを解析し、応力方程式モデル, k-εモデルに比べ、実験との対応が秀れていることを確認している。しかしながらこのSmagorinskyモデルでは、①流れ場の性状の変化に対応してモデル定数の選択あるいは最適化が必要である、②壁近傍の低レイノルズ効果を考慮するには減衰関数を併用しなければならない等の問題点が指摘されている。持田, 村上, Rodi, 坂本(1993)の解析においても、①角柱背後の循環領域が実験に比べて狭い、②角柱後方の速度変動のレベルが過小となる等の問題を残していた。

これに対して、LESにおける高精度のSubgrid-scale(SGS)モデルの一つとして、Germanoら(1989)により提案されたdynamic SGSモデルがある。Dynamic SGSモデルは、上記のようなSmagorinskyモデルの短所を改善する可能性を持つモデルの一つである。最近では、このdynamic SGSモデルを有限体積法(差分法)等に適用し、比較的複雑な流れ場を解析した例も報告されている (Aksevoll and Moin (1993), Zang, Street and Koseff (1993), Yang and Ferziger (1993))。これらの多くはSGSモデルとして、Smagorinskyモデルを利用するdynamic Smagorinskyモデルによるものである。一方、最近の堀内(1993), 店橋, 宮内(1994)の研究により、Bardinaモデル (Bardina, Ferziger and Reynolds(1980))がSGSレイノルズ応力に対して、高い精度の近似を与えることが指摘されている。本研究では、まずSmagorinskyモデルに基づくdynamic SGSモデルを組み込んだ有限体積法の計算コードによりチャンネル流を解析し、その精度を確認する。次に、正方形断面の2次元角柱周りの乱流渦放出流れの解析に、Smagorinskyモデルに基づくdynamic SGSモデルとSmagorinskyモデルとBardinaモデルを併用したdynamic mixed SGSモデル(Zang, Street and Koseff(1993))を適用し、モデル係数を一定とする通例のSmagorinskyモデルの結果並びにLynの実験結果(Lyn(1989))と比較した。

5.2 Dynamic SGS モデルによるチャンネル流の解析

5.2.1 計算概要

5.2.1.1 基礎方程式

一般にチャンネル流の解析では2方向について周期境界が採用できることからベクトル法による解析が行われ、壁面境界条件もno-slipの条件を課することが多い (Horiuti (1987))。本研究では、工学問題への適用という立場から、有限体積法を使用し、壁面境界条件には壁関数を使用した。また今後の複雑な流れへの適用を考えコロケーショングリッドを用いた。本計算ではコロケーショングリッドの節点で定義する速度に追加して、コントロールボリュームの界面 (節点間の中点) における速度を計算して移流項に与えるセミスタガードスキームを採用している (Rhie and Chow (1983), 石田, 村上, 加藤, 持田 (1993))。

5.2.1.2 SGSモデル

Smagorinskyモデルを用いたCase1,2ではSmagorinsky定数 C_s は0.10とし、グリッドスケール $\bar{\Delta}$ にVan Driest型のwall damping function($1-\exp(-x_3^*/25)$)を乗じた。一方、Dynamic SGSモデル(Case3)ではwall damping functionは用いない。Germanoら(1991)によって提案されたdynamic SGSモデルは、通常のGrid Scale(GS)のフィルタ(グリッドフィルタは $\bar{\Delta}$ で表記)の他に、これよりも大きいフィルタ幅を持つテストフィルタ($\hat{\Delta}$)を導入し、モデル係数 C (モデル係数 C はSmagorinsky定数 C_s の2乗に対応)を算出する。本研究ではLilly(1992)の提案に従い、Germanoらのモデルを改良し、最小自乗法を用いて最適なモデル係数 C を求めている。

$$C = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (5.1)$$

$$L_{ij} = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} \quad (5.2)$$

$$= \bar{u}_i \bar{u}_j - \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (5.3)$$

$$M_{ij} = \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \hat{S}_{ij} - \hat{\Delta}^2 |\hat{S}| \bar{S}_{ij} \quad (5.4)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.5) \quad \hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.6)$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (5.7) \quad |\hat{S}| = (2\hat{S}_{ij} \hat{S}_{ij})^{1/2} \quad (5.8)$$

ここで、 $\bar{\Delta}$ はグリッドフィルタのフィルタ幅、 $\hat{\Delta}$ はテストフィルタのフィルタ幅を表す。既往のdynamic SGSモデルの研究 (Germano(1991), Akselvoll and Moin(1993)) においては、計算不安定を克服するために解析対象の流れに一樣な方向がある場合には、モデル係数 C の算出式((5.1)式)の分母、分子を流れの一樣な方向に平均する、或いは時間平均を加える等して、計算の安定化を図る例が多い。本計算では、(5.1)式の分子、分母を流れの一樣な x_1, x_2 面内に平均して求めたモデル係数 C を用いた。グリッドフィルタとしては2次精度の中心差分による離散化の際にグリッド幅のTop Hatフィルタが陰に施されているとみなした (森西(1993))。テストフィルタはグリッド幅よりも広い領域の離散点の値の体積重み付け平均で定義する。チャンネル流の解析では x_1, x_2 面内のみテストフィルタを施す。この場合、テストフィルタの幅は $\hat{\Delta}_1 = \sqrt{8} \bar{\Delta}_1$ 、 $\hat{\Delta}_2 = \sqrt{8} \bar{\Delta}_2$ とし、 $\hat{\Delta}_3$ は $\bar{\Delta}_3$ と等しくした。従って $\hat{\Delta} / \bar{\Delta} = \sqrt{\hat{\Delta}_1 \hat{\Delta}_2 \hat{\Delta}_3} / \sqrt{\bar{\Delta}_1 \bar{\Delta}_2 \bar{\Delta}_3} = 2$ 。壁面摩擦速度 $\langle u^* \rangle_1$ とChannel半幅 δ によるレイノルズ数 Re_δ は640。

5.2.1.3 検討ケース (表5.1)

Smagorinskyモデル(Case1,2)とLillyにより改良を施されたDynamic SGSモデル ((5.1)式, Case3) を比較。Case1では壁面に隣接する節点の壁座標 $x_3^* = 3$ 、Case2,3では $x_3^* = 16$ (ここでは x_2 が横方向、 x_3 が鉛直方向)。

5.2.1.4 解析領域, グリッド分割

解析領域は全てのCaseで主流(x_1)方向に 6.28δ 、横(x_2)方向に 3.14δ (Horiuti (1987), Piomelli, Ferziger and Moin (1987))。グリッド数は表5.1参照。Case2,3と同じグリッド数による計算をPiomelliらが行っている (Piomelli, Ferziger and Moin(1987))。

5.2.1.5 境界条件

壁面上ではWerner and Wengle (1991)により提案されたlinear-power law型の2層モデルを用いた。

$$\bar{u}_i^+ = x_n^+ \quad (x_n^+ \leq 11.81) \quad (5.9)$$

$$\bar{u}_i^+ = 8.3x_n^{+1/7} \quad (x_n^+ > 11.81) \quad (5.10)$$

(但し、 u_i, x_n は各々壁面接線方向風速と壁面からの距離を示す)。

Case1の場合、これはno-slipの条件と全く同じとなる。 x_1, x_2 方向については周期境界条件を与える。

5.2.1.6 スキーム

空間に関しては2次精度の中心差分。時間に関しては移流項に2次精度のAdams-Bashforthスキーム、拡散項にCrank-Nicolsonスキームを使用。

5.2.2 計算結果

5.2.2.1 平均風速分布(図5.1)

$64(x_1) \times 64(x_2) \times 62(x_3)$ のグリッドを用いたSmagorinskyモデルの結果(Case1, 図5.1の○)は $x_3^+ \approx 10$ 付近でやや小さな値を示すものの、log regionにおいては $\langle u_i \rangle^+ = (1/0.4) \log(x_3^+) + 5.5$ と極めて良い一致を示す。全体的にみれば、有限体積法によるCase1の結果は、Case1と同じグリッド数でpseudoスペクトル法を用いたHoriutiの計算(図5.1の□, Horiuti(1987))と同程度の精度と判断される。

$24(x_1) \times 24(x_2) \times 20(x_3)$ の粗いグリッド分割のCase2,3の場合、Van Driest型のwall damping functionを併用したSmagorinskyモデルによるCase2とこれを用いないdynamic SGSモデルによるCase3の結果の差は小さい。またCase2,3とCase1の結果の間にはやや差異があり、Case2,3の方がチャンネル中央での風速が大きくなる傾向にある。こ

の傾向はCase2,3と同じ粗いグリッド分割のSmagorinskyモデルによるPiomelliら(1987)の解析でも同様。

5.2.2.2 乱流速度の分布(図5.2)

細かいグリッド分割のCase1(Smagorinskyモデル)の結果は、ピークの発生する x_j/d の位置はHussainらの実験(+)(Hussain and Reynolds(1975))と一致しており、全体的レベルはKreplinらの実験(×)(Kreplin and Ecklemann (1979))に近い。ここには示さぬが、この傾向はpseudoスペクトル法を用いたHoriuti(1987)の結果(Smagorinskyモデル)ともほぼ対応する。Case2と同じグリッドでdynamic SGSモデルを用いたCase3の結果(図5.2(1)の—)は壁近くでCase2(……)より大きな値をもち、全体のレベルは細かいグリッド分割のCase1(○)やHoriutiの計算結果およびKreplinらの実験(×)に近い。従ってdynamic SGSモデルの結果の方がより秀れていると判断される。

Case2,3におけるモデル係数の時間平均値(Smagorinskyモデルでは $C_s (=0.1)$ にVan Driest型のdamping functionを乗じた値、Dynamic SGSモデルでは $\langle C_s \rangle^{1/2}$)及びSGS渦粘性係数 v_{sgs} の分布を図5.3に示す。Case2(Smagorinskyモデル)では $x_j/d=0.08$ 付近までは壁に近づくにつれて v_{sgs} が徐々に増加し、壁面近傍でのみwall damping functionの効果により急激に減衰する。これに対し、Case3(dynamic SGSモデル)では v_{sgs} が壁面に近づくにつれて緩やかに減衰し0に近づく。図5.2-(2)に、 x_1 方向の乱流速度をGSとSGS成分に分離したCase2,3の比較を示す。ただし、ここで $\langle u_i^2 \rangle_i$ のSGS成分は $-\langle v_{sgs} \partial u_i / \partial x_i \rangle_i + (2/3) \langle k_{sgs} \rangle_i$ ($k_{sgs} = v_{sgs}^2 / (C_k \bar{D})^2$, $C_k = 0.094$)より算出した。Case2(Smagorinskyモデル)では図5.3に示したように $x_j/d=0.08$ 付近で v_{sgs} が大きくなるため、この部分でSGS成分が大きい。この大きな v_{sgs} のためGSの変動が抑制されtotalの変動量が減少したものと考えられる。これに対してCase3(dynamic SGSモデル)では v_{sgs} が壁面近くで単調に減衰するため、GSの変動成分が大きくなり、この領域に存在する乱流速度のピーク値も増加する。

表5.1 検討ケース

	SGSモデル	grid	壁面に隣接する接点の壁座標	壁面境界条件
CASE 1	Smagorinsky モデル (CS=0.1)	64(x ₁)×64 (x ₂)×62(x ₃)	x ₃ ⁺ ≐1	linear-power law
CASE 2				
CASE 3	Dynamic SGS モデル	24(x ₁)×24 (x ₂)×20(x ₃)	x ₃ ⁺ ≐16	

・Case1の場合実質的にno-slipに等しい

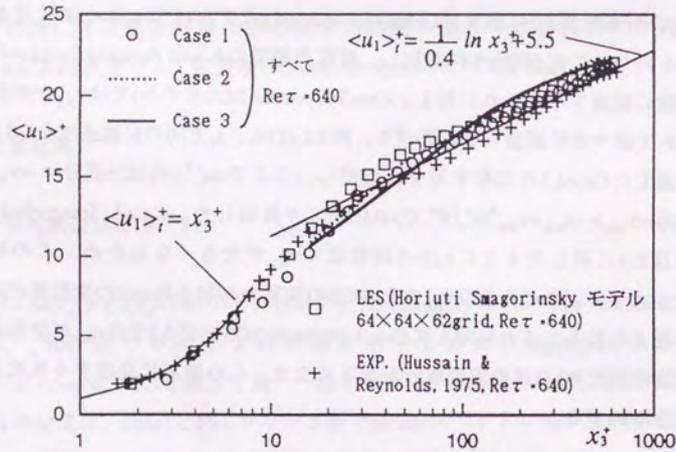
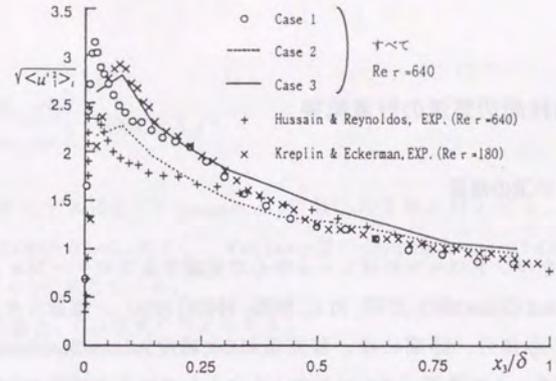
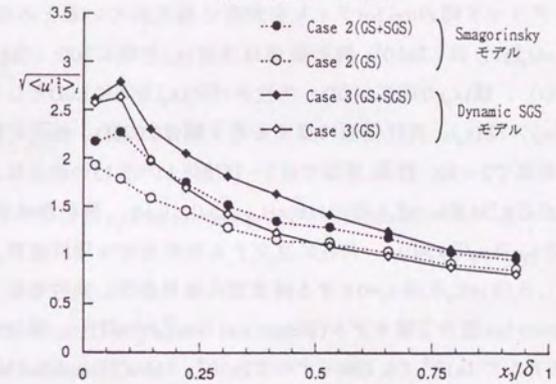


図5.1 平均風速分布

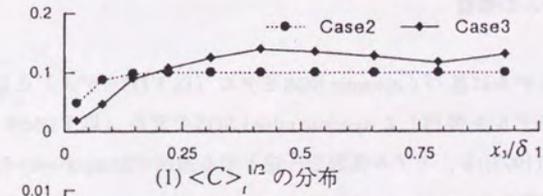


(1) 実験との比較

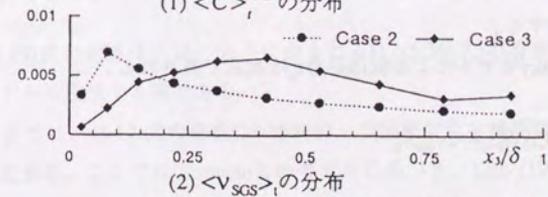


(2) Case2,3との比較

図5.2 乱流速度<u_1'^2>^{1/2}分布



(1) <C_s>^{1/2}の分布



(2) <v_SGS>の分布

図5.3 C_s, v_SGSの分布

5.3 2次元角柱周辺気流の計算概要

5.3.1 数値計算手法の概要

全ての物理量をコントロールボリューム中心で定義するコロケーショングリッドを用いた (Rhie and Chow(1983), 石田, 村上, 加藤, 持田(1992))。離散スキームは、空間に2次精度中心差分、時間には、移流項に2次精度 Adams-Bashforth, 拡散項に Crank-Nicolsonスキームを使用。グリッドフィルタとしては2次精度の中心差分による離散化の際にグリッド幅のtop hatフィルタが陰に施されているとみなした(森西(1993))。Re数 (=U₀D/n) は2.2x10⁴。解析領域は主流(x₁)方向に20D (角柱風上側に4.5D, 後方に14.5D)、横(x₂)方向に14.0D、角柱スパン(x₃)方向に2.0Dとした。格子分割は106(x₁)×71(x₂)×12(x₃)。角柱壁面に接する格子幅は0.022D。壁面に隣接する節点の壁座標x_n⁺は前面で2~20、側面、背面では3~15(図5.11~5.15の表示位置では、最も壁面に近い節点のx_n⁺は4)。流入面ではu₁=U₀、u₂=0、u₃=0、解析領域側面ではslip壁 (u₂=0、∂u₁/∂x₂=∂u₃/∂x₂=0)、角柱に直交する境界面では周期境界。流出面は速度3成分に対し∂/∂t+U₀∂/∂x₁=0とする対流型の境界条件。角柱壁面上の速度境界条件はlinear-power law型の2層モデル(Werner and Wengle(1991))。無次元時間差分間隔DtU₀/DはSモデルで1x10⁻³、DS、DMモデルで2x10⁻⁴。SMAC(Simplified MAC)法のアルゴリズムを使用し、圧力修正量のPoisson方程式の解法にMICCG法を用いた。

5.3.2. SGSモデルの概要

Smagorinskyモデルに基づくdynamic SGSモデル (以下DSモデル) とSmagorinskyモデルとBardinaモデルを併用したdynamic mixed SGSモデル (以下DMモデル) (Zang, Street and Koseff(1993))を、モデル係数を一定とする通例のSmagorinskyモデル (以下Sモデル) と比較する。

まずSmagorinskyモデルによるSGS応力τ_{ij}は次式で表される。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = -2C\Delta^2 \overline{S}_{ij} = -2v_{sgs}\overline{S}_{ij} \quad (5.11)$$

$$v_{sgs} = C\Delta^2 \overline{S} \quad (5.12)$$

$$\text{ただし } \overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \overline{S} = (2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij})^{1/2} \quad (5.13)$$

(5.12)式中のモデル係数CはSmagorinsky定数C_sの2乗に対応する。Sモデルでは(5.12)式のC=0.0169 (C_s=0.13)とし、Van Driest型のdamping function(1-exp(-x_n⁺/25))をグリッドスケールΔに乗じている。

DSモデルの場合、Cは次式で与えられる。

$$C = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij}M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (5.14)$$

$$L_{ij} = \widehat{\overline{u_i u_j}} - \widehat{\overline{u_i}} \widehat{\overline{u_j}} \quad (5.15)$$

$$M_{ij} = \Delta \overline{\widehat{S}_{ij}} - \Delta \overline{\widehat{S}} \overline{S}_{ij} \quad (5.16)$$

一方、DMモデルではτ_{ij}はSmagorinskyモデルとBardinaモデルの和として次式で表される。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = -2v_{sgs}\overline{S}_{ij} + B_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}B_{kk} \quad (5.17)$$

$$B_{ij} = \widehat{\overline{u_i u_j}} - \widehat{\overline{u_i}} \widehat{\overline{u_j}} \quad (5.18)$$

DMモデルではCは次式となる。

$$C = -\frac{1}{2} \frac{M_{ij}(L_{ij} - H_{ij})}{M_{kl}^2} \quad (5.19)$$

$$H_{ij} = \widehat{\overline{u_i u_j}} - \widehat{\overline{u_i}} \widehat{\overline{u_j}} \quad (5.20)$$

(5.14)式と(5.19)式の相違は右辺の分子に含まれるH_{ij}((5.20)式)の有無である。このH_{ij}がBardinaモデルに由来する項である。

DS、DMモデルでは、(5.12)式の係数Cの時間的・空間的変化を瞬時瞬時の計算結果から動的に同定する。ここではGermanoらのモデルに基づき、Lilly (1992)の最小自乗法によるCの算出方法を用いる。なお今回の計算対象は角柱スパン(x₃)方向では統計

的性状が一様な2次元角柱であるため、この方向に(5.14),(5.19)式の分母・分子をそれぞれ平均して安定化を図ることも行われる (Germano, Piomelli, Moin and Cabot(1991), Akselvoll and Moin(1993))。流れに一様な方向が存在する際には、その方向に平均化したCを用いた上で、 $C < 0$ の場合のみ $C=0$ で置き換えた方が置き換えの頻度は低くなると考えられ、置き換えが減る分だけ精度も向上すると考えられる。しかし今後の3次元性の強い流れへの適用を考えると、特定の方向に関して平均を行うことはモデルの普遍性を低下させると考え、今回は使用しなかった。

なおdynamic SGSモデルのテストフィルタ及びBardinaモデルの場合の2重フィルタは、谷口ら(1993)の提案に基づいて次式で与えた。

$$\hat{\bar{f}} = \bar{f} + \frac{\Delta^2}{24} \nabla^2 \bar{f} + O(\Delta^4) \quad (5.21)$$

$$\bar{\bar{f}} = \bar{f} + \frac{\Delta^2}{24} \nabla^2 \bar{f} + O(\Delta^4) \quad (5.22)$$

なお後述するように、計算の安定化のため、 $C < 0$ の場合 $C=0$ としている。角柱上流及び側方の一様流中では(5.14), (5.19)式の分母の M_{ij} が0に近づき、計算不能となるため $M_{ij}^2 < 10^{-5}$ の場合 $C=0$ とした。

5.4 2次元角柱周辺気流の計算結果

5.4.1 瞬間風速ベクトルとモデル係数C (図5.4, 5.5)

DSモデルにより得られた瞬間風速ベクトルと同時刻のモデル係数Cの空間分布を図5.4及び図5.5(1)に示す。図5.5(2)はDMモデルによるCの分布である。ここには示さぬが、図5.4と同時刻のDMモデルの場合の瞬間風速ベクトルは、DSモデルの結果(図5.4)と殆ど同じである。DS, DMの両モデルとも、瞬間風速ベクトル(図5.4)において流れの方向が急変する角柱風上コーナー付近及び角柱後方の領域で、図5.5(1),(2)中のCが負値や正の大きな値を示す傾向にある。又、連続画像で観察すると流れの方向が急変し、Cが大きくなる領域は渦放出のphaseの変化に伴って時間的、空間的に変化している。この点がモデル定数を時間・空間で一定とするSモデルの場合とは大きく異なっており、後述する様に角柱後方の予測結果には無視し得ぬ差が現れる。

図5.6にDSモデルによる2次元角柱周りの \bar{S}_{12} の分布を示す。角柱背後等では、 \bar{S}_{12} が正の領域と負の領域が混在している。Cが負の領域というのは、(1), (2)式より判るように、 \bar{S}_{12} と τ_{12} が正の相関を有するというを示している。DSモデルによる瞬時の τ_{12} の分布を図5.7(1)に示す。なお、この場合、Cの負値も許して評価している。概ね両者は逆符号(即ち負の相関)を示しているが、角柱風上側コーナー付近の比較的広範な領域や角柱後方の一部では \bar{S}_{12} と τ_{12} が等符号(正の相関)の領域が現れる。本計算では、最小自乗法により各成分の誤差を最小にするCを求めているので((5.14),(5.19)式)、必ずしも \bar{S}_{12} と τ_{12} の関係だけではCの符号は決まらないが、この \bar{S}_{12} と τ_{12} が等符号の領域と図2(1)中の $C < 0$ の領域とは、ほぼ対応している。一方、DMモデルによるCの分布(図5.5(2))はDSモデル(図5.5(1))に比べて、負値を示す領域が風上コーナーの斜め前方等で大幅に減少し、又、正負のピークの絶対値も小さくなる傾向が見られる。これは計算の安定化に大きく貢献し、計算時間はDMモデルの場合、DSモデルの約半分となった。DSモデルの計算時間はSモデルの約4~5倍。DMモデルではSモデルの約2~3倍であった。図5.6と同時刻のDMモデルの \bar{S}_{ij} の分布はDSモデルとはほぼ同様の分布を示すが(図省略)、その時の τ_{12} (図5.7(2))はDSモデルと比較的大きな差異を示し、符号の異なる領域もある。これは、瞬間的にはDMモデルの τ_{ij} の評価式((5.17)式)中のBardina項((5.17)式 B_{ij} 項)がSmagorinsky項((5.17)式右辺

第1項)と逆の符号を持つ場合があるためである。なお上記のようにCが負値をとることによってBack scatter効果を表現出来ることがdynamic SGSモデルの利点の一つであると言われているが、両モデルともCの負値を許したまま計算を続行したところ計算は発散した。以降の統計量はC<0の領域でC=0とした計算の結果である。

Back scatterとは、 k_{SGS} の輸送方程式の生産項 $Pk_{SGS} (-\tau_{ij}\bar{S}_{ij})$ が負となり、GSの運動エネルギーKの輸送方程式中の生産項 $(\tau_{ij}\bar{S}_{ij})$ が正となる(SubgridからResolvableへのエネルギー輸送が行われる)状況を指している。Smagorinskyモデルの場合、 Pk_{SGS} は次のように表現される。

$$Pk_{SGS} = -\tau_{ij}\bar{S}_{ij} = 2\nu_{SGS}(\bar{S}_{ij})^2 \quad (5.23)$$

$$\text{ここで } \nu_{SGS} = C\Delta^2 |\bar{S}| \quad (5.24)$$

従ってBack scatter ($Pk_{SGS}<0$)を表現するには、 $C<0$ となる必要がある。すなわち通常のstaticなSmagorinskyモデルではBack scatterは再現されない。dynamic SGSモデルでは、Cが負値になり得るので、本来Back scatterを表現できる。しかし本計算では $C<0$ のとき、 $C=0$ としているのでDSモデルではBack scatterを表現していない。一方、DMモデルでは、 τ_{ij} は(5.17)式で表されるので、 $C\geq 0$ という制約を設けたとしても、(5.17)式の B_{ij} 項の寄与によってある程度のBack scatter効果を表すことができる。図5.8に $C\geq 0$ としたときのDMモデルにより得られた Pk_{SGS} の分布を示す。 $C\geq 0$ としても、角柱後方に何か所か Pk_{SGS} が負の領域が観察される。ただし、本解析での τ_{ij} におけるBardina項の寄与は全体的にはあまり大きくない。本計算ではBardina項に掛かる係数を1としているが、堀内らの研究によればこの係数は4~5程度が良いとされており(堀内(1993))、Baidina項の寄与を小さめに評価している可能性がある。今後はBardina項に掛かる係数もdynamicに同定する方法についても検討するべきと思われる。

5.4.2 平均風速 (図5.9.5.10)

DSモデルの結果(図5.9(2))はSモデル(図5.9(1))に比べて、側面付近の剥離域が広い(図5.11も参照)。従ってDSモデルの方が角柱背後の循環流域が後方まで延びている。DMモデルはDSモデルより循環流域がやや小さくなるが両者の差は小さい。図5.10に角柱中心軸上の風速の分布を示す。DSモデル、DMモデルの結果は、ともに角柱背後

の逆流域の広さが実験結果と極めてよく一致しているが、DMモデルの方がそのピークの位置、循環流の広さが実験に近い。またDSモデルで見られた、循環流域よりさらに後方の x_1 が4以上の領域で風速が減少する傾向が、DMモデルでは解消された。循環流域より更に後方で、いずれの計算でも実験(Lyn(1989))と異なる分布の傾向を示しているが、坂本、持田、村上、Rodi(1994)が示しているようにLESだけでなくDSM,k-ε等の他のモデルでも循環流域後方の風速を大きめに評価している。又ここには示していないが $Re=1.4\times 10^4$ のDuraóらの実験(Duraó, Heitor and Pereira(1988))はLESの結果の方に近く、この点に関しては実験結果の誤差も含めて更に検討が必要である。

5.4.3 剥離領域の風速、シアストレス等の分布(図5.11~5.15)

図5.11に風上コーナーより0.5D後方の位置の平均風速分布を示す。DSモデルではSモデルに比べて、剥離による逆流域が広く、角柱側方のより遠方まで風速が負となる。DMモデルではこの逆流域がやや小さくなるが実験には一番近い。図5.12はこの領域でのモデル係数の時間平均値(Sモデルでは $Cs(=0.13)$)にVan Driest型のwall damping functionを乗じた値、DSモデル、DMモデルでは $\langle C \rangle_i^{1/2}$ の分布を示している。Cの値は時間的に大きく変動するが、角柱側方付近の逆流域中における時間平均値は $\langle C \rangle_i^{1/2} = 0.2$ 程度の値を示す。これに対し、Sモデルで与えた $Cs(=0.13)$ にwall damping functionを乗じたモデル係数は角柱近傍では0に向かうため、角柱近傍においてSモデルとDSモデル、DMモデルには大きな差異がある。また、角柱からある程度離れた領域において、DS,DMモデルの $\langle C \rangle_i^{1/2}$ はSモデルで与えた $Cs=0.13$ に近い値となった。角柱近傍においてDMモデルはDSモデルより小さな値となる。図5.13はこの領域でのSGS渦粘性係数の時間平均値 $\langle \nu_{SGS} \rangle_i$ の分布を示している。Sモデルでは減衰関数の効果により速やかに壁近くで減衰するのに対して、DSモデル、DMモデルでは壁近傍でもあまり減衰しない。この結果は、剥離域ではVan Driest型のwall damping functionが妥当性を持ち得ないことを示唆している。又、DMモデルの $\langle \nu_{SGS} \rangle_i$ はDSモデルの場合よりもやや小さい。次にこの領域での $\langle u_1' u_2' \rangle_i$ の分布(Grid Scale(GS)+SGS)を比較すると(図5.14)、DSモデル、DMモデルはSモデルより小さな値を持ち、この部分でSモデルの方が拡散的であることが判る。SGSにおけるエネルギー散逸量を ϵ_s 、乱流エネルギーのSGS成分 k_{SGS} の生産項を Pk_{SGS} とし、 k_{SGS} の輸送方程式に関して局所平衡

を仮定すれば ϵ_v は、 $\epsilon_v = Pk_{SGS} = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$ で表される。ここで、エネルギー散逸の大半はSGSで行われていることを考えると、 ϵ_v はGS+SGSの全スケールで行われているエネルギー散逸率の総量 ϵ にほぼ等しいとみなせる。Smagorinskyモデルでは τ_{ij} は $-2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij}$ (5.11)式)で表されるので、 $\epsilon_v = \tau_{ij} \bar{S}_{ij} = 2\nu_{SGS} (\bar{S}_{ij})^2$ となり、 ν_{SGS} が小さければ ϵ_v ($\equiv \epsilon$)もまた小さくなる。これにより、damping functionにより壁近傍で急速に ν_{SGS} が減少するSモデルの場合、 ϵ_v ($\equiv \epsilon$)が小さくなり、乱流変動が散逸しにくくなる。これにより、GS+SGSのトータルで見ると、乱流エネルギーが増加し、運動量の乱流拡散が過大となる。この結果Sモデルの場合、図5.9,5.11に示したように、剥離領域の成長が抑制されたものと考えられる。一方、DSモデルでは、大きな ν_{SGS} によって ϵ_v ($\equiv \epsilon$)が増加し、GS+SGSトータルの乱流拡散が減少するため角注側方の逆流域が大きくなる。

一方、DMモデルでは τ_{ij} は((5.17)式)で表されるので、DMモデルの場合の ϵ_v ($\equiv \tau_{ij} \bar{S}_{ij}$)はと表される。図5.15に $-\langle u_i' u_j' \rangle_t$ のSGS成分 $-\langle \tau_{ij} \rangle_t$ ($= 2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} - B_{ij}$ と)の比較を示す。DMモデルの $-\langle \tau_{ij} \rangle_t$ は、全体にDSモデルの結果より小さい。これはDMモデルではCの変動が抑えられて $\langle \nu_{SGS} \rangle_t$ がDSモデルに比べて小さくなったことに加えて、瞬間的にはBardina項がSmagorinsky項と逆符号に働く効果により $\langle \tau_{ij} \rangle_t$ 全体の値も小さく抑えられたためであると考えられる。この小さな τ_{ij} によりDMモデルでは、 ϵ ($\equiv \epsilon_v = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$)がDSモデルよりやや小さくなっているものと考えられる。その結果、DSモデルに比べてGS+SGSのトータルの乱流拡散がやや増加し、角注側方の逆流域もやや小さくなり、平均風速を比較すると、実験と最もよく一致する結果となっている(図5.11)。この部分での ϵ_v ($\equiv \epsilon$)の差異により生じる剥離性状の変化が、図5.10に示した角柱後方の循環流の大きさ等にも影響しているものと推定される。

5.4.4 $\langle k_w \rangle_t$ (図5.16)

DS, DMモデルを用いても $\langle k_w \rangle_t$ は依然として、全体的に実験値よりも小さいが、Sモデルに比べて角柱背後に現われるピークの値が大きくなり実験に近づく。実験との差異については今後さらに検討が必要である。

5.5. 結論

(1) DS, DMモデルの結果は、wall damping functionを併用したSモデルの結果に比べて後方循環流の風速分布に関して大幅な改善が見られた。これは角柱側面における乱流拡散の性状をdynamic SGSモデルがより正確に再現していることによる所が大きい。

(2) DMモデルは、DSモデルに比べて、後方循環領域及び側面の風速分布に関してより実験に近づいた。またDMモデルでは係数Cの変動が抑えられたため、DSモデルの約半分まで計算時間が短縮された。

(3) 今後の課題としては、

- ① 一様流のような速度勾配のない領域へのモデルのスムーズな接続、
- ② Backscatter効果の組み込み、
- ③ 計算の安定化・高速化
等が考えられる。

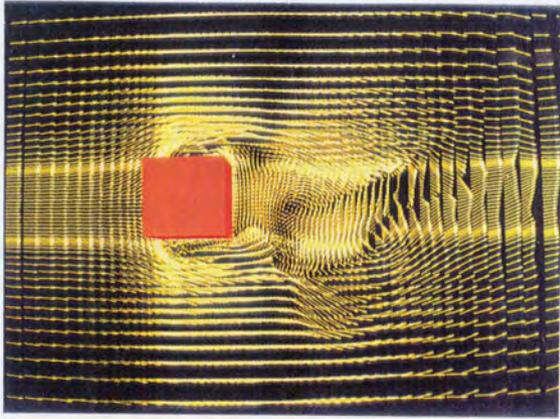


写真1 2次元角柱周辺の流れ場 (瞬時風速ベクトル)

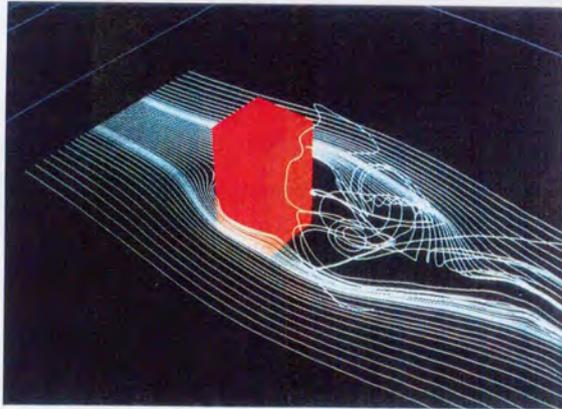


写真2 2次元角柱周辺の流れ場 (瞬時流線)

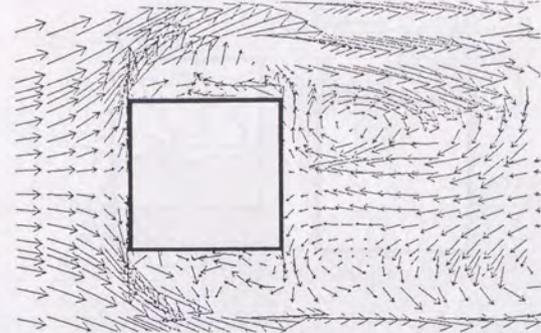
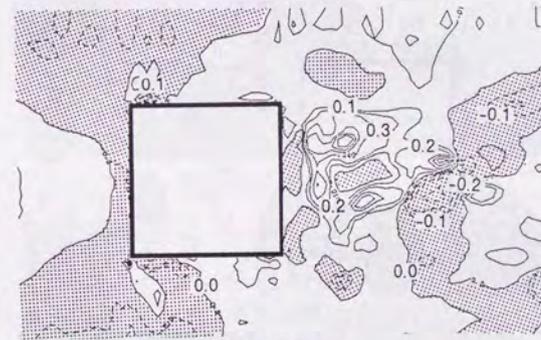
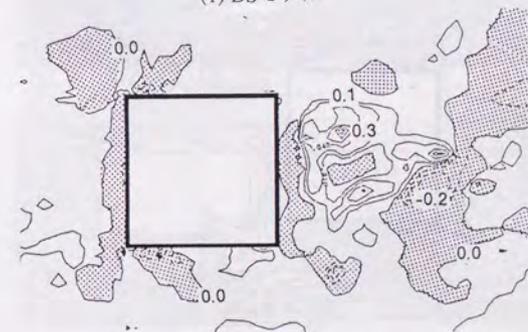


図5.4 瞬間風速ベクトル (DSモデル)



(1) DSモデル



(2) DMモデル

図5.5 Cの瞬時値 (dynamic SGSモデル, ■は負値を表す)

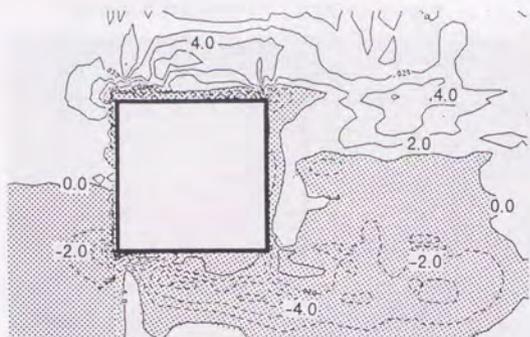
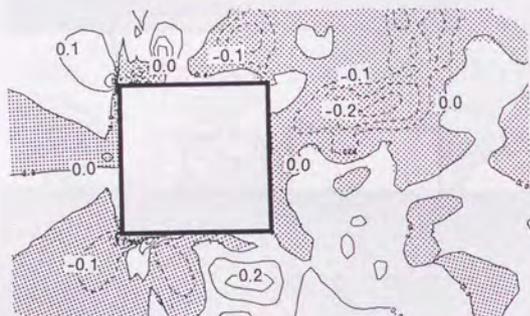
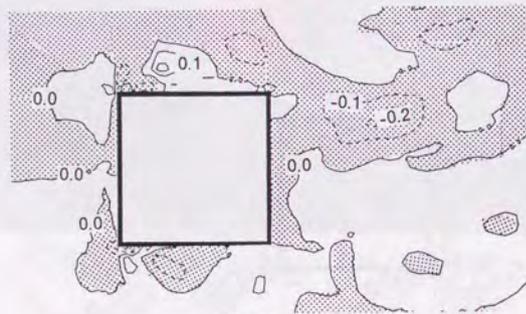


図5.6 S_{12} の瞬時値 (DSモデル, ■は負値を表す)



(1) DSモデル



(2) DMモデル

図5.7 τ_{12} の瞬時値 (■は負値を表す)

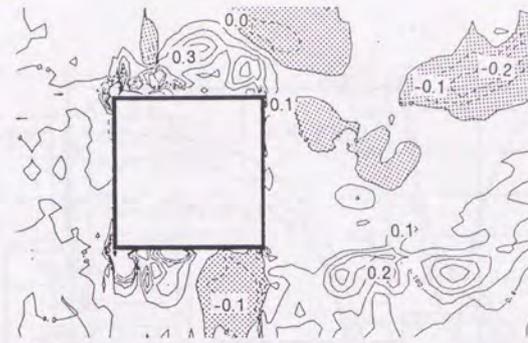
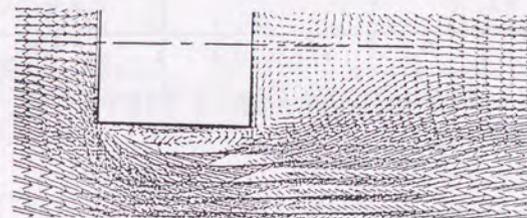
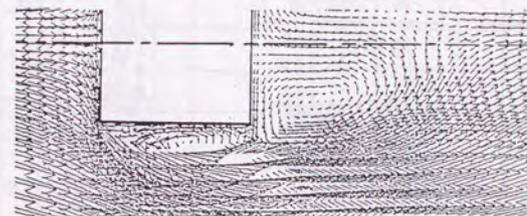


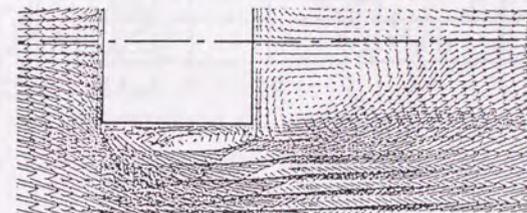
図5.8 Pk_{SGS} の瞬時値 (DMモデル, $C \geq 0$, ■は負値を表す)



(1) Sモデル



(2) DSモデル



(3) DMモデル

図5.9 平均風速ベクトル

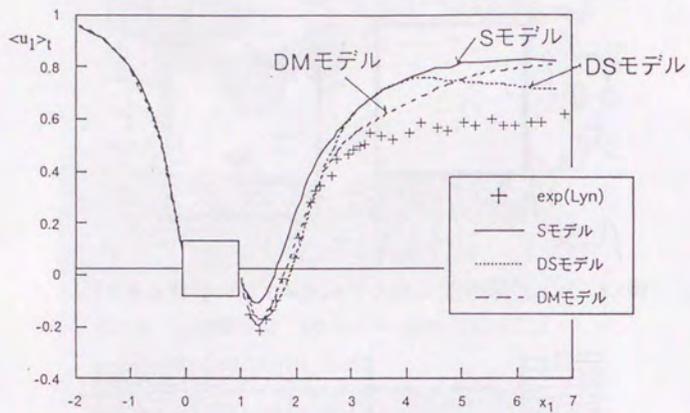


図5.10 風速の時間平均値 $\langle u_1 \rangle_t$ の分布 (角柱中心軸上)

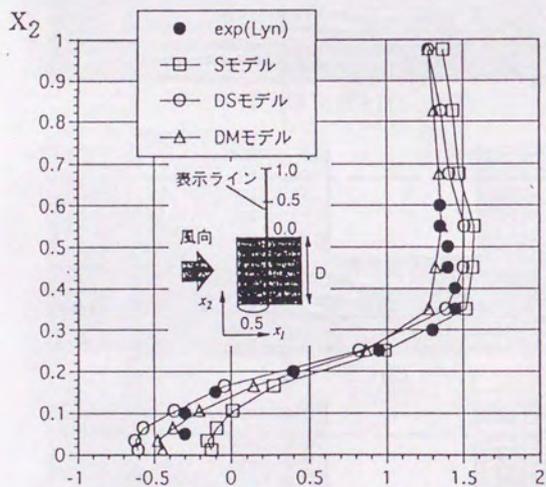


図5.11 風速の時間平均値 $\langle u_1 \rangle_t$ の分布 (角柱側面)

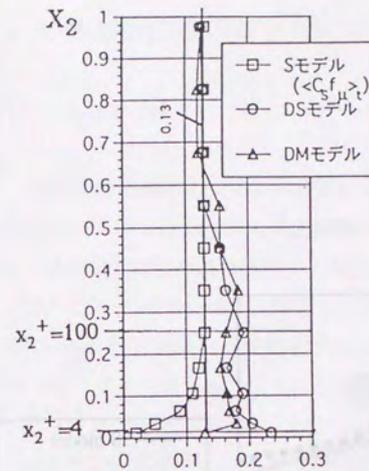


図5.12 $\langle C_s \rangle^{1/2}$ の分布 (角柱側面)

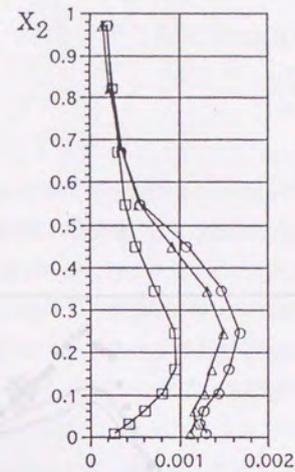


図5.13 $\langle v_{SGS} \rangle_t$ の分布 (角柱側面)

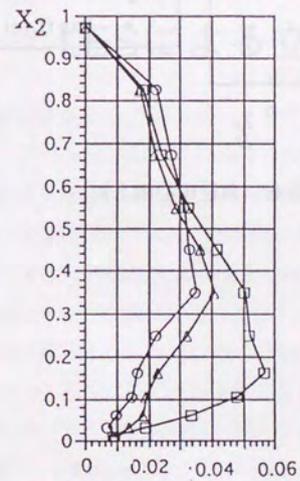


図5.13 $\langle u_1' u_2' \rangle_t$ の分布 (GS+SGS)

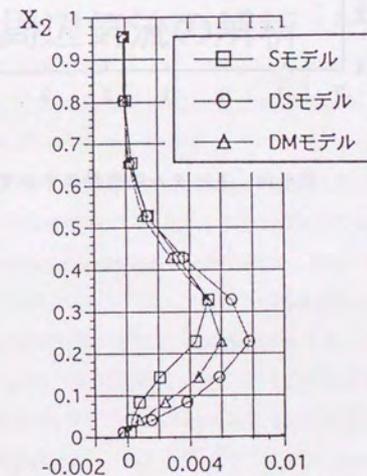


図5.13 $-\langle \tau_{12} \rangle_t$ の分布 (SGS成分)

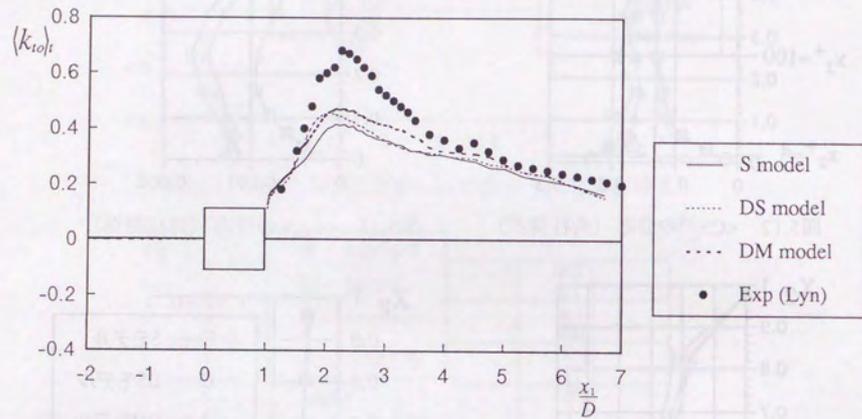


図5.16 トータルの変動エネルギー $\langle k_{10} \rangle_t$ の分布 (角柱中心軸上)

第6章 Dynamic SGSモデルを用いた LESによる立方体周辺気流の解析

第6章 Dynamic SGSモデルを用いたLESによる立方体周辺気流の解析

6.1 はじめに

単独建物のプロトタイプとして想定された接地境界層流中の立方体モデル周辺の流れ場は、前面のstagnation, 屋上面の逆流, 後方の循環流等を伴い極めて複雑である(写真6.1, 6.2)。このような流れ場の特徴は変形速度テンソルの様々な成分を含み、この値が局所的に大きく変化し、乱れの非等方性が非常に強い点にある。この3次元非等方乱流場の平均流れ場の高精度予測に関するLESの有効性は、風洞実験, k-εモデル, ASMとの比較により明らかになっている(林(1991))。

従来のLESによる立方体モデル周辺気流の解析においては、SGSモデルとしてはSmagorinskyモデルが採用され、Smagorinsky定数 C_s の値は空間的、時間的に一定として取り扱われてきた(持田, 村上, 林(1991))。 C_s を一定とした($C_s=0.12$) LESの結果は多くの点でk-εモデルやASMより実験とよく対応することが確認されているが(村上, 持田, 林(1991), Murakami (1992))、建物モデル後方循環流上部のfree shear layerにおける k が過大となる点等が問題として残されていた。

C_s の最適値は本来対象とする流れの性状に応じて異なり、流れ場により種々の値が用いられている。建物周りにように種々の性状の流れが混在する流れ場に対して空間的に一定の C_s を用いれば、その予測精度には限界があり、上述のLESの欠点もこの点に大きく依存しているのではないかと考えられる。持田, 村上, 林(1992)による C_s を場の関数とするSmagorinskyモデル(Yoshizawa(1991))を用いた立方体モデル周辺気流の解析では、 C_s を0.12で一定とした場合の問題点であった立方体後方のfree shear layerにおける k の過大評価に関してやや改善が見られたが、モデルに現れる数値定数の設定値や C_s の空間的、時間的変動のスムージングの方法等に課題が残されていた。

第5章では、Smagorinskyモデルの欠点を改善する高精度SGSモデルとして、dynamic SGSモデルを採用し、2次元角柱周辺流れの解析に適用し、Smagorinsky定数 C_s を一定とする標準のSmagorinskyモデルと比較して、大幅な予測精度の改善が見られた。本章では、接地境界層流中の立方体モデル周辺の流れをdynamic SGSモデルにより解析し、従来のSmagorinsky定数 C_s を一定とする標準のSmagorinskyモデルと比較し、その有効性、問題点を検討する。

6.2 数値計算の概要

6.2.1 基礎方程式

全ての物理量をコントロールボリューム中心で定義するコロケーショングリッドを用いた(Rhie and Chow(1983), 石田, 村上, 加藤, 持田(1992))。グリッドフィルタとしては2次精度の中心差分による離散化の際にグリッド幅のtop hatフィルタが陰に施されているとみなした(森西(1993))。Re数($=\langle u_p \rangle H_p / \nu$)は 8.4×10^3 。無次元時間差分間隔 $\Delta t \langle u_p \rangle / H_p$ はSモデルで 1×10^{-2} , dynamicモデルで 2×10^{-3} 。SMAC(Simplified MAC)法のアルゴリズムを使用し、圧力修正量のPoisson方程式の解法にMICCG法を用いた。

6.2.2 差分スキーム

離散スキームは、空間に2次精度中心差分、時間には、移流項に2次精度Adams-Bashforth, 拡散項にCrank-Nicolsonスキームを使用。

6.2.3 境界条件

流入境界条件は、別途チャンネル流の計算を行い、平均風速分布が1/4乗の指数分布(風洞実験に対応)に正確に従うように調整し、その結果得られた各時刻の風速分布を非定常な流入条件として使用。なお乱流エネルギー k の風洞実験値とチャンネル流の計算結果はよく対応しており、流入側境界の立方体高さ H_p における k の値は両者ともに約 $0.03 \langle u_p \rangle^2$ である。(図6.1, 6.2)、解析領域側面では $\bar{u}_2=0, \partial \bar{u}_1 / \partial x_2 = \partial \bar{u}_j / \partial x_2 = 0$ 、上空面では $\bar{u}_3=0, \partial \bar{u}_j / \partial x_3 = \partial \bar{u}_j / \partial x_3 = 0$ 。流出面は速度3成分に対し $\partial / \partial x_1 = 0$ 。角柱壁面上の速度境界条件はlinear-power law型の2層モデル(Werner and Wengle(1991))。

6.2.5 計算領域, メッシュ分割

計算領域は $15.7(x_1) \times 9.7(x_2) \times 5.2(x_3)$ 。 x_2 (横)方向, x_3 (鉛直)方向の計算領域の広さは風洞実験とほぼ対応している。この計算領域に対して $63(x_1) \times 49(x_2) \times 34(x_3) = 104,958$

のメッシュ分割を行った。角柱壁面に接する格子幅は $0.04H_0$ 。

6.2.6. SGSモデルの概要

SmagorinskyモデルとBardinaモデルを併用したdynamic mixed SGSモデル（以下DMモデル）(Zang, Street and Koseff(1993))を、モデル係数を一定とする通例のSmagorinskyモデル（以下Sモデル）と比較する。

まずSモデルによるSGS応力 τ_{ij} は次式で表される。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = -2\nu_{sgs}\bar{S}_{ij} \quad (6.1)$$

$$\nu_{sgs} = C\Delta\sqrt{|\bar{S}|} \quad (6.2)$$

$$\text{ただし } \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}\right), \quad |\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (6.3)$$

(6.2)式中のモデル係数CはSmagorinsky定数 C_s の2乗に対応する。Sモデルでは(6.2)式の $C=0.0144$ ($C_s=0.12$)とし、Van Driest型のdamping function($1-\exp(-x_n^*/25)$)をグリッドスケール Δ に乗じている。

DMモデルでは τ_{ij} はSmagorinskyモデルとBardinaモデルの和として次式で表される。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = -2C\Delta\sqrt{|\bar{S}|}B_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}B_{kk} \quad (6.4)$$

$$B_{ij} = \overline{\bar{u}_i\bar{u}_j} - \bar{u}_i\bar{u}_j \quad (6.5)$$

本解析では、(6.4)式右辺に含まれるモデル係数Cを同定する際には、Piomelliのlocal modelの定式化を採用した(Piomelli(1994))。Germano(1991), Lilly(1992)の定式化では、モデル係数Cの空間的変化が小さいものとしてCをテストフィルタの操作の外に出し $\overline{C\Delta\sqrt{|\bar{S}|}}$ の項を $C\Delta\sqrt{|\bar{S}|}$ と近似している。このとき一般に、一様な流れの方向がある場合、 \bar{C} はその方向に平均化される。上記の $\overline{C\Delta\sqrt{|\bar{S}|}} = C\Delta\sqrt{|\bar{S}|}$ の仮定を用いず、Cをテストフィルタの外へ出さないモデルがlocal modelである。その方法には、Ghosalらのモデル(Ghosal et al.(1992))、Piomelliのモデル等があるが、本研究では、適用の容易さからPiomelliのモデルを用いた。DMモデルをlocal modelにより表すとC

は次式となる。

$$C = -\frac{1}{2} \frac{(\overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\tau_{ij}}}}}} - C^*\beta_{ij})\alpha_{ij}}{\alpha_{kl}^2} \quad (6.6)$$

$$\text{ここで } \overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\tau_{ij}}}}} = \overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\tau_{ij}}}}}} + \overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\overline{\tau_{ij}}}}}}} \quad (6.7)$$

$$\alpha_{ij} = \Delta\sqrt{|\bar{S}|}\bar{S}_{ij} \quad (6.8)$$

$$\beta_{ij} = 2\Delta^2|\bar{S}|S_{ij} \quad (6.9)$$

ここでn時点における C^* は単純に C^{*1} としている。Piomelliは(6.6)式右辺のテストフィルタ中に含まれるモデル係数(ここでは C^* と表記)の与え方として、単純に1時点前のCを用いる方法と1時点前のCを用いて前進差分により現時点の C^* を外挿する方法を提案しているが、両者の差は小さいと報告している。DMモデルでは、(6.6)式の係数Cの時間的・空間的変化を瞬時瞬時の計算結果から動的に同定する。

なおdynamic SGSモデルのテストフィルタ及びBardinaモデルの場合の2重フィルタは、谷口ら(1993)の提案に基づいて次式で与えた。

$$\hat{\hat{f}} = \hat{f} + \frac{\Delta^2}{24}\nabla^2\hat{f} + O(\Delta^4) \quad (6.10)$$

$$\bar{\bar{f}} = \bar{f} + \frac{\Delta^2}{24}\nabla^2\bar{f} + O(\Delta^4) \quad (6.11)$$

なお後述するように、計算の安定化のため、 $C<0$ の場合 $C=0$ としている。

6.3 対象とした風洞実験の概要

実験は、東京大学生産技術研究所の境界層型風洞を用いて行った。モデルは高さ20cmの立方体で、境界層内の風速分布はべき指数1/4の指数則に従う(図6.1)。風速の測定にはタンデム型熱線風速計を使用した。風洞内基準風速は約6m/s、Re数は約 8.4×10^4 となる。乱流統計量は、100Hzのローパスフィルターを通し、サンプリング間隔5msでA/D変換し、得られた6000個の風速データより算出した。

6.4 計算結果

6.4.1 平均風速ベクトルの分布(図6.3)

図6.3に平均風速ベクトルの風洞実験との比較を示す。全体的傾向は $C_s=0.12$ としたSモデルとDMモデルで大きな差異は見られない。但し、詳しく比較すると、後方床面の再附着距離(X_R)はSモデル($X_R=1.4$)に比べて、DMモデル($X_R=1.3$)の方がわずかに短くなり実験($X_R=1.2$)に近づく。水平断面を見た場合も、全体的傾向はSモデルとDMモデルで大きな差異は見られないが、後方循環流の大きさが、DMモデルの方がやや小さく実験に近い。

6.4.2 乱流エネルギー k の分布(図6.4)

DMモデルでは、Sモデルに比べて立方体後方のfree shear layerにおける k の値が減少し、従来よりSモデルで問題となっていたこの部分の k の過大評価(村上, 持田, 林(1991), 持田, 村上, 林(1991))がやや改善された。後方循環流域内の k のレベルも、DMモデルの方がSモデルよりやや小さく、実験に近い。逆に、屋上面風上コーナー付近の k の値はDMモデルの方がSモデルよりやや大きい。なお本解析では、 k の算出の際に k_{SGS} の寄与は含まれていない。 k_{SGS} は次元解析的に次式で与えられる。

$$k_{SGS} = \frac{v_{SGS}^2}{(C_k \Delta)^2} \quad (6.12)$$

ここで、 C_k は数値定数。 C_k はDeardorff(1971)は0.094を使用し、Yoshizawa(1991)は、TSDIAによる考察より0.086としている。しかし、 C_k の値は、本来、ある一定の C_s (C)の値に対して決定されるものであり、DMモデルのように、 C が時間的、空間的に大きく変化する場合、この関係を用いて k_{SGS} を算出することには問題があるものと考えられる。 k_{SGS} の算出方法に関しては今後さらに検討が必要であろう。

6.4.3 平均風圧係数の分布(図6.4)

平均風圧係数に関して、SモデルとDMモデルともかなり良く実験と一致している。しかし、詳細に比較すると屋上面等ではDMモデルの方がSモデルよりもさらに実験に近い。

6.4.4 $\langle C \rangle$ の分布 (図6.5)

図5にDMモデルの場合のモデル係数Cの時間平均値を示す。今回行ったSモデルの解析の場合、Cは空間一律に0.0144 ($C_s=0.12$)である。これに比べてDMモデルの場合、その値は空間的に大きく変化している。立方体前面や屋上面近くではDMモデルの場合の $\langle C \rangle$ の値は比較的小さい。本計算ではCが負値を採る場合、 $C=0$ と置き換えているため、実際には、立方体近傍の領域ではCの値はさらに小さいものと考えられる。立方体後方のfree shear layer部では、DMモデルの $\langle C \rangle$ は0.02~0.03 (C_s で約0.14~0.17)となり、Sモデルの場合の $C_s=0.12$ より大きめとなる。

6.4.5 $\langle n_{SGS} \rangle$ の分布 (図6.6)

図6.6に $\langle v_{SGS} \rangle$ の分布を示す。全体的にDMモデルの方が値が大きい。立方体前方では大きな差異はない。Sモデルでは屋上面からやや離れた領域でピークを持つに対して、DMモデルでは風上コーナー部でピークを持つ。立方体後方では、Sモデルではコンタラインは後方に引き延ばされてピークが後方に位置しているのに対して、DMモデルでは $\langle v_{SGS} \rangle$ の大きな領域が立方体の近くにある。但し、立方体の極く近傍では両者は同程度の値である。

6.4.6 $\langle -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle$ の分布 (図6.7, 図6.8)

SGSにおけるエネルギー散逸率を ϵ_v 、乱流エネルギーのSGS成分 k_{SGS} の生産項を Pk_{SGS} とし、 k_{SGS} の輸送方程式に関して局所平衡を仮定すれば ϵ_v は、 $\epsilon_v = Pk_{SGS} = \langle -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle$ で表される。ここで、エネルギー散逸の大半はSGSで行われていることを考えると、 ϵ_v はGS+SGSの全スケールで行われているエネルギー散逸率の総量 ϵ とほぼ等しいとみなせる。図6.8に $\langle -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle$ の分布を示す。立方体後方のfree shear layer部では、Sモデルに比べてDMモデルの方が大きめの値を示すが、風上コーナー付近を比較すると、S

モデルの方が大きい。図6.9に $\langle -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle$ におけるBardinaモデル項に由来する成分の値 ($B_{ij} \bar{S}_{ij}$, (6.4)式参照)を示す。 $\langle -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle$ 中のSmagorinskyモデルによる項は、 $C>0$ の制約を課しているため、常に正の値を示すが((6.4)式参照)、Bardinaモデルの寄与である $B_{ij} \bar{S}_{ij}$ の項は負値を取ることができ、実際に立方体前面等で負の値を示す(図6.9)。風上コーナー等では、Cの値があまり大きくないことに加えて(図6.6)、風上コーナー部でBardinaモデル項が負の値を採ることにより(図6.9)、この領域ではDMモデルのtotalの $\langle -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle$ ($\equiv \epsilon$)はSモデルより小さくなる(図6.8)。その結果、DMモデルでは、風上コーナー付近の乱流変動が散逸されにくくなり、この領域における乱流エネルギー k がSモデルに比べてやや増加したものと考えられる(図6.4)。一方、立方体後方のfree shear layer部では、 $\langle -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle$ はDMモデルの方が大きい。これは、この部分でDMモデルがSモデルと比べて $\langle C \rangle$ が大きめの値となることと対応している。すなわち、この領域では ϵ ($\equiv \langle -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle$)はDMモデルの方がやや大きく評価される。その結果、DMモデルでは、後方のfree shear layer部で乱流変動が散逸されやすくなり、Sモデルに比べて乱流エネルギー k が減少し、図6.4に示したように、実験に近づいたものと考えられる。

6.5 結論

(1)従来の定数を一定とするSmagorinskyモデル（Sモデル）の欠点を改善するモデルとしてDynamic mixed SGSモデル（DMモデル）を採り上げ、接地境界層流中の立方体周辺気流の解析を行ない、その有効性、問題点を検討した。

(2)DMモデルの結果は、 C_s を0.12で一定としたSモデルの結果に見られた立方体後方のfree shear layerにおける k の過大評価に関して若干の改善を示した。

(3)平均風速ベクトル、平均風圧係数に関しても、Sモデルに比べて全体的に実験との対応がやや向上した。

(4)今回の様な接地境界層流中の立方体周辺気流の解析では、1方程式型SGSモデルを採用した場合、流入境界で k_{sgs} に関する境界条件を与える必要が生じ、計算は大幅に煩雑になり、その信頼性も十分明らかにされていない訳ではない。その意味でも、そのような新たに境界条件として与える変数が現れないdynamic SGSモデルは有効であると考えられる。

(5)しかしながらDMモデルでも、立方体後方のfree shear layerにおける k の過大評価は依然として見られる。

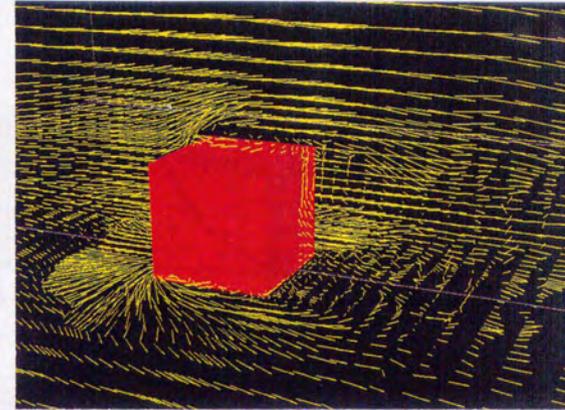


写真6.1 立方体周辺の流れ場（瞬間風速ベクトル）

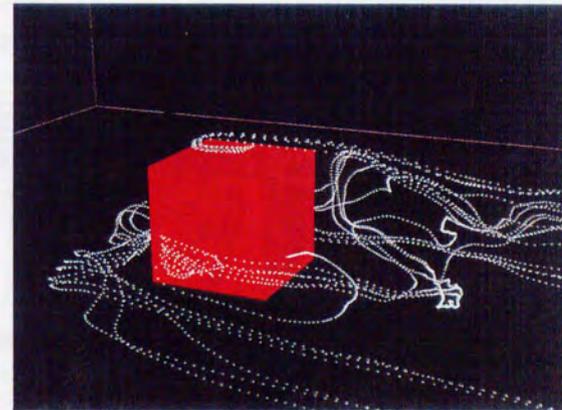


写真6.2 立方体周辺の流れ場（瞬間流線）

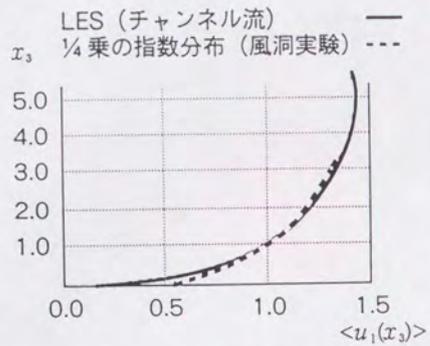


図6.1 流入風速プロファイル

(LESによるチャンネル流の結果)

■ 風洞実験

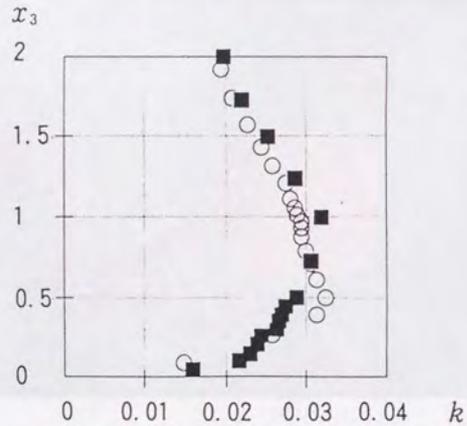


図6.2 流入のkのプロファイル

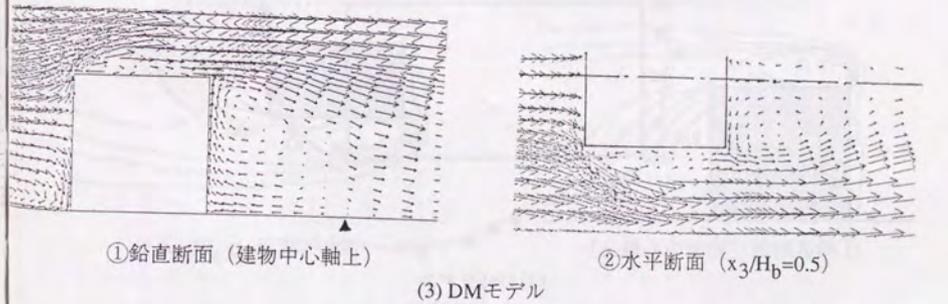
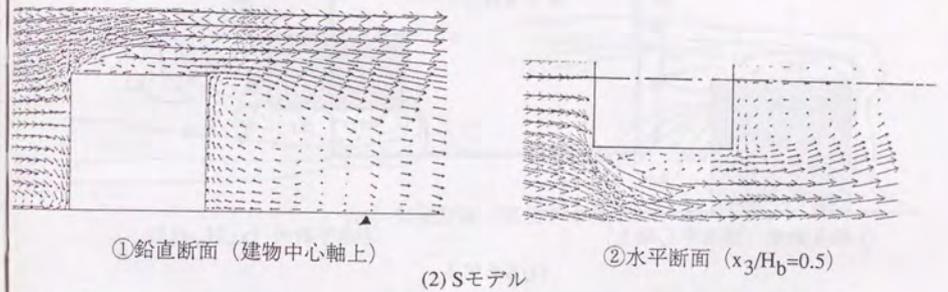
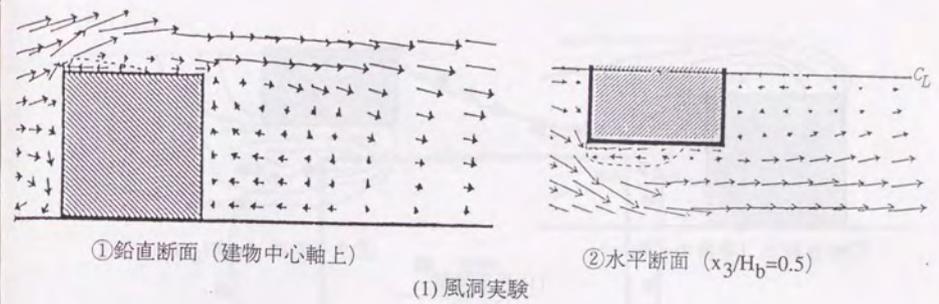
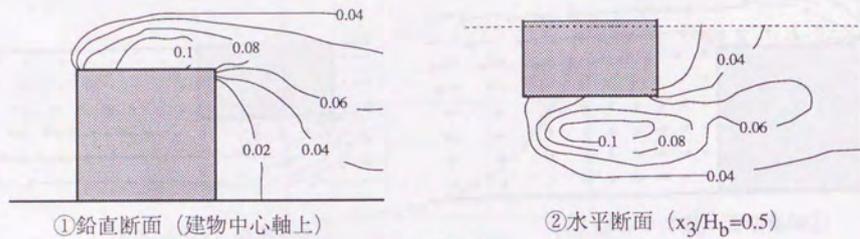
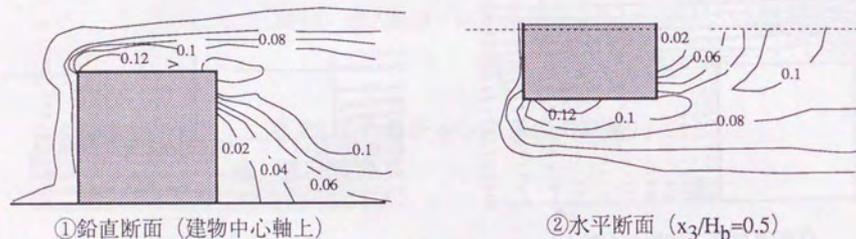


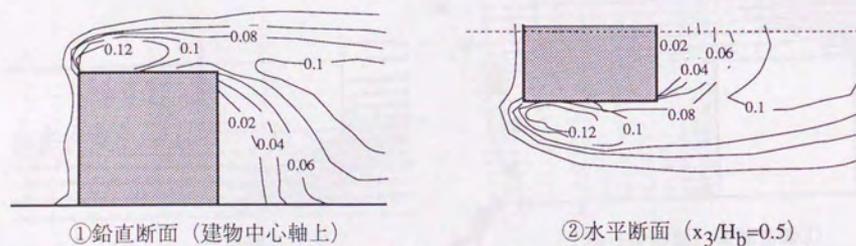
図6.3 平均風速ベクトル



(1) 風洞実験

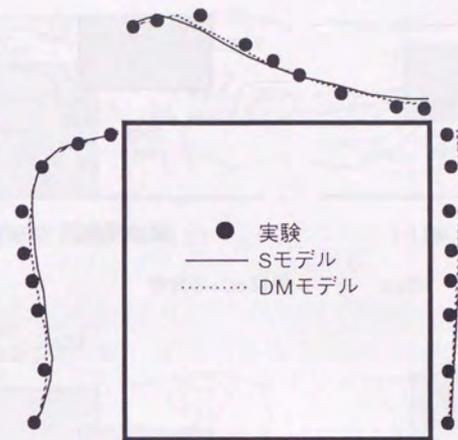


(2) Sモデル

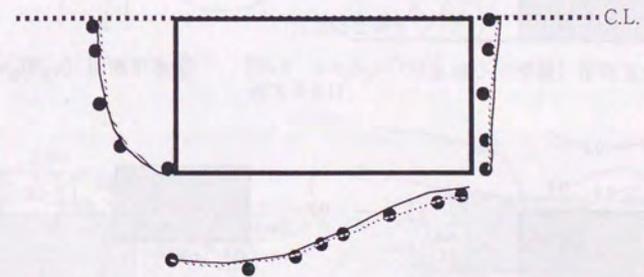


(3) DMモデル

図6.4 乱流エネルギーkの分布



(1) 鉛直断面 (建物中心軸上)



(2) 水平断面 ($x_3=0.5H_b$)

図6.5 平均風圧係数

第7章

高精度SGSモデルを用いた LESによる建物周辺のガス拡散の解析

第7章 高精度SGSモデルを用いたLESによる建物周辺のガス拡散の解析

7.1 序

汚染質濃度の変動性状に関する研究は、拡散場の構造の解明や汚染質の短期被爆に関わる環境影響評価のために不可欠であるが、これに関する風洞実験例は非常に少ない。これには、汚染質が浮力を伴うような場合には、相似則の条件から実験に厳しい制約が生じること、また濃度計の応答性が十分でなかったこと等が原因として考えられる。数値計算では、実験で遭遇する様々な相似則上の問題から解放される。しかもLarge Eddy Simulation (LES) では瞬時瞬時の速度場、濃度場が空間的に得られるため、拡散場の構造の解明や汚染質の短期被爆に関わる環境影響評価には非常に適した手法といえる。

本研究では、まず通例のSmagorinskyモデルに基づくLESにより建物後方から空気と等密度のガスが排出された場合の拡散場を解析し、平均濃度及び濃度変動の分散の分布について、高応答性FIDによる風洞実験結果と比較し、その結果より濃度変動の分散の生産の構造について検討している。次に、浮力のあるガスが排出された場合について風洞実験結果と比較する。特に、空気より軽いガス ($\rho_s/\rho_a=0.3$) が排出された場合を対象として、通例のSmagorinskyモデルに加えてSubgrid Scale (SGS)の浮力効果を組み込んだモデルによる解析を行い、両者に見られる濃度分布の差異について、乱流エネルギー k 、濃度フラックス $\langle u_j'c' \rangle$ の分布、その輸送方程式の構造等と関連付けて考察する。

次に、空気と等密度のガスが排出された場合を対象として、第4章で開発した複合グリッドシステムを利用した、より詳細なグリッド分割で解析し、その精度の検証を行う。さらに、第5章、第6章で速度場に関して有効性が確認されたdynamic SGSモデルを拡散場の解析に適用し、その有効性を検討する。

7.2 対象とした風洞実験及び流れ場の概要

7.2.1 実験概要

高応答性のFID型炭化水素濃度計 (Collings (1988)) を用いて立方体モデル周辺における浮力の働くガスの濃度変動を風洞実験により測定し、平均濃度及び濃度変動の分散の分布性状、濃度変動の波形・スペクトルの形状等について検討した。更に浮力の働くガスが排出された場合に建物後方に生じる安定状態、不安定状態の領域における濃度変動の分散の生産構造について、風洞実験結果との輸送方程式の構造より考察した。

7.2.2 実験条件

7.2.2.1 実験条件

風洞は東京大学生産技術研究所の境界層型風洞を使用した。モデルは、一辺20cmの立方体を用い、立方体モデル背面から10cm風下の中心軸上の床面よりでガスを排出した (図7.1)。排出口形状は一辺0.5cmの正方形。実験種類を表7.1に示す。接近流は $\langle u_1(x_3) \rangle = x_3^{1/6}$ の指数則に従う (図7.2)。表7.1のCase 2-1~2-3では $\langle u_0 \rangle$ は、Re数は 5.7×10^3 とした。低風速が要求される浮力の働くガスの実験におけるレイノルズ効果の検討のためにRe数は 5.7×10^4 と 5.7×10^3 の2つのRe数の下で同一の排出条件で等密度のガスを排出し (表7.1 Case 1とCase 2-1)、平均風速、乱流エネルギーの分布を比較し、レイノルズ効果が比較的小さいことを事前に確認した (図7.3参照)。空気と等密度のガスには C_2H_4 、軽いガスには C_2H_4 と He、重いガスには C_2H_4 と SF_6 を混合したものを使用した。

7.2.2.2 測定器

風速はタンデム型熱線風速計、濃度は時定数約3msの高応答のFID型炭化水素濃度計 (Cambustion社、HFR300) を用いた。本濃度測定システム (図7.4) の特徴は、①

FIDヘッドを風洞内に設置し、サンプルガスは短い流路で直接FIDヘッドに吸引される。②測定点からFIDヘッドへ至る流路には直径0.15mmのキャピラリーチューブを用いているため、流路容積が非常に小さく、また、チューブ内の混合ガスを促す拡大や縮小等は存在しない。従来のFIDへの上記改良の結果、時定数約3msの高応答性が実現される。 $\langle u_0 \rangle = 0.4\text{m/s}$ の実験では $\Delta t = 100\text{ms}$ 、 $\langle u_0 \rangle = 4.0\text{m/s}$ の場合は $\Delta t = 10\text{ms}$ とし、いずれのCaseとも4096個の瞬時値を採取し、以下に示す諸量を算出した。

7.2.3 実験結果

7.2.3.1 平均濃度 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の分布 (図7.5)

(1) $\rho_s / \rho_a = 1.0$ (Case2-1)

排出されたガスは模型後方の循環流により風上に移流される (図7.5(1))。

(2) $\rho_s / \rho_a = 0.3$ (Case2-2)

$\rho_s / \rho_a = 1.0$ (図7.5(1)) と比較して、模型後方の循環流内下部 ($x_3/H_b \leq 0.5$) の濃度が全体的に小さい (図7.5(2))。特に排出口から建物背面の間で、ガスが浮力のために斜め風上に拡散され、床面付近の濃度が半減している。又、排出口後方の床面付近も低濃度となっている。

(3) $\rho_s / \rho_a = 1.7$ (Case2-3)

$\rho_s / \rho_a = 1.0$ の場合と比較してwake内下部の平均濃度は高く、排出口風上の床面付近に非常に高濃度域が発生する (図7.5(3))。

7.2.3.2 濃度変動の分散 $\langle c'^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$ の分布 (図7.6)

各Caseとも濃度変動の分散は平均濃度の分布と対応した性状を示し、平均濃度の大きい領域では分散の値も大きいという対応関係が見られる。この理由に関しては後で詳しく述べる。

7.2.4 排出ガスの浮力が乱流拡散場に及ぼす影響に関する考察

7.2.4.1 濃度変動の分散<c²>と濃度勾配∂<c>/∂x₃ (図7.7, 表7.2, 表7.3)

(1) ρ_s/ρ_a=1.0 (—●—)

濃度変動の分散が最大となる高さと同濃度が最大となる高さは一致している。この対応関係は<c²>方程式中の生産項の形 (-2<u_i'c'>∂<c>/∂x_i) から見て妥当と思われる。濃度変動の分散<c²>の輸送方程式は、

$$\frac{\partial \langle c^2 \rangle}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial \langle c^2 \rangle}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-\langle u_i' c'^2 \rangle + K \frac{\partial \langle c^2 \rangle}{\partial x_i} \right] - 2 \langle u_i' c' \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i} - 2K \left\langle \frac{\partial c'}{\partial x_i} \frac{\partial c'}{\partial x_i} \right\rangle \quad (7.1)$$

で表され (Kは分子拡散係数)、生産項は_____の付された右辺第2項である。即ち、<c>のピーク値 (高さx_j/H_b=0.25付近) の上下に存在する∂<c>/∂x₃の大きな値が生産項を通じて<c²>の値に大きな影響を及ぼす。

(2) ρ_s/ρ_a=1.7 (—■—)

前述したように、ρ_s/ρ_a=1.7の場合は模型後方の流れ場全域で安定成層が形成されている。このため、安定、不安定が混在するρ_s/ρ_a=0.3の場合に比べて現象を理解しやすい。この場合x_j/H_b≦0.25では∂<c>/∂x₃の絶対値はρ_s/ρ_a=1.0の場合に比べて非常に大きくなっているが (図7.7 (1), 表7.2⑤)、この領域のなかの濃度変動の分散 (<c²>/<c₀²>) の最大値はρ_s/ρ_a=1.0の場合よりやや小さめである (図7.7 (2))。同じく、濃度変動の乱れの強さ (<c²>^{1/2}/_{<c₀>}) を見ても、ρ_s/ρ_a=1.7の場合、wake内部ではρ_s/ρ_a=1.0の場合よりかなり小さい (図7.7 (3))。ρ_s/ρ_a=1.7の場合、この領域で<c>が極めて大きく、これに伴って濃度勾配∂<c>/∂x₃の絶対値が他の2ケースより格段に大きくなっている。従って、前述したρ_s/ρ_a=1.0の場合の濃度勾配∂<c>/∂x₃と<c²>の生産項の関係に関する考察では、ここで<c²>や<c²>^{1/2}/_{<c₀>}がρ_s/ρ_a=1.0の場合よりも小さくなることは説明できず、濃度変動に対する負の浮力の影響を考慮する必要がある。

<u_i'c'>の輸送方程式は

$$\frac{\partial \langle u_i' c' \rangle}{\partial t} + \langle u_k \rangle \frac{\partial \langle u_i' c' \rangle}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[-\langle u_i' u_k' c'^2 \rangle + v \langle c' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \rangle + K \langle u_i' \frac{\partial c'}{\partial x_k} \rangle \right] - \langle u_k' c' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} + \langle u_k' u_i' \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_k} - \langle c' \frac{\partial p'}{\partial x_k} \rangle - (v+K) \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial c'}{\partial x_k} \right\rangle + \text{Frd} \delta_{i3} \langle c'^2 \rangle \quad (7.2)$$

で表され、_____の付された右辺第2項と最後の項 (-Frdδ_{i3}<c²>) が生産項である。ρ_s/ρ_a=1.7 (Frd>0) の場合、<u_i'c'>の浮力生産項 (-Frdδ_{i3}<c²>) は負の浮力の影響で常に負の値を取る。一方、ρ_s/ρ_a=0.3 (Frd<0) の場合、<u_i'c'>の浮力生産項 (-Frdδ_{i3}<c²>) は正の浮力の影響で、常に正の値を取る。

この領域では∂<c>/∂x₃の絶対値が非常に大きいが、負の浮力の影響で正の<u₃'c'>が小さくなるものと推測され (表7.2③, ④)、<c²>の生産項中の<u₃'c'>と∂<c>/∂x₃が相殺しあい<c²>はよりやや小さめの値となる (表7.2の⑥ (= -2×④×⑤))。ただし表7.2, 表7.3の<u₃'c'>の正負は、勾配拡散モデル (<u₃'c'>∝∂<c>/∂x₃) を仮定し、∂<c>/∂x₃の測定値より推定した。

(3) ρ_s/ρ_a=0.3 (—▲—)

濃度変動の分散が最大となる高さと同濃度が最大となる高さは等密度の場合と同様ほぼ一致している (図7.7 (1), (2), 表7.3①)。又、後述するように平均濃度が最大値を示すx_j/H_b=0.25付近で<u₃'>も最大となる (図7.8(3)参照)。図7.7 (1), (2)において濃度勾配と濃度変動の分散の値を比較すると、x_j/H_b≧0.25では∂<c>/∂x₃およびそれに対応する<c²>の値はρ_s/ρ_a=0.3の場合 (—▲—) もρ_s/ρ_a=1.0 (—●—) とほぼ同じである。ρ_s/ρ_a=0.3の場合、x_j/H_b=0.2~0.4までの∂<c>/∂x₃は、x_j/H_b≧0.5の∂<c>/∂x₃とあまり変わらないが、対応する<c²>の値はx_j/H_b≧0.5の領域でのそれと比較して格段に大きくなっている。又、濃度変動の乱れの強さ (<c²>^{1/2}/_{<c₀>}) (図7.7 (3)) を見ても、ρ_s/ρ_a=0.3 (—▲—) の場合、x_j/H_b=0.2~0.4ではρ_s/ρ_a=1.0 (—●—) と比べて大きな値を示している。以上よりこの領域では∂<c>/∂x₃よりも正の浮力の影響による正の<u₃'c'> (表3⑤, ④) の増加により<c²>の生産が促進されているものと推定される (表7.3の⑥ (= -2×④×⑤))。又、高濃度域下部 (x_j/H_b<0.2) では∂<c>/∂x₃が上方の負から正に変化し (図7.7 (1), 表3⑤)、<u₃'c'>の符号が正から負に転化しているものと推定される。このため<u₃'c'>の浮力生産項の正の値は、負の<u₃'c'>の絶対値を減少させ (表7.3 ④)、これにより<c²>の生産項が減少し (表7.3 ⑥)、<c²>/<c₀²>もx_j/H_b<0.2で急速に低下する (図7.7 (2), —▲—)。

7.2.4.2 風速変動の分散, kの鉛直分布への浮力の影響

(1) 風速変動の分散 (図7.8)

$\langle u_3'^2 \rangle$ (図7.8(3)) は正の浮力を持つ $\rho_s/\rho_a=0.3$ (Case2-2, $-\blacktriangle-$) の場合に特徴的な分布を示す。即ち、床面付近を除いて大きな値を示し、平均濃度が最大を示すで最大となる。これは $\langle u_3'^2 \rangle$ の輸送方程式の浮力生産項 ($-2Frd\langle u_3'c' \rangle$) の正の寄与によるものであると考えられる。 $\langle u_i' u_j' \rangle$ の輸送方程式は、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial t} + \langle u_k \rangle \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_k} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left[-\langle u_i' u_j' u_k' \rangle + \langle u_j' p' \rangle \delta_{ik} + \langle u_i' p' \rangle \delta_{jk} + v \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_k} + v \langle u_j' \frac{\partial u_k'}{\partial x_i} \rangle + v \langle u_i' \frac{\partial u_k'}{\partial x_j} \rangle \right] \\ & \quad - \left[\langle u_j' u_i' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} + \langle u_i' u_j' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} \right] + \langle p \rangle \left(\frac{\partial u_j'}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right) - 2v \langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \rangle \\ & \quad - v \left[\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_k'}{\partial x_i} \rangle + \langle \frac{\partial u_k'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \rangle \right] + Frd(\langle u_i' c' \rangle \delta_{j3} + \langle u_j' c' \rangle \delta_{i3}) \end{aligned} \quad (7.3)$$

で表され、 $\frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial t} + \langle u_k \rangle \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_k}$ の付された項が $\langle u_i' u_j' \rangle$ の浮力生産項であり、 $\langle u_3'^2 \rangle$ の場合のみ値を持ち、 $-2Frd\langle u_3'c' \rangle$ となる。

$\rho_s/\rho_a=0.3$ の場合、 Frd は負であるので、 $\langle u_3'c' \rangle$ が正の場合、 $\langle u_3'^2 \rangle$ の浮力生産項 ($-2Frd\langle u_3'c' \rangle$) は正となる。図7.8 (1) に示す様に $x_y/H_b > 0.2$ の領域では $\partial \langle c \rangle / \partial x_3$ が負 (表7.3 (5)) であり、勾配拡散モデルが成立するとすれば $\langle u_3'c' \rangle$ は正となる。反対に床面付近 ($x_y/H_b < 0.2$) では、 $\partial \langle c \rangle / \partial x_3$ は正 (図7.8 (1), 表3 (5)) であるので、 $\langle u_3'c' \rangle$ が負で、浮力生産項 ($-2Frd\langle u_3'c' \rangle$) も負となるものと推定される。

また、 x_y/H_b が 0.2 以下の領域では $\langle u_3'^2 \rangle$ は急激に低下する。他の2成分 (図7.8 (1), (2)) は $\langle u_2'^2 \rangle$ の場合に床面付近 ($x_y/H_b < 0.2$) に見られる差異を除いて浮力の有無の影響は比較的小さい。 $x_y/H_b < 0.2$ (図7.8 (2)) は床面付近で $\rho_s/\rho_a=0.3$ ($-\blacktriangle-$) が最大、 $\rho_s/\rho_a=1.7$ ($-\blacksquare-$) が最小になっている。 $\rho_s/\rho_a=0.3$ の $\langle u_2'^2 \rangle$ はこの部分では $\langle u_3'^2 \rangle$ (図7.8 (3)) より大きな値を取る。この原因の一つとして、床面付近における床面の壁効果 (wall reflection) の影響で、床鉛直成分 $\langle u_3'^2 \rangle$ が減少し、 $\langle u_2'^2 \rangle$ へのエネルギーの再配分が生じたことも寄与していると考えられる。

(2) 乱流エネルギー-k (図7.9)

$\rho_s/\rho_a=0.3$ ($-\blacktriangle-$) は $\langle u_3'^2 \rangle$ (図7.8(3)) と同様の分布を示し、床面付近の一部以外では $\rho_s/\rho_a=1.0$ よりも大きな値を示す。

kの輸送方程式は、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-\langle u_j' k' \rangle + \langle u_j' p' \rangle \right] + \langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \\ & \quad + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{Re} \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right\rangle - Frd \langle u_i' c' \rangle \delta_{i3} \end{aligned} \quad (7.4)$$

で表され、 $\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j}$ の付された項がkの浮力生産項である。

kの浮力生産項は、 $-Frd\langle u_3'c' \rangle$ となり、 $\langle u_3'^2 \rangle$ の浮力生産項 $-2Frd\langle u_3'c' \rangle$ ((7.3)式の $\frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial t} + \langle u_k \rangle \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_k}$ の項) のちょうど1/2の値を持つ。

$\rho_s/\rho_a=0.3$ の場合、一番下の測定点 ($x_y/H_b=0.05$) ではその上の測定点 ($x_y/H_b=0.125$) に比べてkの値は大幅に低下しており、これも $\langle u_3'^2 \rangle$ の分布と対応している。 $\rho_s/\rho_a=1.7$ ($-\blacksquare-$) の場合、 $\rho_s/\rho_a=1.0$ ($-\bullet-$) に比べてが全体的に小さい。

7.2.5 実験のまとめ

(1) 本実験で正の浮力の働く場合 ($\rho_s/\rho_a=0.3, Frd = -8.6$) はガスは浮力の影響で斜め風上に拡散され、負の浮力の働く場合 ($\rho_s/\rho_a=1.7, Frd = 8.6$) はガスは床面付近に滞留し、濃度分布には等密度の場合と明確な差異が認められた。

(2) いずれの場合も平均濃度分布と分散の分布はほぼ対応しており、全般に平均濃度が高いところではその分散が大きくなる傾向にあった。

(3) 濃度変動の分散 $\langle c'^2 \rangle$ の分布性状には浮力の影響が明らかに認められる。

(4) 軽いガス排出の場合、高濃度域及びその上方の不安定状態の領域で $\langle u_3'^2 \rangle$, kの値は等密度の場合より正の浮力の影響で大きくなる。重いガスの場合、全般に負の浮力の影響でkの値が等密度の場合よりやや小さくなった。

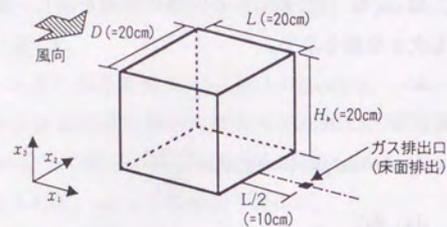


図7.1 模型概要

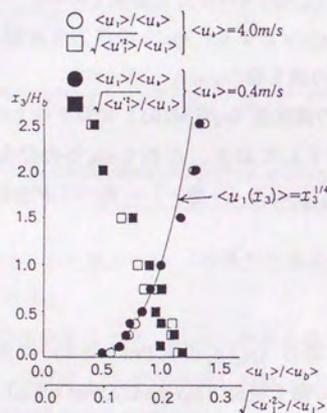


図7.2 接近流の分布 (u_1 成分)

表7.1 実験種類

実験 Case	$\langle u_1 \rangle$ (m/s)	Re 数	ρ_s/ρ_a	$\frac{\langle w_2 \rangle}{\langle u_b \rangle}$	Fr. d 数	実験概要
1	4.0	5.7×10^4	1.0	0.5	0.0	レイノルズ効果の検討 (Case 2-1 との比較) ¹¹⁾
2-1	0.4	5.7×10^3	1.0	0.5	0.0	浮力の働くガスの拡散性状
2-2	0.4	5.7×10^3	0.3	0.5	-8.6	
2-3	0.4	5.7×10^3	1.7	0.5	+8.6	

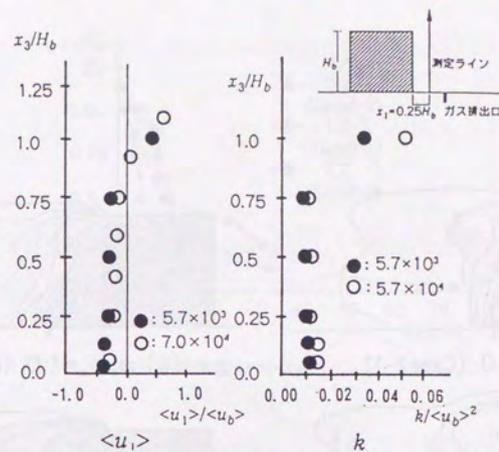


図7.3 平均風速と乱流エネルギーkの分布

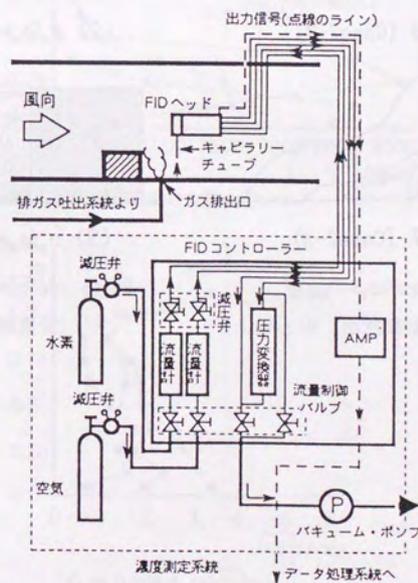


図7.4 測定系統図

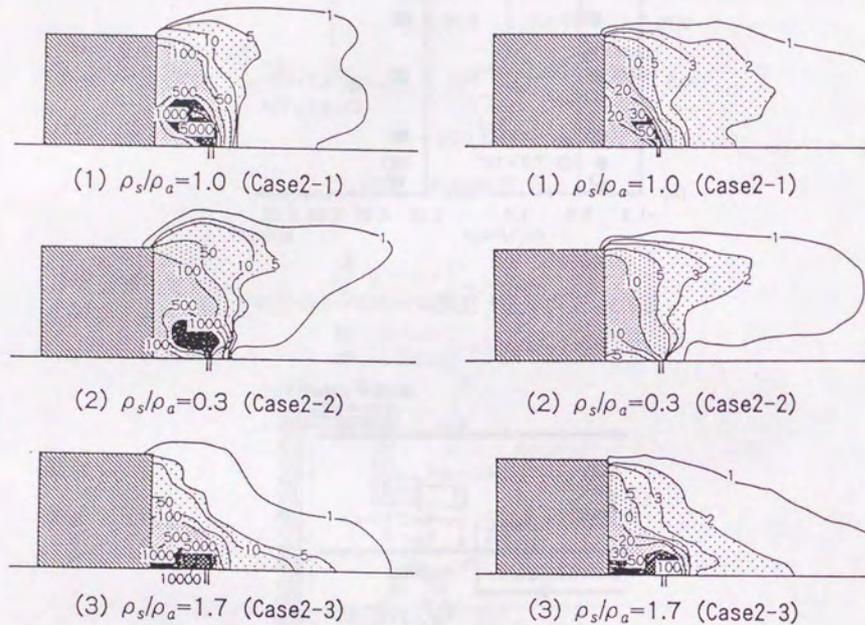


図7.5 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の分布
(鉛直断面、中心軸上)

図7.6 $\langle c^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$ の分布
(鉛直断面、中心軸上)

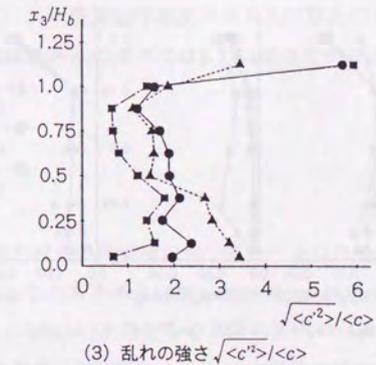
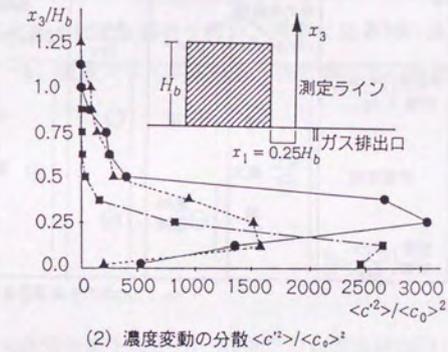
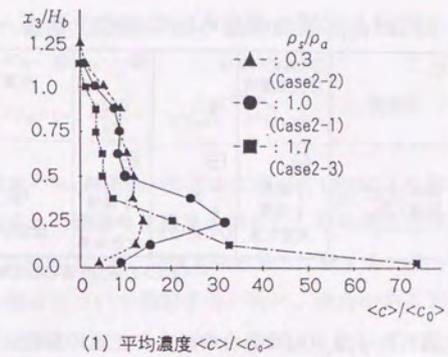


図7.7 平均濃度、濃度変動の分散、濃度の乱れの強さの分布

表7.2 $\rho_s/\rho_a=1.7$ の場合の $\langle c^2 \rangle$ の生産の構造

① 高さ x_3/H_b	② 安定度	③ $\langle u_3'c' \rangle$ の 浮力生産項 $-Fr_d \langle c^2 \rangle$	④ $\langle u_3'c' \rangle$	⑤ $\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3}$	⑥ $\langle c^2 \rangle$ の 生産項 $-2 \langle u_3'c' \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3}$
上方 ($\neq 1$) 下方 (< 0.2)	安定 ($\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3} < 0$) 状態	\ominus 絶対 値増 大きな負	\oplus 減 0に近づく	\ominus 絶対 値増 非常に 大きな負	\oplus 増加せず

・ $\langle u_3'c' \rangle$ の浮力生産項③は常に負

表7.3 $\rho_s/\rho_a=0.3$ の場合の $\langle c^2 \rangle$ の生産の構造

① 高さ x_3/H_b	② 安定度	③ $\langle u_3'c' \rangle$ の 浮力生産項 $-Fr_d \langle c^2 \rangle$	④ $\langle u_3'c' \rangle$	⑤ $\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3}$	⑥ $\langle c^2 \rangle$ の 生産項 $-2 \langle u_3'c' \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3}$
上方 ($\neq 1$) 0.4 0.2 下方 ($\neq 0$)	不安定 ($\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3} < 0$) 状態 高濃度域 安定 ($\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_3} > 0$) 状態	\oplus 常に 最大 減	\oplus 増 \ominus 絶対 値減	\ominus \oplus	増 ↓ 最大 ↓ 減

・ $\langle u_3'c' \rangle$ の浮力生産項③は常に正

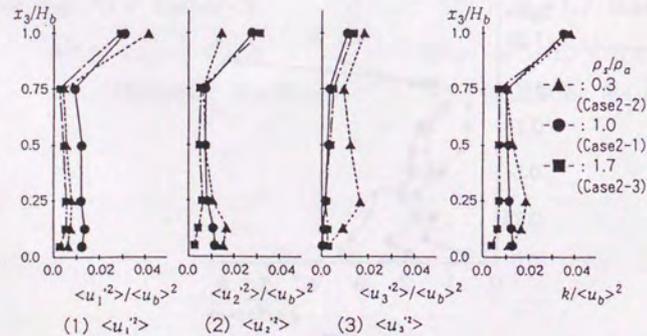


図7.11 風速変動の分散

($x_3/H_b=0.25$, 中心軸上)

図7.12 乱流エネルギーk

($x_3/H_b=0.25$, 中心軸上)

7.3 SGSモデルへの浮力効果の組み込みに関する検討

7.3.1 序

本節では、まず標準のSmagorinskyモデルに基づくLESにより建物後方から空気と等密度のガスが排出された場合の拡散場を解析し、平均濃度及び濃度変動の分散の分布について、高応答性FIDによる風洞実験結果と比較する。またこの結果より濃度変動の分散の生産の構造について検討する。次に、浮力のあるガスが排出された場合について風洞実験結果と比較する。特に、空気より軽いガス ($\rho_s/\rho_a=0.3$) が排出された場合を対象として、通例のSmagorinskyモデルに加えてSubgrid Scale (SGS)の浮力効果を組み込んだモデルによる解析を行い、両者に見られる濃度分布の差異について、乱流エネルギーk、濃度フラックス $\langle u_3'c' \rangle$ の分布、その輸送方程式の構造等と関連付けて考察する。

7.3.2 計算概要

7.3.2.1 計算対象

図7.13に示す。立方体建物風下端から $0.5H_b$ 風下の地表面排出口（一辺 $0.025H_b$ の正方形（実験と同じ））より空気と等密度のガス及び浮力のあるガスを $\langle w_s \rangle / \langle u_s \rangle = 0.5$ の速度で排出。Re数は等密度のガスでは 5.7×10^4 , 5.7×10^3 の2種類、力のあるガスの場合は 5.7×10^3 。

7.3.2.2 基礎方程式

表7.4に示す。運動方程式の移流項の差分スキームはPiacsek-Williams型の2次量保存スキームを使用した。このスキームはConvective formとAdvective formの混合型で以下のように表わされる。 $\delta/\delta x_i$ は2次精度中心差分のオペレータ。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \bar{u}_i \bar{u}_j \approx \frac{1}{2} \bar{u}_i \frac{\delta}{\delta x_i} \bar{u}_j + \frac{1}{2} \frac{\delta}{\delta x_i} (\bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (7.5)$$

ただし濃度の輸送方程式の移流項は解に局所的な振動が生じた場合、その箇所を各step毎に自動的に評価し、部分的に1次精度風上差分を適用している (Zu and Leschziner(1987))。本解析の場合、実際に適用されているのは低濃度域に限られその影響は小さい。

7.3.2.3 境界条件

表7.5に示す。本解析ではpower law型の2層モデルを瞬時値に対して適用した。具体的には、 τ_w は、 $x_n^* < 11.81$ では

$$|\tau_w| = \frac{2vV_p}{h_p} \quad (7.6)$$

$x_n^* > 11.81$ ではセル内風速分布の積分平均より

$$|\tau_w| = \left[\frac{1+B}{A} \left(\frac{v}{h_p} \right)^B V_p + \frac{1-B}{2} A^{1+B} \left(\frac{v}{h_p} \right)^{1+B} \right]^{\frac{2}{B+1}} \quad (7.7)$$

7.3.2.4 解析領域, メッシュ分割

解析領域の広さは $15.7(x_1) \times 9.7(x_2) \times 5.2(x_3)$ 。メッシュ分割は $65(x_1) \times 51(x_2) \times 35(x_3)$ 。最小メッシュ幅は $0.025H_b$ (排出口)。

7.3.2.5 SGSモデル

SGSモデルへの浮力効果の導入はMasonの方法 (Mason(1989), Mason and Derbyshire(1990)) に従った (表7.6 - Type2)。不安定状態 ($Rf < 0$, Rf : フラックスリチャードソン数 (表7.6 - (11)式) の v_{sgs} の定義式 (表7.6 (9), (10) - 1式) は浮力による生産項 Gk_{sgs} を含んだ k_{sgs} の輸送方程式において、局所平衡を仮定することにより得られる。Masonの不安定境界層の解析ではこの場合のSmagorinsky定数 C_s の最適値を0.32としている (Mason(1989))。一方、Masonらの安定成層流の解析 (Mason and Derbyshire(1990)) では上式をそのまま用いるのではなく、安定度が増す (Rf が臨界

フラックスリチャードソン数に近づく) と長さスケールは減少し0に近づくとの考えに基づき、 ϕ を表7.6(10) - 2,3式で与えている。Masonはこの場合の C_s の値も、不安定の場合 (0.32) に比べて大幅に減じ0.13としている。

本解析では、Smagorinsky定数 C_s は、Case0及びType1によるCase1~3の場合は従来の立方体周辺気流の解析と同じ0.12。軽いガスを対象としてType2の v_{sgs} のモデルを用いたCase4の場合、安定領域で $C_s=0.12$ 、不安定領域では $C_s=0.32$ とした。

なお、非等温室内気流を対象とした同様の検討 (水谷, 村上, 持田, 富永(1992)) では、表1のType1, Type2の他に Rf の効果 (ϕ の変化) のみをモデルに組み込み、安定・不安定に関わらず C_s は一定とした解析も行っている。この場合の結果と、SGSのモデル化に浮力効果を考慮しない場合 (Type1) との差はごく一部の領域に限られ、全体の流れ場に関しては顕著な差は見られなかった。この点を考慮してCase4 (Type2) では、不安定の場合 ($Rf < 0$) 表7.6-(10)-1式を、安定の場合 ($Rf > 0$) 表7.6-(10)-2式を用いて v_{sgs} を評価し、更に C_s を安定の場合0.12とし、不安定の場合0.32とした。安定・不安定時の C_s の値については今後さらに最適化を行う必要があるものと思われる。

7.3.2.6 検討ケース (表7.7)

まず Re 数 $=5.7 \times 10^4$ で空気と等密度ガスが排出された場合 (Case0) の計算を通例のSmagorinskyモデルで行い、次に Re 数 $=5.7 \times 10^3$ で空気と等密度ガス (Case1)、重いガス (Case2)、軽いガス (Case3) の3種類のガスが排出された場合の計算を通例のSmagorinskyモデル (表7.6 - Type1) で行う。次に軽いガスの場合を対象として安定度のパラメータ ϕ を v_{sgs} の定義式に乘じ、さらに Rf の正負によりSmagorinsky定数 C_s の値を変化させたモデル (Type2) を用いたCase4を行い、Case3と比較した。

7.3.3 計算結果と考察

7.3.3.1 Case 0

(1)平均濃度 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の比較 (図7.14)

ガスは立方体後方の循環流により立方体側に移流され、排出口と立方体背面の間で高濃度となる。LESの結果は全般に濃度をやや高めに評価する傾向はあるものの実

験結果と概ね一致している。

(2)濃度変動の分散 $\langle c'^2 \rangle / \langle c \rangle^2$ の比較 (図7.15)

分散の分布形状は平均濃度とはほぼ対応しており、濃度の高い場所で分散も大きい。LESと実験の対応は極めて良い。立方体後方の循環流上部のfree shear layer付近で分散が大きくなる傾向を示す。この傾向はLESではやや強調されているものの同様に再現されている。

(3) $\langle u_i'c' \rangle$ の分布 (図7.16)

中心断面では $\langle u_2'c' \rangle$, $\partial \langle c \rangle / \partial x_2 = 0$ であるので以下では x_1 成分と x_3 成分についてのみ考える。 $\langle u_1'c' \rangle$, $\langle u_3'c' \rangle$ は後方循環流域で全般に正の値を持つ。この領域では殆ど $\partial \langle c \rangle / \partial x_1 < 0$, $\partial \langle c \rangle / \partial x_3 < 0$ であり (図7.14)、今回の流れ場では $\langle u_1'c' \rangle$, $\langle u_3'c' \rangle$ ともに概ね勾配拡散モデルで前提としている $\langle u_i'c' \rangle \propto -\partial \langle c \rangle / \partial x_i = 0$ という関係が成り立っている。立方体背面付近では $\partial \langle c \rangle / \partial x_1 < 0$ の、排出口上部及び風下側では $\partial \langle c \rangle / \partial x_3 < 0$ の絶対値が大きく、 $\langle u_1'c' \rangle$, $\langle u_3'c' \rangle$ はその部分で正のピークを持つ。または排出口より立方体側 (ここでは $\partial \langle c \rangle / \partial x_1 > 0$, 図7.14) で負となる。ただし立方体後方の循環流上部では $\partial \langle c \rangle / \partial x_1 < 0$ であるにもかかわらず $\langle u_1'c' \rangle$ は負である。これはこの部分では $\partial \langle u_1 \rangle / \partial x_3 (> 0)$ が大きく、また $\langle u_3'c' \rangle > 0$ であるので、 $\langle u_1'c' \rangle$ の生産項中の $-\langle u_3'c' \rangle \partial \langle u_1 \rangle / \partial x_3 (< 0)$ の負の絶対値が大きくなり、この部分では負となるものと考えられる。

$\langle u_i'c' \rangle$ の輸送方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial \langle u_i'c' \rangle}{\partial t} + \langle u_k \rangle \frac{\partial \langle u_i'c' \rangle}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[-\langle u_i' u_k' c'^2 \rangle + \nu \langle c' \rangle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + K \langle u_i' \frac{\partial c'}{\partial x_k} \rangle \right] - \langle u_k' c' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} + \langle u_k' u_i' c' \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_k} - \langle c' \rangle \frac{\partial p'}{\partial x_k} - (\nu + K) \langle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial c'}{\partial x_k} \rangle + Frd \delta_{i3} \langle c'^2 \rangle \quad (7.8)$$

(4)濃度変動の分散 $\langle c'^2 \rangle$ の生産項の分布 (図7.17)

$\langle c'^2 \rangle$ の生産項の大きな領域 (図7.17 (3)) と $\langle c \rangle^2$ の大きな領域 (図7.15) はよく対応している。 $\langle c'^2 \rangle$ の輸送方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial \langle c'^2 \rangle}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial \langle c'^2 \rangle}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-\langle u_i' c'^2 \rangle + K \frac{\partial \langle c'^2 \rangle}{\partial x_i} \right] - 2 \langle u_i' c' \rangle + K \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i} - 2K \langle \frac{\partial c'}{\partial x_i} \frac{\partial c'}{\partial x_i} \rangle \quad (7.9)$$

排出口近傍の立方体側を除いて大部分では $\partial \langle c \rangle / \partial x_1$, $\partial \langle c \rangle / \partial x_3$ は負 (図7.14)、 $\langle u_1'c' \rangle$, $\langle u_3'c' \rangle$ は正であるので (図7.16)、生産項 $(-2 \langle u_i'c' \rangle \partial \langle c \rangle / \partial x_i)$ は全般に正となる。ただし値を比較すると全体的に $-2 \langle u_1'c' \rangle \partial \langle c \rangle / \partial x_1$ より $-2 \langle u_3'c' \rangle \partial \langle c \rangle / \partial x_3$ の方が大きい。 $-2 \langle u_3'c' \rangle \partial \langle c \rangle / \partial x_3$ の分布の形状 (図7.18 (2)) は、ほぼ生産項全体の分布 (図7.18 (3)) に対応し、 $\langle c'^2 \rangle$ の生産に強く影響していることが分かる。また立方体後方循環流上部の $\partial \langle c \rangle / \partial x_3 (< 0)$ が比較的大きくなる領域でも $-2 \langle u_3'c' \rangle \partial \langle c \rangle / \partial x_3$ にはピークが存在し (図7.18 (2))、前述したこの部分に現れる $\langle c'^2 \rangle$ の大きめの値 (図7.15) と対応している。このように $\langle c'^2 \rangle$ の生産項の構造から $\langle c'^2 \rangle$ の分布は説明できる。また $\langle c'^2 \rangle$ の移流項 (図7.17) は排出口上部及び下流方向では負の値を持ち、生産項の正の寄与 (図7.18 (3)) とバランスしているが、立方体背面ではともに正となる。図は省略するが、この部分では拡散項が比較的大きな負の値を持ち、これら正の値を持つ移流項、生産項と釣り合っている。

7.3.3.2 Case 1~3

(1)平均濃度の分布 (図7.19~7.21)

Case1 ($\rho_s / \rho_a = 1.0$) (図7.19) では、ガスは建物後方の循環流により風上側に移流され、排出口と建物背面の間で高濃度となる。LESの結果の全体的傾向は実験結果と良く対応しているが、中心鉛直面内の濃度をやや高めに評価し、低濃度域では部分的に差も見られる。

この理由として、(a)本解析では、排出口の大きさ (0.025 H_b) に対して1メッシュしか割り当てておらず、排出口近傍の水平方向の拡散を十分に捉え切れていない可能性があること、(b)また実験と比較して計算では、建物後方循環流域内の風速の絶対値がやや低めとなっていること、等が考えられる。

Case2 ($\rho_s / \rho_a = 1.7$) (図7.20) では、実験結果では $\rho_s / \rho_a = 1.0$ (Case1, 図7.19) の場合と比較して循環流内下方の濃度が高く、排出口風上の地表面付近に高濃度域が発生する (図7.20(1))。この場合、建物後方の流れ場のほぼ全域で $\partial \langle c \rangle / \partial x_3 < 0$ 、即ち $\partial \langle p \rangle / \partial x_3 < 0$ ($\langle Rf \rangle > 0$)の安定状態となっているが、通例のSmagorinskyモデル (Type1) の結果 (Case2) は実験結果と良く一致している (図7.20(2))。

Case3, 4 ($\rho_s / \rho_a = 0.3$) (図7.21) では、 $\rho_s / \rho_a = 1.0$ (図7.19(1)) と比較して、この場合の実験結果 (図7.21(1)) は、循環流内下部 ($x_j / H_b \leq 0.5$) の濃度が全体的に小さい。

特に排出口から建物背面の間に、ガスが浮力のために斜め風上に拡散され、地表面付近の濃度が低くなっている。LESの結果ではCase3(Type1), Case4 (Type2)ともに、 $\rho_s/\rho_a=1.0$ の場合(Case1)と比較して循環流内の濃度が減少する傾向は再現されているが、排出口と建物背面の間の地表面付近の低濃度域の再現についてはCase4(Type2)の方が優れている。この差異は、後述するように、この領域とその上方の高濃度域内の乱流エネルギー等の分布の差異に起因しているものと考えられる。

(2)濃度変動の分散 $\langle c'^2 \rangle / \langle c_p \rangle^2$ の分布 (図7.22~7.23)

Case1 ($\rho_s/\rho_a=1.0$) (図7.22) では、 $\langle c'^2 \rangle$ の分布は $\langle c \rangle$ の分布と類似の傾向を示し、 $\langle c \rangle$ の大きい領域では $\langle c'^2 \rangle$ の値も大きいという対応関係が見られる。LESの結果は実験と概ね対応している。

Case2 ($\rho_s/\rho_a=1.7$) (図7.23) では、 $\rho_s/\rho_a=1.0$ (図7.23) と比較して、実験結果では $\langle c \rangle$ の分布 (図7.20) と同様、排出口風上の地表面付近で高いピークが発生する。Type1のモデルを用いたCase2においても、実験結果との対応は極めて良い。

Case3, 4 ($\rho_s/\rho_a=0.3$) (図7.24) では、 $\rho_s/\rho_a=1.0$ と比較して、実験では、 $\langle c \rangle$ の分布 (図7.21) と同様に排出口から建物背面の間の地表面付近で値がやや低くなっている。この部分に関してCase4 (Type2)の方がCase3 (Type1)より実験に近い。この相違も前述の $\langle c \rangle$, k 等の分布の相違と関連するものである。

(3) $\langle c \rangle / \langle c_p \rangle$, $\langle c'^2 \rangle / \langle c_p \rangle^2$ の鉛直分布 (図7.25, 7.26)

Type 1, 2共に $x_j/H_0 < 0.5$ の領域で中心鉛直面上の $\langle c \rangle$ は実験に比べて大きめに予測されているが、Type 2ではType 1と比較して大幅に実験に近づく。

$\langle c'^2 \rangle$ の分布もType 2では実験の付近のピークが再現されており、地表面近傍では小さくなる傾向も再現されているのに対して、Type 1ではこれが全く再現されていない。

(4)乱流エネルギー k の分布 (図7.27)

実験結果 (図7.27, ●) では、 $x_j/H_0=0.3$ 付近にピークが存在し、それより下方では k が減少していくのに対して、Type 1 (図7.27(1)) の場合、下方に行くほど k が増加し、全体の分布の傾向は全く異なる。これに対してType 2 (図7.27(2)) の場合、 $x_j/H_0=0.3$ 付近で正のピークを持ち、それより下方では値が減少しており、全体の傾向が実験に近づく。

(5) k のピークの再現と $\langle c \rangle$ の分布への影響

図7.27(2)で実験やType 2(Case 4)の k の分布に見られるピークの位置は排出口から斜め風上上方に向けて存在する高濃度域内に存在する (図7.21(3), 図7.25)。この部分では流れ場は不安定状態 ($\partial \langle c \rangle / \partial x_3 < 0$, $\langle Rf \rangle < 0$ (図7.25), 表7.6-(11)式参照)。但しこの場合 $Frd < 0$) となり、この Rf の値 (図7.28) に従って前報文2) 表7.6 - (10)式より算出される ϕ の時間平均 $\langle \phi \rangle$ を見ると排出口直上の不安定領域 (表7.6 - (10)-1式) で1.2程度となる (図7.29)。またType2では不安定領域のは0.32という大きな値が与えられるため、表7.6 - (9), (10) - 1式によりこの領域の v_{sgs} が非常に大きく評価される。その結果 $x_j/H_0=0.2 \sim 0.4$ 付近では k のGrid Scale (GS)成分はType 1に比べて減少するが、それ以上にSubgrid Scale (SGS)成分 ($k_{sgs}=v_{sgs}/(C_k \Delta)^2$) が増大し、totalの k (GS+SGS)はこの領域ではType 2 (図7.27(2)) の方がType 1 (図7.27(1)) より大きくなり、実験によく近づく。Type 2ではこの $x_j/H_0=0.2 \sim 0.4$ 付近の高濃度領域の k の増加により水平方向へ高濃度空気がType 1より多く拡散される。図7.30は高さ $x_j/H_0=0.5$ における $\langle c \rangle$ の水平分布を示している。Type 2はType 1に比べて中心軸付近の $\langle c \rangle$ が減少し、 x_2 方向への拡散が大きく評価されており上記の点が裏付けられる。この結果、 $\langle c \rangle$ の分布のピーク付近 ($x_j/H_0=0.1 \sim 0.2$) から下方への $\langle c \rangle$ の移流・拡散が減少し、このことが、地表面付近の $\langle c \rangle$ がType 1に比べて小さくなり実験に近づいた (図7.25) 原因の一つと考えられる。

(6)地表面付近 ($x_j/H_0 < 0.1$) におけるType 1, 2の k の分布の差異

この相違は主として $\langle u_3'c' \rangle$ の分布の相違により生じるものと考えられる。建物後方における $\langle u_3'c' \rangle$ の鉛直分布 (図7.31) を見ると、地表面近傍ではType 2の方が $\langle u_3'c' \rangle$ が大幅に小さくなり、地表面近傍 (ここでは $\partial \langle c \rangle / \partial x_3 > 0$ (図7.25), $Rf > 0$ の安定状態(図7.28)) では負値となる。その結果、 k 方程式中の浮力生産項 ($-Frd \langle u_3'c' \rangle$) もType 2の方が小さくなり、 $\langle u_3'c' \rangle$ が負となる所では浮力生産項も負となる (この場合 $Frd < 0$)。 k の輸送方程式は、

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} [-\langle u'jk' \rangle + \langle u'jp' \rangle] + \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{Re} \langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \rangle - Frd \langle u'_i c' \rangle \delta_{i3} \quad (7.10)$$

で表され、_____の付された項がkの浮力生産項である。

kが地表面に近づく程減少する傾向が、Type 1では全く再現されていないが（図7.27(1)）、Type 2で正しく再現されているのは（図7.27(2)）、主としてこの差に由来するkの浮力生産項の相違によるものである。

(7) <u₃'c'>の分布（図7.31）の差異の原因

<u₃'c'>の輸送方程式は

$$\frac{\partial \langle u_3'c' \rangle}{\partial t} + \langle u_k \rangle \frac{\partial \langle u_3'c' \rangle}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[-\langle u_3' u_k' c'^2 \rangle + \frac{1}{\text{Re}} \langle c' \frac{\partial u_3'}{\partial x_k} \rangle + \frac{1}{\text{ReSc}} \langle u_3' \frac{\partial c'}{\partial x_k} \rangle \right] - \left[\langle u_k' c' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_k} + \langle u_3' u_k' \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_k} \right] - \langle c' \frac{\partial p'}{\partial x_k} \rangle - \left(\frac{1}{\text{Re}} + \frac{1}{\text{ReSc}} \right) \langle \frac{\partial u_3'}{\partial x_k} \frac{\partial c'}{\partial x_k} \rangle + \text{Frd} \langle c'^2 \rangle \quad (7.11)$$

で表され、_____の付された項が生産項である。

(7.11)式に示すの輸送方程式の右辺最後の浮力生産項 (-Frd<c'²>) は、ここで対象とするようなρ_s/ρ_a<1.0の場合、Frd<0となるので常に正である。一方、(7.11)式右辺第2項中の濃度勾配による生産に関連する成分 (-<u₃'u_k'>∂<c>/∂x_k) は、地表面付近では∂<c>/∂x_kが大きな正値を持つ（図7.25）ため-<u₃'u_k'>∂<c>/∂x_kが卓越し、負となる。本計算の場合、Case 3 (Type 1) では、浮力生産項 (-Frd<c'²>) による正の寄与が(7.11)式右辺第2項の負の寄与に卓越し、<u₃'c'>は安定領域 (∂<c>/∂x₃>0) においても一貫して正値となるが、Case 4 (Type 2) では地表面近傍では浮力生産項の正値が大幅に減少し、(7.11)式右辺第2項の負の寄与の方が卓越し、<u₃'c'>は負値となる（図7.31）。地表面付近で浮力生産項 (-Frd<c'²>>0) の正の寄与がType 1, 2で大幅に異なるのは、前述した様にType 2では<c'²>が地表面に近づくほど減少するのに対して、Type 1では逆に増加するためである（図7.26）。

(8) <c'²>の分布（図7.26）の差異

<c'²>の輸送方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial \langle c'^2 \rangle}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial \langle c'^2 \rangle}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\langle u_i' c'^2 \rangle + K \frac{\partial \langle c'^2 \rangle}{\partial x_i} \right] - 2 \langle u_i' c' \rangle + K \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i} - 2K \left\langle \frac{\partial c'}{\partial x_i} \frac{\partial c'}{\partial x_i} \right\rangle \quad (7.12)$$

<c'²>の輸送方程式には浮力に関連する項は陽には現れないので、<c'²>の結果にSGSの浮力のモデル化の有無の影響が直接反映されるものではない。しかし<c'²>の生産項は濃度フラックスと平均濃度勾配の積 (-2<u₃'c'>∂<c>/∂x₃) で表されるので、<c'²>の分布には上述の<c>、<u₃'c'>の分布に関するType 1, 2の差異が複雑なfeed back機構を介して大きな影響を及ぼし、図7.26に示したような顕著な差となって現れる。実際の現象は生産項の他に移流や拡散の効果も関与しており、これらも含めた、より詳細な考察が今後必要と思われる。

7.3.4 SGSモデルへの浮力効果の組み込みに関するまとめ

(1) 空気と等密度ガスの平均濃度及び濃度変動の分散に関して、LESの結果は風洞実験と全般によく一致を示した。また濃度変動の分散の空間分布とその生産項の分布はよく対応し、その生産の構造よりの分布は概ね説明できることが明らかになった。

(2) 空気よりも重いガス (ρ_s/ρ_a=1.7) の場合、LESの結果と実験結果は全般によく対応し、v_{ss}に通例のSmagorinskyモデル (Type1) を用いても平均濃度、濃度変動の分散とも実験と良く一致した。

(3) 一方、軽いガス (ρ_s/ρ_a=0.3) の場合、通常 Smagorinskyモデル (Type1(Case3)) と比較して、浮力効果を組み込んだType 2 (Case4) の結果は建物背面側の地表面付近の低濃度域における<c>、<c'²>の再現に関して改善が見られた。

(4) これは、浮力効果をSGSモデルに組み込むことにより乱流エネルギーの分布形状が実験に近づき、これに伴い濃度フラックスの分布も大きく変化し、これらが要因となり、<c>、<c'²>の分布も通例のSmagorinskyモデルに比べて実験に近づいたものと考えられる。

(5) このことから、現状程度のメッシュ分割の場合でも、SGSの浮力効果のモデル化の有無や適否が局部的に<c>、<c'²>の分布に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった。

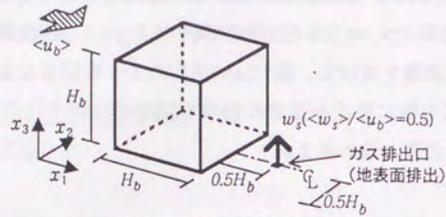


図7.13 計算対象

表7.4 基礎方程式 (空気と等密度ガスの場合)

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots \textcircled{1}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(p + \frac{2}{3} k^* \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + \nu_{sgs} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad \textcircled{2}$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{c}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re Sc} + K_{sgs} \right) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right] \quad \dots \textcircled{3}$$

$$\nu_{sgs} = (Cs \Delta)^2 S \quad \dots \textcircled{4}, \quad S = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \dots \textcircled{5}$$

$$K_{sgs} = \frac{\nu_{sgs}}{Sc_{sgs}} \quad \dots \textcircled{6}, \quad C_s = 0.12, Sc_{sgs} = 0.5^{x_3} \quad \dots \textcircled{6}$$

表7.5 境界条件

流入面	・チャンネル流計算の各時刻の結果 ($\langle u_i \rangle$ について実験値($\langle u_i(x_j) \rangle = x_j^m$)と一致するように補正) ・ k の分布もほぼ実験と対応 (文8)
流出面	$\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3, c : \partial/\partial x_j = 0$
上空面	$\bar{u}_1, \bar{u}_2, c : \partial/\partial x_3 = 0, \bar{u}_3 = 0$
側面	$\bar{u}_1, \bar{u}_2, c : \partial/\partial x_2 = 0, \bar{u}_2 = 0$
床面	壁面第1セルの風速瞬時値について以下の2層モデルを仮定 $u^* = y^* \quad (y^* \leq 11.81) \dots \textcircled{7}, A=8.3 \quad (\text{文7, 注3})$
壁面	$u^* = A(y^*)^B \quad (y^* > 11.81) \dots \textcircled{8}, B=1/7$

表7.6 基礎方程式 (浮力効果の組み込み)

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots (1) \quad (\langle \bar{u}_i \rangle, H_b, \rho_a \text{ を用いて無次元化})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(p + \frac{2}{3} k_{sgs} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + \nu_{sgs} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - Frd \bar{c} \delta_{i3} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{c}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re Sc} + K_{sgs} \right) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right] \quad \dots (3)$$

$$K_{sgs} = \nu_{sgs} / Sc_{sgs} \quad (Sc_{sgs} = 0.5) \quad \dots (4)$$

$$Frd = -\frac{\Delta \rho}{\rho_a} \frac{H_b g}{\langle u_b \rangle^2} \quad \dots (5)$$

(a) Type 1 (SGSの浮力効果を考慮しない場合)

$$\nu_{sgs} = (Cs f_s h)^2 S \quad \dots (6) \quad S = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \dots (7)$$

$$C_s = 0.12, \quad f_s = 1 - \exp(-y^*/25) \quad \dots (8)$$

(b) Type 2 (SGSの浮力効果を考慮した場合)

$$\nu_{sgs} = (Cs f_s h)^2 \phi S \quad \dots (9)$$

- 不安定の場合 ($Rf < 0$)

$$\phi = (1 - Rf)^{1/2}, C_s = 0.32 \quad \dots (10-1)$$
- 安定の場合 ($Rf_c = 0.33$)

$$\textcircled{1} 0 < Rf < Rf_c \quad \phi = (1 - Rf/Rf_c)^2, C_s = 0.12 \quad \dots (10-2)$$

$$\textcircled{2} Rf_c < Rf \quad \phi = 0 (\nu_{sgs} = 0) \quad \dots (10-3)$$

$$Rf = -\frac{G_{ASGS}}{P_{ASGS}} = -\frac{Frd}{Sc_{sgs}} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_3} / S^2 \quad \dots (11)$$

$$P_{ASGS} = -\bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \nu_{sgs} S^2 \quad \dots (12)$$

$$G_{ASGS} = -Frd \bar{u}_3 \bar{c} = Frd K_{sgs} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_3} \quad \dots (13)$$

表7.7 検討ケース

	ρ_s/ρ_a	Frd	ν_{sgs}	C_s
Case1	1.0	0.0	(6) 式 (Type1)	0.12
Case2	1.7	+8.6	(6) 式 (Type1)	0.12
Case3	0.3	-8.6	(6) 式 (Type1)	0.12
Case4	0.3	-8.6	(9) 式 (Type2)	0.12 (中立, 安定) 0.32 (不安定)

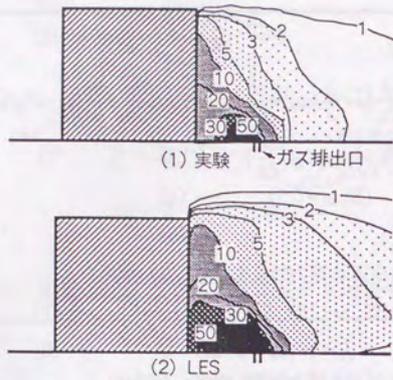


図7.14 平均濃度 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の比較

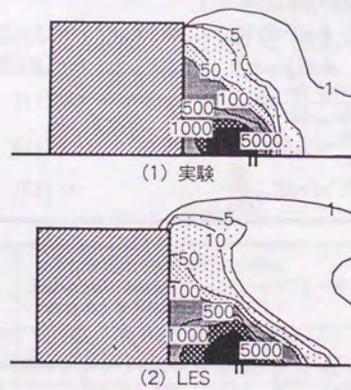


図7.15 濃度変動 $\langle c'^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$ の比較

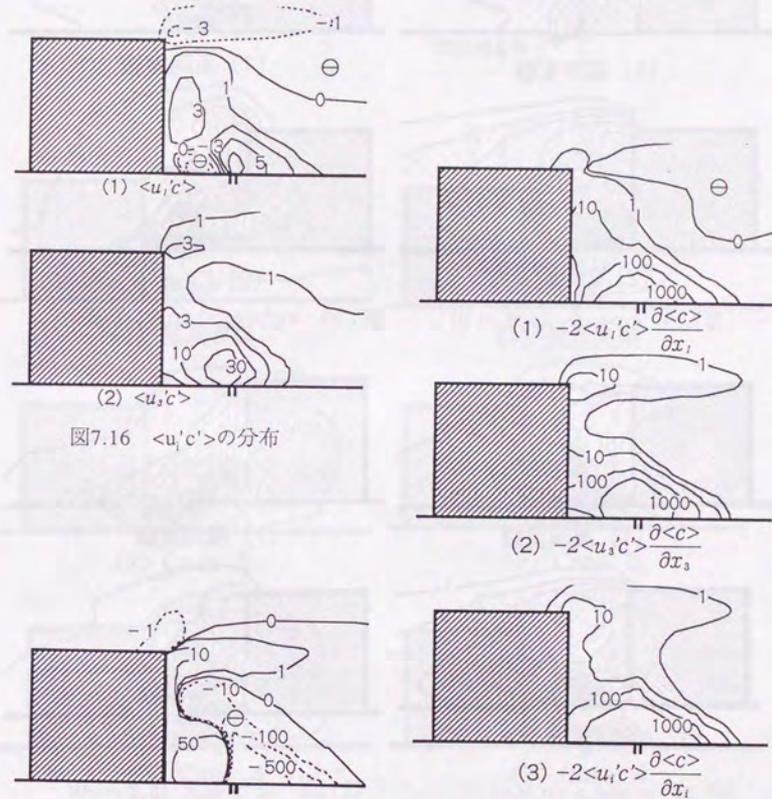
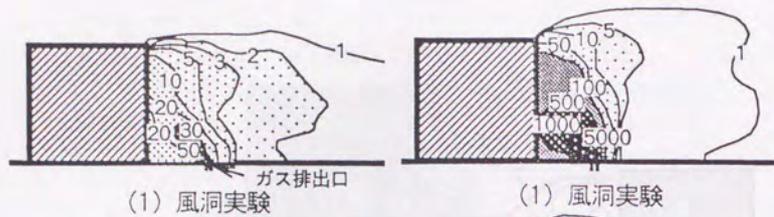


図7.16 $\langle u_i c' \rangle$ の分布

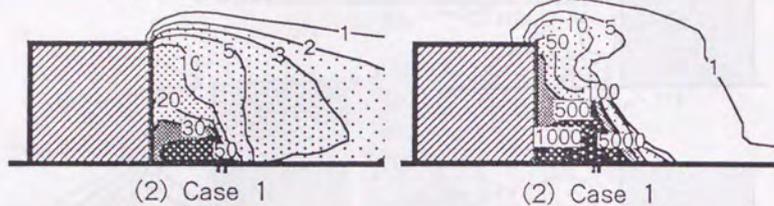
図7.17 移流項 $(-\langle u_i \rangle \partial \langle c'^2 \rangle / \partial x_i)$ の分布

図7.18 $\langle c'^2 \rangle$ の生産項の分布



(1) 風洞実験

(1) 風洞実験

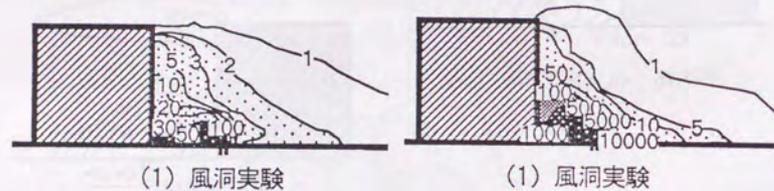


(2) Case 1

(2) Case 1

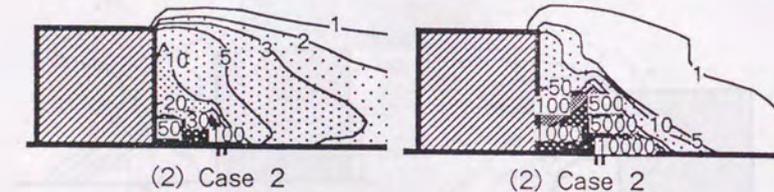
図7.19 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ ($\rho_s / \rho_s = 1.0$)

図7.20 $\langle c^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$ ($\rho_s / \rho_s = 1.0$)



(1) 風洞実験

(1) 風洞実験

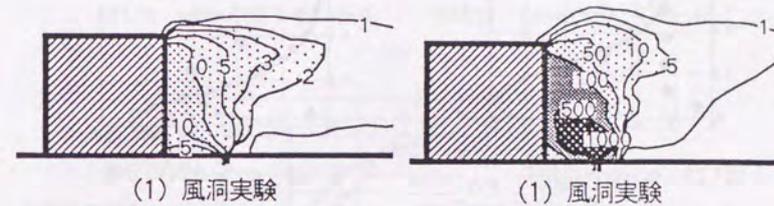


(2) Case 2

(2) Case 2

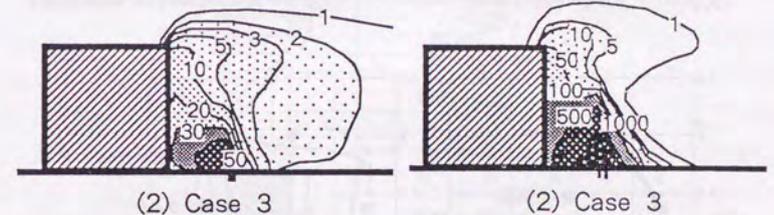
図7.21 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ ($\rho_s / \rho_s = 1.7$)

図7.22 $\langle c^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$ ($\rho_s / \rho_s = 1.0$)



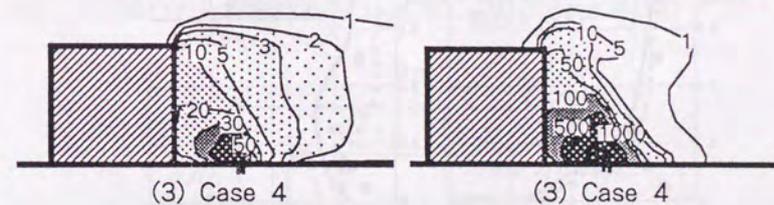
(1) 風洞実験

(1) 風洞実験



(2) Case 3

(2) Case 3



(3) Case 4

(3) Case 4

図7.21 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ ($\rho_s / \rho_s = 0.3$)

図7.22 $\langle c^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$ ($\rho_s / \rho_s = 0.3$)

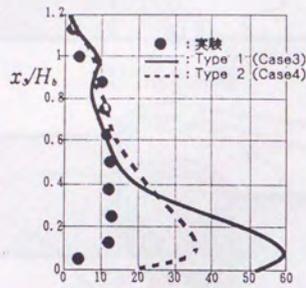


図7.25 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の分布
($\rho_s/\rho_s=0.3, x_1/H_b=0.25$ の鉛直分布)

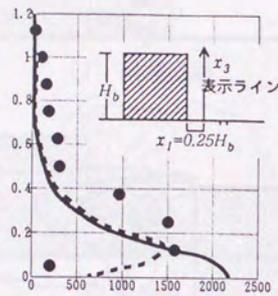
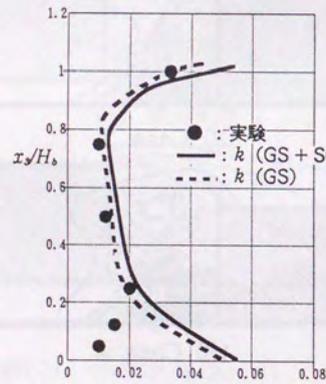
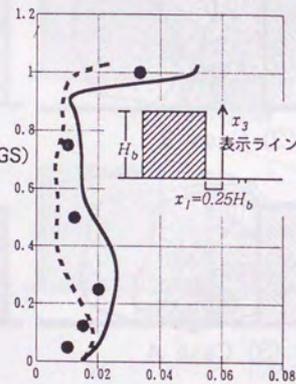


図7.26 $\langle c^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$ の分布
($\rho_s/\rho_s=0.3, x_1/H_b=0.25$ の鉛直分布)



(1) Type 1 (Case 3)



(2) Type 2 (Case 4)

図7.27 $k / \langle u_b \rangle^2$ の分布 ($\rho_s/\rho_s=0.3, x_1/H_b=0.25$ の鉛直分布)

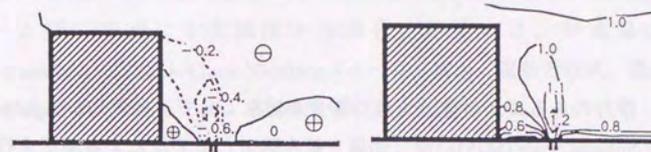


図7.28 $\langle Rf \rangle$ の分布 (Case 4)

図7.29 $\langle \phi \rangle$ の分布 (Case 4)

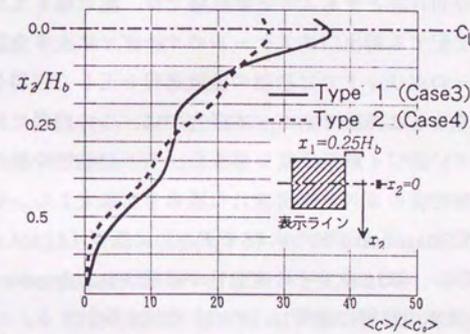


図7.30 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の分布 ($\rho_s/\rho_s=0.3, x_2/H_b=0.25$ の水平分布)

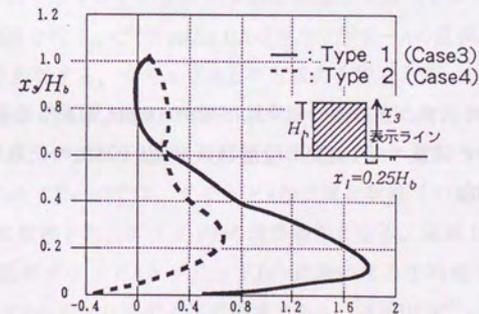


図7.31 $\langle u_1'c' \rangle / \langle u_b \rangle \langle c_0 \rangle$ の分布 ($\rho_s/\rho_s=0.3, GS+SGS, x_1/H_b=0.25$ の鉛直分布)

7.4 Dynamic mixed SGSモデルを用いた空気と等密度ガスの拡散の解析

7.4.1 序

前節では、浮力のあるガスが排出された場合を対象として、通例のSmagorinskyモデルに加えてSubgrid Scale (SGS)の浮力効果を組み込んだモデルによる解析を行い、両者に見られる濃度分布の差異について検討した。しかし、予測精度には不十分な点があり、その原因として、排出口の大きさ ($0.025H_0$) に対して1メッシュしか割り当てておらず、排出口近傍の水平方向の拡散を十分に捉え切れていない可能性があることが指摘された。今回対象とするような拡散場では、流れ場を支配する立方体のスケールと拡散場を支配する排出口のスケールのオーダーに大きな差があり、いわゆる構造格子系の単一のグリッドでは初期の拡散過程を正しく再現し得る様な十分なメッシュ分割を行うことは困難である。本研究では、この問題に対して第4章で開発した複合グリッドに基づく解析手法を導入し、その有効性を検討している。本節では、まず空気と等密度のガスが排出された場合を対象として、複合グリッドシステムを利用した標準Smagorinskyモデル (Sモデル) に基づくLESにより解析し、精度の検証を行う。さらに、第5.6章でその有効性が確認されたdynamic mixed SGSモデル (DMモデル) を拡散場の解析に適用し、その有効性を検討する。

7.4.2 計算概要

7.4.2.1 計算対象

計算対象を図7.13に示す。立方体モデル風下端から $0.5H_0$ 風下の地表面排出口よりガスを $\langle w_s \rangle / \langle u_0 \rangle = 0.5$ の速度で排出(排出口形状は一辺 $0.025H_0$ の正方形)。7.3.2節のcase1。Re数は 5.7×10^3 。

7.4.2.2 基礎方程式

全ての物理量をコントロールボリューム中心で定義するコロケーショングリッド

を用いた。グリッドフィルタとしては2次精度の中心差分による離散化の際にグリッド幅のtop hatフィルタが陰に施されているとみなした。SMAC(Simplified MAC)法のアルゴリズムを使用し、圧力修正量のPoisson方程式の解法にMICCG法を用いた。離散スキームは、空間に2次精度中心差分、時間には、移流項に2次精度Adams-Bashforth, 拡散項にCrank-Nicolsonスキームを使用。運動方程式、濃度の輸送方程式の移流項の差分スキームは2次精度中心差分を使用した。

7.4.2.3 境界条件

7.3.2節参照 (表7.5)。

7.4.2.4 解析領域, メッシュ分割

解析領域の広さは $15.7(x_1) \times 9.7(x_2) \times 5.2(x_3)$ で前節と同じ。本計算で用いた複合グリッドに基づくグリッド分割を図7.32に示す。粗いグリッド(グリッドB)は解析領域全体 ($15.7(x_1) \times 9.7(x_2) \times 5.2(x_3)$) をおおい、細かいグリッド(グリッドA)は排出口周辺の重要な領域 ($0.5(x_1) \times 0.5(x_2) \times 0.25(x_3)$) のみを解析する。ここでお互いの座標系は完全に独立している。接続領域においてグリッドA, Bをスムーズに接続するため、解強制置換法を導入し、運動方程式、濃度輸送方程式及び圧力のpoisson方程式に解強制置換項を付加している。図7.33に解強制置換法で用いられるスイッチングパラメータの分布を示す。グリッドAの領域を分割して、スイッチングパラメータを分布させる。ここでは有限なスイッチングパラメータ値を分布させるブレンディング領域を設定して滑らかな接続を行う。 C^{BA} のsuffix BAはグリッドB→Aの置換、 C^{AB} のABはグリッドA→Bの置換を意味する。グリッドA上で方程式を解くとき、 C^{BA} の入った付加項が加わる。 C^{AB} の場合も同様。図10の領域I ($C^{BA}=\infty, C^{AB}=0$)では、グリッドBの従属変数値 (の補間値) が、グリッドAの節点に完全に置換され、グリッドAの境界条件となる。領域IV ($C^{BA}=0, C^{AB}=\infty$)では、グリッドAの従属変数値 (の補間値) が、グリッドBの節点に完全に置換され、グリッドBの境界条件となる。領域II ($C^{BA}=1.0, C^{AB}=0$)はグリッドAの変数がグリッドAとグリッドBの変数の重み平均値となる、即ちグリッドBからグリッドAへのブレンディング領域である。領域III ($C^{BA}=0, C^{AB}=1.0$)はグリッドAからグリッドBへのブレンディング領域である。メッシュ分割は、解析領域全体

を覆うグリッドBが $63(x_1) \times 49(x_2) \times 34(x_3)$ 、ガス排出口近傍のグリッドAは $25(x_1) \times 25(x_2) \times 12(x_3)$ で総グリッド数は112,458。最小メッシュ幅は $0.005H_0$ (排出口中心)。なお比較した前節の単一グリッドによる計算の場合、メッシュ分割は、 $65(x_1) \times 51(x_2) \times 35(x_3)=116,025$ 、最小メッシュ幅は $0.025H_0$ (排出口) である。

7.4.2.5 SGSモデル

SmagorinskyモデルとBardinaモデルを併用したdynamic mixed SGSモデル (以下DMモデル) (Zang, Street and Koseff(1993))を、モデル係数を一定とする通例のSmagorinskyモデル (以下Sモデル) と比較する。

まずSモデルによるSGS応力 τ_{ij} は次式で表される。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = -2v_{sgs}\bar{S}_{ij} \quad (7.1)$$

$$v_{sgs} = C\Delta \sqrt{|\bar{S}|} \quad (7.2)$$

$$\text{ただし } \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad |\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (7.3)$$

(7.2)式中のモデル係数CはSmagorinsky定数 C_s の2乗に対応する。Sモデルでは(7.2)式の $C=0.0144$ ($C_s=0.12$)とし、Van Driest型のdamping function($1-\exp(-x_n^*/25)$)をグリッドスケール Δ に乗じている。

DMモデルでは τ_{ij} はSmagorinskyモデルとBardinaモデルの和として次式で表される。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = -2C\Delta \sqrt{|\bar{S}|} \bar{S}_{ij} + B_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}B_{kk} \quad (7.4)$$

$$B_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (7.5)$$

本計算でも、第6章と同様に、Piomelli (1994) のlocal modelを採用する。DMモデルをlocal modelにより表すとCは次式となる。

$$C = -\frac{1}{2} \frac{(\hat{\mathcal{E}}_{ij}^a - C^* \hat{\beta}_{ij}) \alpha_{ij}}{\alpha_{kl}^2} \quad (7.6)$$

$$\text{ここで } \hat{\mathcal{E}}_{ij}^a = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (7.7)$$

$$\alpha_{ij} = \Delta \sqrt{|\bar{S}|} \hat{\mathcal{E}}_{ij}^a \quad (7.8)$$

$$\beta_{ij} = 2\Delta \sqrt{|\bar{S}|} \bar{S}_{ij} \quad (7.9)$$

ここでもn時点における C^* は単純に C^{n-1} としている。

一方、SGSのスカラーフラックス ($h_j = \overline{u_j c} - \bar{u}_j \bar{c}$) は、Smagorinskyモデルでは次のように表される。

$$h_j = -\frac{v_{sgs}}{Sc_{sgs}} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} = -\frac{C\Delta}{Sc_{sgs}} |\bar{S}| \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \quad (7.12)$$

Sc_{sgs} はSGSのシュミット数である。

$$Sc_{sgs} = v_{sgs} / K_{sgs} \quad (7.13)$$

但し、 K_{sgs} はSGS物質拡散係数。本研究で行った通例のSmagorinskyモデル (Sモデル) の解析では、 Sc_{sgs} は0.5とした。一方、DMモデルでは h_j は次のように表される。

$$h_j = -\frac{C\Delta}{Sc_{sgs}} |\bar{S}| \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} + B_{jc} \quad (7.14)$$

$$B_{jc} = \overline{\bar{u}_j \bar{c}} - \bar{u}_j \bar{c}$$

B_{jc} は第6章で現れた B_{ij} に対応するBardinaモデルに由来する項である。本解析では、 Sc_{sgs} の算出にもPiomelli (1994) のlocal modelを採用する。

$$\frac{1}{Sc_{sgs}} = \frac{(\hat{\mathcal{E}}_{ij}^a \hat{\beta}_{jc} - \hat{\beta}_{ij} \hat{\mathcal{E}}_{jc}^a) \alpha_{jc}}{\alpha_{ic}^2} \quad (7.15)$$

$$\text{ここで } \hat{\mathcal{E}}_{jc}^a = \overline{\bar{u}_j \bar{c}} - \bar{u}_j \bar{c} + \overline{\bar{u}_j \bar{c}} - \bar{u}_j \bar{c} \quad (7.16)$$

$$\alpha_{jc} = C\Delta \sqrt{|\bar{S}|} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \quad (7.17)$$

$$\beta_{jc} = 2\Delta \left| S \right| \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \quad (7.18)$$

ここでn時点における $1/Sc_{scs}^*$ は単純に $1/Sc_{scs}^{n-1}$ としている。DMモデルでは、 $1/Sc_{scs}$ の時間的・空間的変化も瞬時瞬時の計算結果から動的に同定する。

ここでも(7.6)式の C^* の場合と同様に、(7.15)式右辺の $1/Sc_{scs}^*$ は1時点前の $1/Sc_{scs}$ の値を用いた。なお、計算の安定化のため、 $C < 0$ の場合 $C=0$ 、 $1/Sc_{scs} < 0$ の場合 $1/Sc_{scs}=0$ としている。立方体から離れた領域では(7.6)、(7.15)式の分母が非常に小さい領域が生じ、計算が不安定となる。本計算では、 $\alpha_{ij} < 10^{-5}$ 、 $\alpha_{jc} < 10^{-5}$ の場合、それぞれ $\alpha_{ij}=10^{-5}$ 、 $\alpha_{jc}=10^{-5}$ とした。

またdynamic SGSモデルのテストフィルタ及びBardinaモデルの場合の2重フィルタは、第6章と同様に、谷口ら(1993)の提案に基づいて次式で与えた。

$$\hat{\bar{f}} = \bar{f} + \frac{\Delta^2}{24} \nabla^2 \bar{f} + O(\Delta^4) \quad (7.19)$$

$$\bar{\bar{f}} = \bar{f} + \frac{\Delta^2}{24} \nabla^2 \bar{f} + O(\Delta^4) \quad (7.20)$$

7.4.3 計算結果と考察

7.4.3.1 グリッド分割による差異の検討

まず単一グリッドによる結果と今回の複合グリッドを用いた計算を比較する(共にSモデルの結果)。平均濃度 $\langle c \rangle / \langle c_p \rangle$ の分布を図7.34に示す。ガスは立方体後方の循環流により立方体側に移流され、排出口と立方体背面の間で高濃度となる。単一グリッドによる計算(図7.34(2))では、全般に排出口を含む鉛直面内の濃度をやや高めに評価する傾向が見られたが、複合グリッドを用いた計算(図7.34(3))では全般的な濃度の大きさは概ね実験結果(図7.34(1))と一致している。図7.35に排出口と立方体背面の間の濃度の鉛直分布を比較した結果を示す。単一グリッドの結果に比べて複合グリッドの場合、Sモデルを用いても $x_y/H_b < 0.3$ の領域での濃度の過大評価はかなり改善されている。この原因としては、排出口近傍のメッシュ分割を細かくすることにより、この部分での水平方向の拡散がよく捉えられるようになったことが考えられる。図7.36は高さ $x_y/H_b=0.25$ における $\langle c \rangle$ の水平分布を示している。複合グリッ

ドによる結果は、中心軸付近の $\langle c \rangle$ が減少し、 x_2 方向への拡散が大きく評価されており、この点が裏付けられる。しかし、図7.35において、実験では $x_y/H_b=0.3$ 付近から床面に近づくに従ってさらに濃度が低くなり、 $x_y/H_b=0.3$ でピークを持つのに対して、Sモデルの結果は複合グリッドを用いても床面近傍の濃度を実験に比べて大きめに評価しており、ピークは再現されていない。

7.4.3.2 SモデルとDMモデルの比較

以降の結果は、全て複合グリッドを用いたSモデルとDMモデルの結果を比較したものである。

(1) 平均濃度 $\langle c \rangle / \langle c_p \rangle$ の比較(図7.37, 7.39)

排出口から比較的離れた領域では、両モデルの差は小さい。しかしながら、排出口直上から立方体背面にかけての床面付近の濃度分布に着目すると、Sモデルの結果(図7.37(2))は濃度をやや高めに評価している。これに対して、DMモデル(図7.37(3))はこの部分の濃度の過大評価を改善し、実験との対応が向上している。鉛直濃度分布の比較を図7.39に示す。実験の平均濃度が床面近傍で急激に減少する傾向がSモデルでは全く再現されていないのに対して、DMモデルではこの傾向が再現され、実験との対応が格段に向上していることが判る。

(2) 濃度変動の分散 $\langle c^2 \rangle / \langle c_p \rangle^2$ の比較(図7.38, 7.40)

分散の分布形状は平均濃度とはほぼ対応しており、濃度の高い場所で分散も大きい。濃度分布と同様、排出口から比較的離れた領域では、両モデルの差は小さい。ここでも、排出口直上から立方体背面側の床面付近において、Sモデルは値を大きめに評価しているのに対して、DMモデルはこの部分の過大評価が改善し、実験との対応が向上している。鉛直濃度分布の比較を図16に示す。濃度分布と同様、DMモデルでは、床面近傍で値が急激に減少する傾向が再現され、実験との対応が向上する。

(3) 平均風速分布の比較(図7.41, 7.42)

排出ガスの影響は排出口近くの一部に限られており、他の領域の気流分布は、排出ガスのない立方体周辺気流の結果とはほぼ同様である(図7.41)。排出口直上から立方体背面にかけての気流分布に着目すると、SモデルとDMモデルではやや異なる傾

向を示している。図7.42に後方循環流内の風速分布を示す。DMモデルでは、Sモデルに比べてこの部分の $\langle u_1 \rangle$ の絶対値がやや小さく ($\langle u_1 \rangle$ は負)、 $\langle u_3 \rangle$ がやや大きい傾向が見られ、実験との対応はDMモデルの方がよい。DMモデルでは、この大きめの $\langle u_3 \rangle$ により、濃度の上方への移流が多くなったことが、床面の低濃度域が再現された一因と考えられる。

(4) $\langle u_1' u_3' \rangle$ の分布 (図7.43, 7.44)

図7.43に排出口と立方体背面の間での $\langle u_1' u_3' \rangle$ のSGS成分 τ_{13} の分布を示す。 $x_j/H_b \approx 1.0$ のfree shear layer部で大きな負のピークを持ち、 $x_j/H_b \leq 0.2$ の床面近くでやや大きめの正の値を示す。Sモデルに比べてDMモデルは各々のピークの絶対値が大きい。床面付近でSモデルのSGS成分が小さいのは、併用しているVan Driest型のdamping functionにより床面近くでは v_{SGS} が急激に減少するためである。なお、この部分で床面に隣接する節点の壁座標 x_3^* は約12である。図7.44に $\langle u_1' u_3' \rangle$ (GS+SGS)の比較を示す。 $x_j/H_b \leq 0.2$ の床面近傍ではSモデルに比べてDMモデルの方がはるかに大きい正の値を持つ。Sモデルでは、SGS成分の寄与は小さいが、DMモデルではSGS成分が無視し得ぬ大きな寄与を持つ。結果的に床面付近から上方へのtotalの運動量拡散がDMモデルの方が大きい。この $\langle u_1' u_3' \rangle$ の違いが、前述のような循環流内の風速分布に違いが生じた原因の一つであると考えられる。

(5) $\langle u_3' c' \rangle$ の分布 (図7.45, 7.46)

図7.45に $\langle u_1' u_3' \rangle$ と同じ場所の乱流スカラーフラックス $\langle u_3' c' \rangle$ のSGS成分 h_{33} ($h_{33} = \overline{u_3' c'} - \overline{u_3} \overline{c}$)の分布を示す。Sモデルでは床面近くでの値は非常に小さい。これも τ_{13} と同様にdamping functionにより床面近くでは v_{SGS} が急激に減少するためであると考えられる。それに対してDMモデルでは $x_j/H_b \leq 0.2$ の部分で大きめの負の値を示し、さらに上方 ($x_j/H_b \approx 0.3$) で大きな正の値を示す。図7.46に $\langle u_3' c' \rangle$ (GS+SGS)の分布を示す。Sモデルは地表面近傍で小さく、 $x_j/H_b \approx 0.3$ のピークの値もそれほど大きくないのに対して、DMモデルではSGS成分の大きな値に対応して、 $x_j/H_b \approx 0.3$ の部分で大きな正のピークを持つ。すなわちこの領域から上方への乱流スカラー輸送がDMモデルの方がはるかに大きい。以上示した平均風速、乱流運動量フラックス $\langle u_1' u_3' \rangle$ 、乱流スカラーフラックス $\langle u_3' c' \rangle$ 等に関するSモデルとDMモデルの差異により、DMモデルの場合、Sモデルに比べて床面近傍の濃度が減少し、実験に近づいた (図7.39)

ものと考えられる。

7.4.4 Dynamic SGSモデルを用いた解析のまとめ

- (1) 複合グリッドを用いた計算は、従来の単一グリッド系に基づく結果と比べて、Sモデルを用いた場合でも、その結果は大きく改善され、排出口近傍のメッシュ分割の粗密が拡散場に大きな影響を与えることが明らかになった。
- (2) 平均濃度及び濃度変動の分散の分布に関して、DMモデルによる結果は、Sモデルに比べて、風洞実験と格段によい一致を示した。
- (3) これは、DMモデルにより排出口近傍での平均風速、乱流運動量フラックス、乱流スカラーフラックス等がより正しく評価されたためである。
- (4) 以上のようにdynamic mixed SGSモデルを用いた効果はかなり認められ、空気と等密度 (passive scalar) の場合でも、SGSモデルの適否が $\langle c \rangle$, $\langle c'^2 \rangle$ の分布に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった。

7.5 結論

(1) 空気と等密度ガス及び空気よりも重いガス ($\rho_s/\rho_a=1.7$) の場合、LESの結果と実験結果は全般によく対応し、 v_{SGS} に通例のSmagorinskyモデル (Type1) を用いても平均濃度、濃度変動の分散とも実験と良く一致した。

(2) 空気よりも軽いガス ($\rho_s/\rho_a=0.3$) の場合、通常のSmagorinskyモデル (Type1(Case3)) と比較して、浮力効果を組み込んだType 2 (Case4) の結果は建物背面側の地表面付近の低濃度域における $\langle c \rangle$, $\langle c'^2 \rangle$ の再現に関して改善が見られた。これは、浮力効果をSGSモデルに組み込むことにより乱流エネルギーの分布形状が実験に近づき、これに伴い濃度フラックスの分布も大きく変化した。これらが要因となり、 $\langle c \rangle$, $\langle c'^2 \rangle$ の分布も通例のSmagorinskyモデルに比べて実験に近づいたものと考えられる。

(3) 従来の単一グリッド系に基づくメッシュ分割と複合グリッドシステムを用いた今回の計算は、同じSmagorinskyモデルを用いてもその結果に大きな差異が現れた。これは排出口近傍のメッシュ分割が細くなったことで、水平方向の拡散がよく捉えられたためであると考えられる。

(4) 等密度ガスの平均濃度及び濃度変動の分散に関して、dynamic mixed SGSモデルによる結果は、Smagorinskyモデルに比べて、風洞実験と格段によい一致を示した。また濃度変動の分散も、dynamic mixed SGSモデルによる結果は、実験とよく対応する結果となった。このことから、空気と等密度 (passive scalar) の場合でも、SGSモデルの適否が $\langle c \rangle$, $\langle c'^2 \rangle$ の分布に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった。

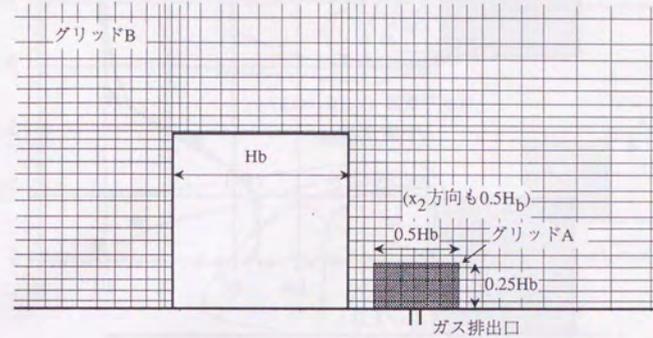


図7.32 複合グリッドシステムを用いたメッシュ分割

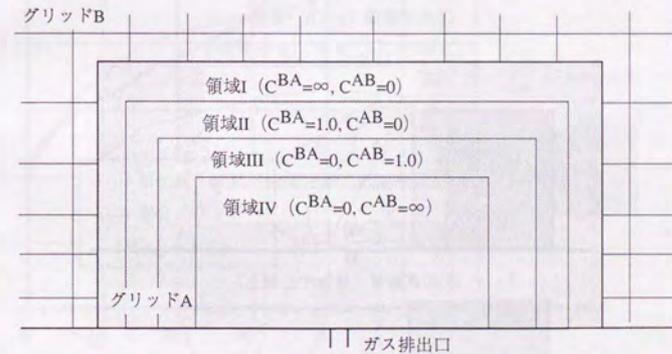


図7.33 スイッチングパラメータの分布

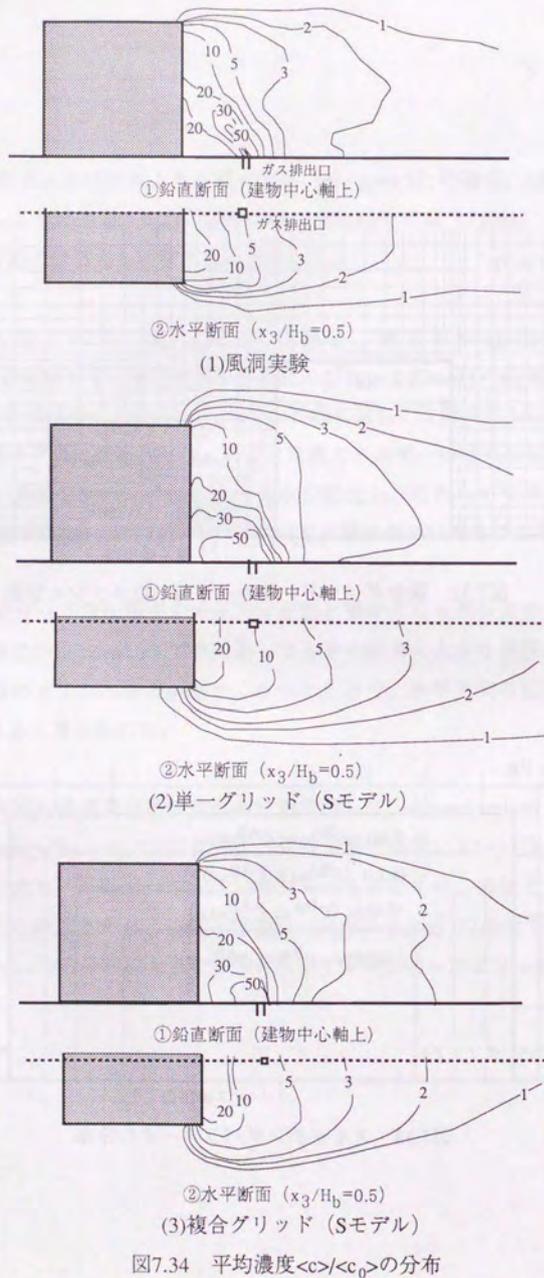


図7.34 平均濃度 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の分布

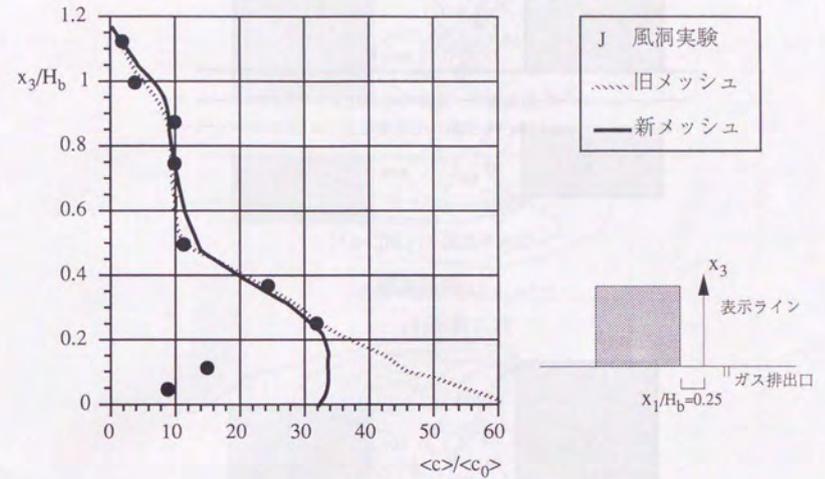


図7.35 平均濃度 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の分布

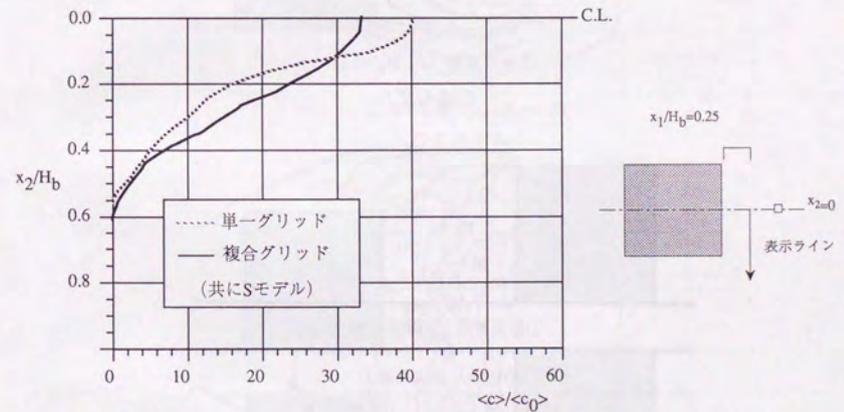
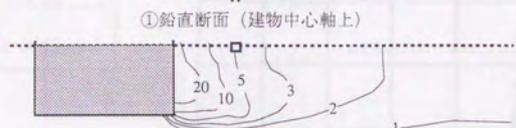
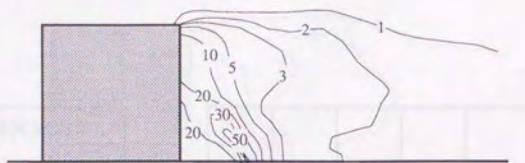
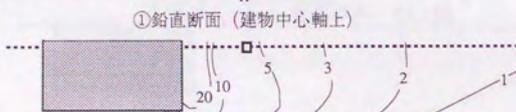
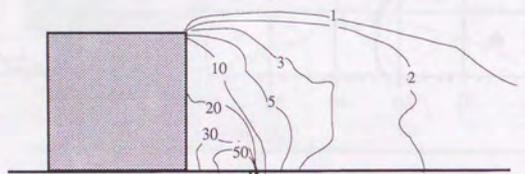


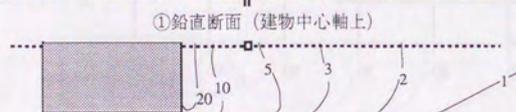
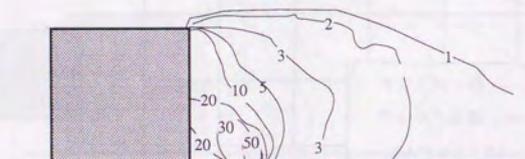
図7.36 水平濃度分布 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ ($x_3/H_b=0.15$ の高さ)



(1)風洞実験

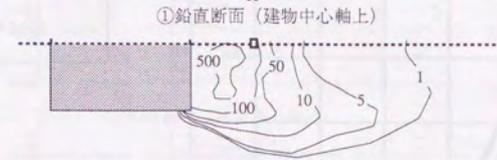
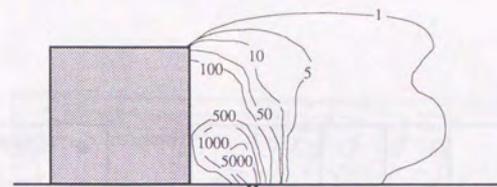


(2)Sモデル

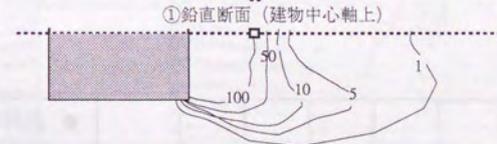
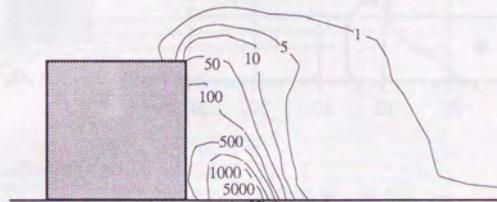


(3)DMモデル

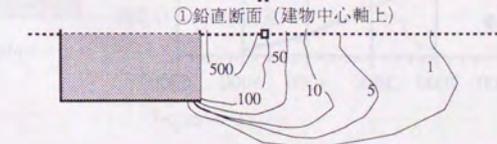
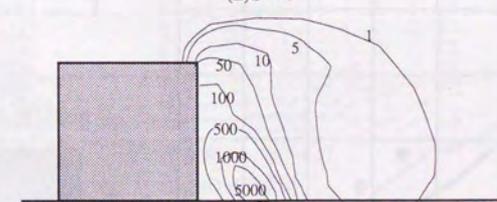
図7.37 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$ の分布



(1)風洞実験



(2)Sモデル



(3)DMモデル

図7.38 濃度変動の分散 $\langle c'^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$

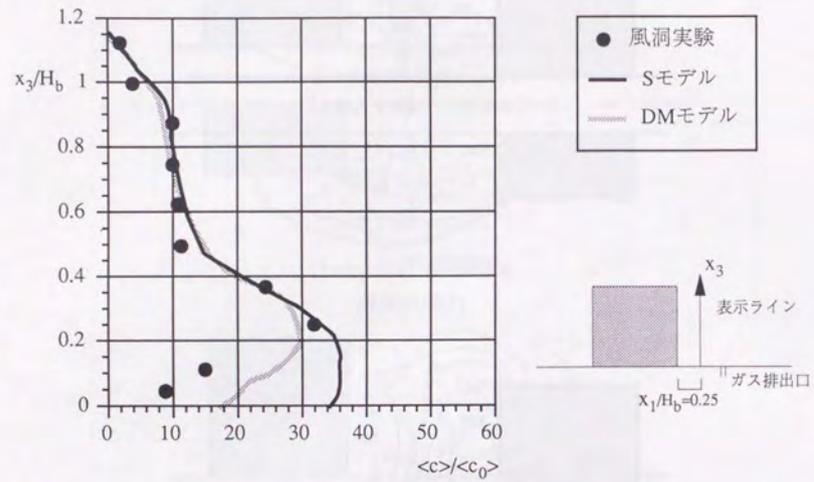


図7.39 平均濃度 $\langle c \rangle / \langle c_0 \rangle$

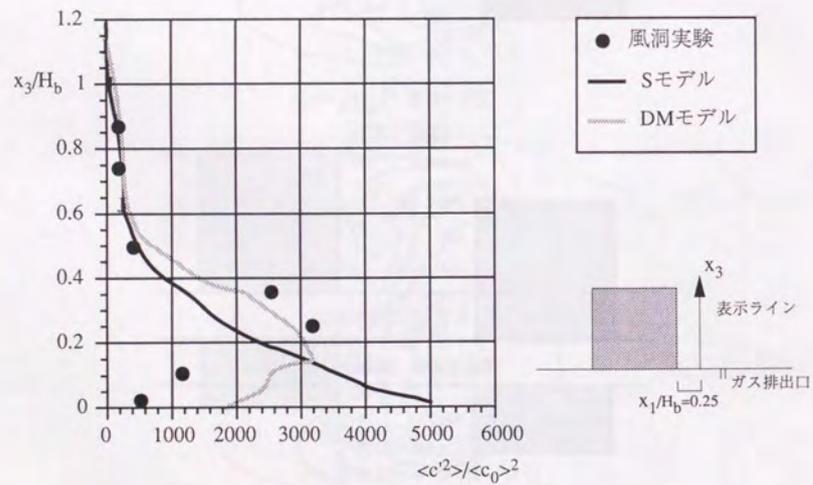
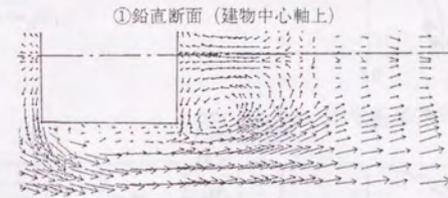
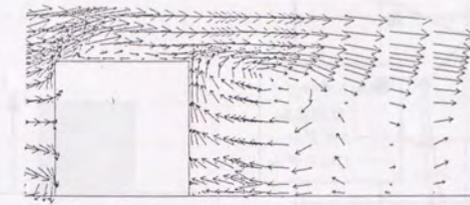
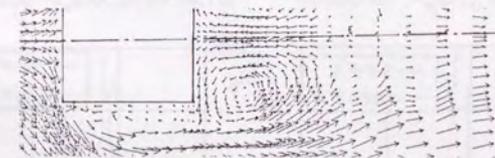
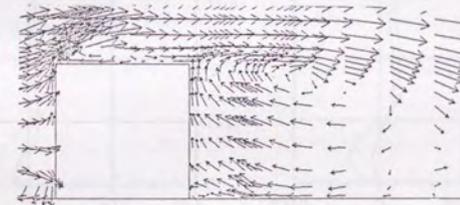


図7.40 濃度変動の分散 $\langle c'^2 \rangle / \langle c_0 \rangle^2$



(1)Sモデル



(2)DMモデル

図7.41 平均風速ベクトル

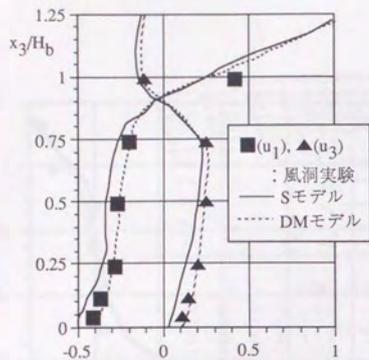


図7.42 平均風速分布

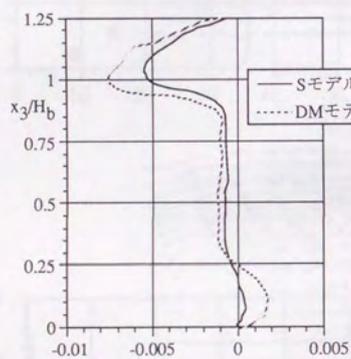
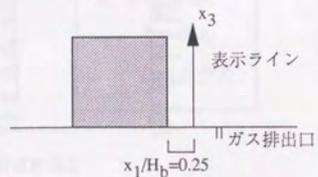


図7.43 $\tau_{13} / \langle u_0 \rangle^2$ (SGS成分)

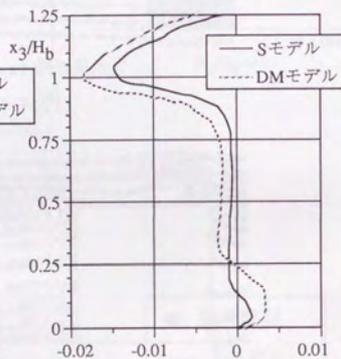


図7.44 $\langle u_1' u_3' \rangle / \langle u_0 \rangle^2$ (GS+SGS成分)

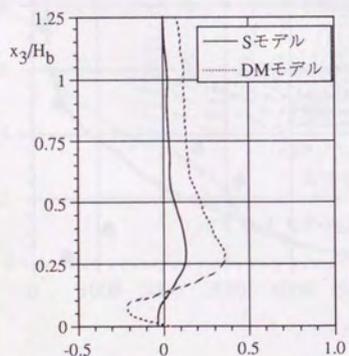


図7.45 $h_3 / \langle u_0 \rangle \langle c_0 \rangle$ (SGS成分)
($h_3 = \overline{u_3 c} - \overline{u_3} \overline{c}$)

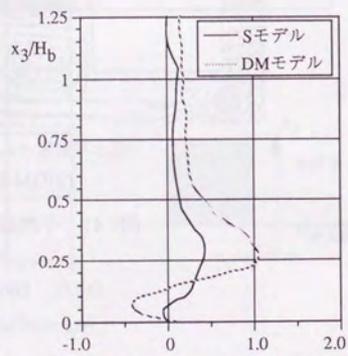


図7.46 $\langle u_3' c' \rangle / \langle u_0 \rangle \langle c_0 \rangle$ (GS+SGS成分)

第8章

結論

第8章 結論

数値シミュレーションによる建物周辺の乱流場の予測、解析は今後さらにその重要性を増すものと考えられる。なかでもLarge Eddy Simulation (LES) に対する複雑流れ場への適用に対する期待は大きい。本研究ではLESにおける高精度のSubgrid scale (SGS)のモデル化に関して、建築・都市環境工学の問題に適用する際の問題点やその有効性について詳細な検討を行った。具体的な結論は各章に譲るとして、ここでは主要な結論と今後の課題について述べる。

第2章では、LESにおけるSubgrid-scaleモデリングの概要として、LESの概念について解説するとともに、従来、代表的なSGSモデルとして用いられてきたSmagorinskyモデルを複雑流れ場に適用する際の問題点を理論的に明らかにした。さらに現在、機械工学等の分野で提案されている代表的なSubgrid scaleモデルについて、既往の研究結果を整理し、建築・都市環境工学の分野に適用する際の問題点を指摘した。また従来、気象分野以外ではあまり問題にされていなかった浮力の作用する流れ場のSubgrid scaleモデルについても、既往の研究結果を整理した。

第3章では、建築・都市環境工学の分野にLESを適用する際の、数値計算手法上の問題を、境界条件、離散化手法、データ処理等の面から整理するとともに、本研究での取り扱いを述べた。

第4章では、解強制置換法による複合グリッドシステムを用いたLES計算手法の開発を行った。これにより、複雑形状に対しても、効率的に細かいメッシュ分割が可能となり、また任意風向に適応することも可能となる。ここでは解強制置換法による複合グリッドシステムの構築方法について解説し、層流及び乱流の2次元角柱周辺流れに適用した結果を示した。

第5章では、Smagorinskyモデルの欠点を克服する可能性を持つ高精度のSGSモデルとして提案されたdynamic SGSモデルを一樣流中の2次元角柱周辺流れに適用し、従来のSmagorinskyモデル及び実験との比較から、その有効性、問題点を検討した。

その結果は、平均流の予測精度にも大きく現れ、dynamic SGSモデルはSmagorinskyモデルに比べて実験結果と極めてよく一致した。これは角柱側面での剥離性状をSmagorinskyモデルでは正確に再現されていないためであると考えられる。またこのような流れ場では、機械分野で提案されたdynamic SGSモデルをそのまま使用した場合、計算不能となる領域が現れることを明らかにした。

第6章では、第5章で検討を行ったdynamic SGSモデルを接地境界層中の立方体周辺流れに適用し、従来のSmagorinskyモデルの結果及び実験結果との比較から、その有効性、問題点を検討した。その結果は、従来のSmagorinskyモデルによる解析で問題となっていた立方体後方で乱流エネルギー k が大きめに評価される傾向に関して、かなりの改善が見られたほか、平均流、風圧係数に関しても全体に実験との対応が向上することが確認された。

第7章では、高精度のSGSモデルを用いた建物モデル周辺のガス拡散の解析を行い、風洞実験結果との比較から、その有効性、問題点を検討している。前半部では浮力のあるガスの拡散を対象として、SGSモデルへの浮力効果の組み込みに関して基礎的な検討を行った。ここでは、SGSモデルに浮力効果を組み込むことにより、乱流エネルギーや濃度分布に顕著な差が現れ、実験結果との対応が向上することが明らかとなった。後半部では、空気と等密度のガスの拡散を対象として、複合グリッドシステムを用いた、より詳細な解析を行い、dynamic SGSモデルの拡散場に対する有効性を検討している。その結果、従来のSmagorinskyモデルによる解析結果に比べて、dynamic SGSモデルによる結果は格段に実験との対応が向上し、速度場ばかりでなく拡散場に対してもdynamic SGSモデルが有効であることが示された。

以上のように少なくとも等密度の流れ場に関してはdynamic SGSモデルを用いたLESの複雑流れ場における有効性、及び今後の改良の方向性は示されたものと考えられる。しかしながら工学あるいは建築・都市環境分野における実用化のためには浮力の作用する流れ場に関する検討は不可欠であり、この点に関して今後更なる検討が必要であろう。さらに本研究ではSGSモデリングに関する検討を中心に述べたが、壁面境界条件や計算アルゴリズム、離散スキーム等の問題も重要な課題となると思われる。

いずれにしてもLESの計算のもう一つの重要な課題は、得られた結果からいかに有益な情報を引き出すかという点にある。本研究で行ったような高精度SGSモデルによるLESの計算手法・精度の検証とともに、得られたデータベースを用いた流れ場・拡散場構造のより詳細な解析を行っていく必要がある。

参考文献

- Akselvoll, K. and P. Moin (1993), Large Eddy Simulation of a Backward Facing Step Flow, Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2, Elsevier Science Publishers
- Akselvoll, K. and P. Moin (1993), Application of the Dynamic Localization Model to Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow over a Backward Facing Step, Engineering Applications of Large Eddy Simulation, FED-Vol. 162, ASME
- Antonopoulos-Domis, M. (1981), Large eddy simulation of a passive scalar in isotropic turbulent. J. Fluid Mech., vol.104, 55-79.
- Bardina, J., J. H. Ferziger and W. C. Reynolds (1981), Improved Subgrid-scale Models for Large-Eddy Simulation, AIAA paper-80
- Biringen, S. and W.C.Reynolds (1981), Large eddy simulation of the shear-free turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., vol. 103, 53-63.
- Bohnert, M. and J.H. Ferziger (1993), The Dynamic Subgrid Scale Model in Large-Eddy Simulation of the Stratified Ekman Layer, Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2, Elsevier Science Publishers
- Breuer, M. and W. Rodi (1994), Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow through a Straight Square Duct and a 180 Bend, The First ERCOFTAC Workshop on Direct and Large-Eddy Simulation, The University of Surrey
- Clark, R. A., J. H. Ferziger and W. C. Reynolds (1979), Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow, J. Fluid Mech., vol. 91, part1, 1-16.
- Collings, N., (1988), A New Technique for Measuring HC Concentration in Real Time in a Running Engine, International Congress and Exposition, Detroit, MI
- 戴, 小林 (1992), 一様流に流される渦の流出境界条件の検討, 日本機械学会論文集 58巻 546号
- Deardorff, J. W. (1970), A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. J. Fluid Mech., vol.41, 453-480.
- Deardorff, J. W. (1971), On the magnitude of the subgrid scale eddy coefficient, J. Comput. Phys., 7, 120-133.
- Deardorff, J. W. (1972), Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary

- layers, *J. Atmos. Sci.*, 29, 91.
- Deardorff, J. W. (1973), The use of subgrid transport equations in a three-dimensional model of atmospheric turbulence, *J. Fluids Eng.*, 429-438.
- Deardorff, J. W. (1974), Three-dimensional numerical study of height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Boundary-layer Meteor.*, vol.7, 81-106.
- Deardorff, J. W. (1980), Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-layer Meteor.*, vol.18, 495-527.
- Derbyshire, S. H. and J. C. R. Hunt (1992), Structure of turbulence in stably stratified atmospheric boundary layers; comparison of large eddy simulations and theoretical models, *Proc. 3rd IMA Conf. on Stratified Flow*, ed. S. Mobbs.
- Durao, D.F. and M.V.Heitor and J.C.F.Pereira (1988), *Experimenta in Fluids*, vol.6
- Eidson, T. M. (1985), Numerical simulation of the turbulent Rayleigh-Benard problem using subgrid modeling. *J. Fluid Mech.*, vol.158, 245-268.
- Franke, R. and Rodi, W. (1991), Calculation of Vortex Shedding past a Square Cylinder with Various Trbulence Models, *Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows*, pp.189
- Ferziger, J. H. (1983), Higher level simulations of turbulent flows, *Computational methods for turbulent, transonic, and viscous flows*(ed. J. A. Essers), A von Karman Institute Book, 93-182.
- 藤井(1992), 解強制置換法, 第5回数値流体力学シンポジウム講演論文集
- Germano, M., U. Piomelli, P. Moin and W.H.Cabot (1991), A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids*, A3, 1760
- Ghosal, S., T.S. Lund and P.Moin (1992), A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows, *Center for Turbulence research, Annual Research Briefs*
- Ghosal, S., T.S. Lund and P.Moin (1992), A local dynamic model for large-eddy simulation, *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*
- Grotzbach, G. and U. Schumann (1979), Direct numerical simulation of turbulent velocity, pressure and temperature fields in channel flows. *Turbulent shear flows*, vol. 1,370-385.
- Grotzbach, G. (1987), Direct numerical and large eddy simulation of turbulent channel flows. In *Encyclopedia of Fluid Mech.*, vol.6, Houston, Gulf Publishing Company.
- Hamba, F. (1987), Large eddy simulation of a turbulent mixing layer. *J. Phys. Soc. Japan*. vol. 56, No. 8, 2721-2732.

- 林 (1991), 建物周辺の非等方乱流場の再現に関するLES, ASM, k-εモデルと風洞実験の比較, 東京大学学位論文
- Horiuti, K. (1985), Large eddy simulation of turbulent channel flow by one-equation modeling, *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 54, No. 8.
- 堀内 (1986), Large Eddy SimulationにおけるLeonard項の役割, *生産研究*, 第38巻1号, pp.35-37
- Horiuti, K. (1987), Comparison of Conservative and Rotational Forms in Large Eddy Simulation of Turbulent Channel Flow, *J. Comput. Phys.*, vol. 71, No. 2, pp.343-370
- Horiuti, K. (1989), The role of the Bardina model in large eddy simulation of turbulent channel flow, *Phys. Fluids*, A1,462
- Horiuti, K. and N.N. Mansour (1993), A Normal Stress Subgrid-scale Eddy Viscosity Model in Large Eddy Simulation, *Ninth Symposium on "Turbulent Shear Flows"*, Kyoto
- Horiuti, K. (1993), A proper velocity scale for modeling subgrid-scale eddy viscosities in large eddy simulation, *Phys. Fluids*, A5(1), pp.146-157
- 堀内 (1993), Bardinaモデルについて, 第7回数値流体力学シンポジウム論文集
- 石田, 村上, 加藤, 持田 (1993), 解強制置換法を用いた複合グリッドシステムによる建物内外の気流解析法に関する研究 第一報、日本建築学会計画系論文報告集 第451号
- 梶島, 三宅, 西本 (1991), 正方形断面流路内の乱流のLES, *日本機械学会論文集(B編)*, 57巻, 540号
- 川上, 西田, 里深 (1993), 高精度流出境界条件を用いた非定常非圧縮性流れの数値シミュレーション, 第7回数値流体力学シンポジウム講演論文集
- 小林, 戴 (1994), LES乱流モデリングの動向, *生産研究*, 46巻2号
- Laufer, J. (1951), *NACA Report 1053*.
- Leslie, D. C. and G. L. Quarini (1979), The application of turbulence theory to the formulation of subgrid modelling procedures. *J. Fluid Mech.*, vol.91, 65-91.
- Leonard, A. (1974), Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. *Adv. Geophys.*, 18A, 237-248.
- Lilly, D. K. (1967), The representation of small scale turbulence in numerical simulation experimants. *Proc. IBM Sci. Comput. Symp. on Environmental Science*.
- Lilly, D.K.(1992), A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method,

- Phys. Fluids A4, 633
- Liu, J. and U. Piomelli (1993), Interaction of Embedded Streamwise Vortices with a Spatially-Developing Boundary Layer, Engineering Applications of Large Eddy Simulation, FED-Vol. 162, ASME
- Lyn, D.A.(1989), Phase-averaged turbulence measurements in the separated shear layer region of flow around a square cylinder, Proc. 23rd Congress Int. Ass. Hydraulic Research, A85-A92
- Madabushi, R. K. and Vanka, P. (1991), Phys. Fluids A3, 2374.
- Mansour, N. N., P. Moin, W. C. Reynolds and J. H. Ferziger (1979), Improved methods for large eddy simulations of turbulence, Turbulent Shear Flows .
- Mason, P. J. and N. S. Callen (1986), On the magnitude of the subgrid-scale eddy coefficient in large-eddy simulations of turbulent channel flow. J. Fluid Mech., vol.162, 439-462.
- Mason, P. J. and D. J. Thomson (1991), Stochastic backscatter in the near wall region of large-eddy simulations, Eighth symposium on turbulent shear flows, 19-4.
- Mason, P. J. (1989), Large eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer. J. Atmos. Sci., vol.46, 1492-1516.
- Mason, P. J. and S. H. Derbyshire (1990), Large-eddy simulation of the stable-stratified atmospheric boundary layer, Boundary-Layer Meteor., 53, 117-162.
- 松井, 村上, 持田 (1994), 2次元角柱まわりの渦放出流れを対象とした各種行列解法の比較 (その1), 日本建築学会関東支部研究報告集
- 松井, 村上, 持田 (1994), LESによる非等温室内気流解析—Smagorinskyモデルにおける標準タイプとDynamicタイプの比較—, 第8回数値流体力学シンポジウム講演論文集
- 宮内, 河野, 谷, 齊藤, Stuhltraeger (1987), 一様等方性乱流中の温度場の拡散, 日本機械学会論文集(B編), 53巻, 495号
- 水谷, 村上, 加藤, 持田 (1991), LESによる室内気流解析—Smagorinsky定数の最適化に関する検討—, 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, 901-904.
- Moin, P. and Kim, J. (1982), Numerical investigation of turbulent channel flow. J. Fluid Mech., vol.118, 341-377.
- Monin, A.S. and Obukhov, A. M. (1954), Basic Law of Turbulent Mixing in the Ground Layer of the Atmosphere, Akad. Nauk., SSSR, Geofiz. Inst, 151, pp.1-30

- Morinishi, Y. and T. Kobayashi (1990), Large eddy simulation of backward facing step flow, Engineering Turbulence Modelling and Experiments, Elsevier Science Publishing Co., Inc. 279-286.
- 森西, 小林 (1990), 普遍的スマゴリンスキーモデルの構成, 生産研究
- 森西 (1993), はく離乱流のLES, 第36回生研講習会テキスト
- 持田, 村上, 林, 金, 渋谷 (1990), 高応答性濃度計による建物周辺の濃度変動に関する風洞実験 (その1), 日本建築学会 関東支部研究報告集
- 持田, 村上, 林 (1991a), 立方体モデル周辺の非等方乱流場に関するモデルとLESの比較, 日本建築学会計画系論文報告集, No. 423
- 持田, 村上, 林 (1991b), LESによる立方体周辺の気流解析—Smagorinsky定数の空間分布とその最適化に関する検討—, 日本建築学会大会学術講演梗概集
- 持田, 村上, Rodi, 坂本 (1993), 2次元角柱まわりの渦放出に関するLESとDSM, k- ϵ , 実験の比較, 第6回数値流体力学シンポジウム講演論文集,
- 持田 (1993), 建物周辺気流のLES, 第36回生研講習会テキスト
- Mochida, A., Y. Ishida and S. Murakami (1993), Numerical Study on Flowfield around Structures with Oblique Wind Angle based on Composite Grid System, The 7th U.S. National Conference on Wind Engineering
- 盛川, 丸山 (1993), 条件付確率場の理論を用いた流入境界面における風速変動の数値シミュレーション, 第8回生研NSTシンポジウム
- Moeng, C. H. (1984), A large eddy simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence. J. Atmos. Sci., vol.41, 2052-2062.
- 村上, 加藤, 近藤 (1989), 代数応力モデルによる室内気流解析—2次元等温・非等温流れ場の検討, 生産研究
- 村上, 日比, 持田 (1990), Large Eddy Simulationによる街区周辺の乱流場の3次元解析 (その1), 日本建築学会計画系論文報告集, No.412
- 村上, 日比, 持田 (1990), 数値シミュレーションとコンピュータグラフィックスを利用した流れの可視化と乱流構造の解析に関する研究, 日本建築学会計画系論文報告集, No.395
- 村上, 持田, 高橋, 渋谷, 林 (1991), 高応答性濃度計による建物周辺の濃度変動に関する風洞実験, 日本風工学会誌, 第47号
- 村上, 持田, 林 (1991), 立方体周辺の非等方乱流場の再現に関するk- ϵ モデル, ASM,

- Nieuwstadt, F. T. M. (1990), Direct and large-eddy simulation of free convection, Proc. 9th Interna. Heat Transfer Conference, vol. I.
- Nieuwstadt, F.T.M., and P.J. Mason, D.H. Moeng and U. Schumann. (1991), Large-eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes. Eighth symposium on turbulent shear flows.
- 日本機械学会 (1988), 第1回CFDワークショップ成果報告集
- 野澤, 田村 (1994), DSGSMを用いた3次元ラフネスによる乱流遷移流れの数値解析, 第26回乱流シンポジウム
- 野澤, 田村 (1994): DSGSMによるLESを用いた平板上角柱周りの流れの数値解析, 第8回数値流体力学シンポジウム講演論文集
- Olsson, M. and L.Fuchs (1993), A Dynamic SGS Model applied to a co -annular Swirling Jet, Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Paris
- Piacsek, S. A. and G. P. Williams (1970), Conservation Properties of Convection Difference Schemes, J. Compt. Phys. 6.
- Piomelli, U., P. Moin and J. H. Ferziger (1983), Model consistency in large eddy simulation of turbulent channel flow, Phys. Fluids, vol.31, 7
- Piomelli, U., J. H. Ferziger, P. Moin and J. Kim (1989), New approximate boundary conditions for large eddy simulations of wall-bounded flows. Phys. Fluids, A1(6), 1061-1068.
- Piomelli, U., T. A. Zang, C. G. Speziale and M. Y. Hussaini (1990), On the large-eddy simulation of transitional wall-bounded flows. Phys. Fluids, A2(2), 257-265.
- Piomelli, U., W. H. Cabot, P. Moin and S. Lee (1991), Subgrid-scale backscatter in turbulent and transitional flows. Phys. Fluids, A3(7), 1766-1771.
- Piomelli, U. (1994), Subgrid-scale models for large-eddy simulations, '94 Workshop on Mathematical Modeling of Turbulent Flows, I.I.S. Univ. of Tokyo
- Rhie, C.M. and W.L.Chow (1983), Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation, AIAA Journal Vol.21, No.11
- Rogallo, R. S. and P. Moin (1984), Numerical simulation of turbulent flows, Ann. Rev. Fluid Mech.16:99-137
- Schmidt, H. and U. Schumann (1989), Coherent structure of the convective boundary layer

derived from large eddy simulation. J. Fluid Mech., vol.200, 511-562.

- Schumann, U. (1975), Subgrid scale model for finite difference simulation of turbulent flows in plane channels and annuli. J. Comp. Phys., vol.18, 376-404.
- Schumann, U. (1991), Subgrid length-scales for large eddy simulation of stratified turbulence. Theoret. Comput. Fluid Dynamics, 2, 279-290.
- 渋谷, 村上, 持田, 高橋, 林 (1991), 高応答性濃度計による建物周辺の濃度変動に関する風洞実験 立方体周辺における濃度変動の分散、スペクトルの性状, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (環境工学)
- Smagorinsky, J. S. (1963), General circulation experiments with the primitive equations; part 1 Basic experiments. Monthly weather review, 91, 99-164.
- Spalart, P.R. (1988), Direct Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to $Re=1410$, J. Fluid Mech., vol. 187
- Speziale, C. (1987), On nonlinear K-1 and K- ϵ models of turbulence, J. Fluid. Mech., 178, 459
- Speziale, C. G. (1985), Galilean invariance of subgrid-scale stress models in the large eddy simulation of turbulence. J. Fluid Mech., vol.156, 55-62.
- 店橋, 宮内 (1994), 乱流混合層のDNSによるSGSモデルの検証, 第9回生研NSTシンポジウム論文集
- Tafti, D. and Vanka, P. (1992), Phys. Fluids A3, 642
- 谷口, 戴, 小林 (1994), Dynamic SGSモデルの差分法における定式化, 第9回生研NSTシンポジウム論文集
- Van Driest, E.R. (1956), On Turbulent Flow near a Wall, J. Aeronautical Science, 23
- Wong, V. C. (1992), A proposed statistical-dynamic closure method for the linear or nonlinear subgrid-scale stresses, Phys. Fluids A4(5)
- Werner, H and H. Wengle (1989), Large-eddy simulation of turbulent flow over a square rib in a channel, Seventh symposium on turbulent shear flows, 10-2.
- Werner, H and H. Wengle (1991), Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel, Eighth symposium on turbulent shear flows, 19-4.
- 山村, 村上, 持田, 林 (1989), 建物周辺における浮力のあるガスの拡散の数値予測 (第1報) ϵ 方程式における浮力による生産項のモデル化の検討を中心として, 日本建築学会関東支部研究報告集
- Yang, K. S. and J. H. Ferziger (1991), Large-eddy simulation of turbulent flow in a channel

with a two-dimensional obstacle, First Conference on Advances in Comput. Fluid Dynamics.

Yang, K. S. and J. H. Ferziger (1993): Large-eddy Simulation of Turbulent Flow in a Channel with a Surface-mounted Two-dimensional Obstacle Using a Dynamic Subgrid-scale Model, AIAA 93-0542

吉澤(1984), 乱流モデル構成法, 第28回生研講習会テキスト

Yoshizawa, A. and K. Horiuti (1985), Statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows. J. Phys. Soc. Japan. vol. 54, No. 8, 2834-2839.

Yoshizawa, A. (1987), Large-eddy simulation of turbulent flows. In Encyclopedia of Fluid Mech., vol.I, Section 5, Chapter 38. Houston: Gulf Publishing Company.

Yoshizawa, A. (1989), Subgrid-scale modeling with a variable length scale. Phys. Fluids A1(7).

Yoshizawa, A. (1991), Eddy-viscosity-type subgrid-scale model with a variable Smagorinsky coefficient and its relationship with the one-equation model in large eddy simulation, Phys. Fluids A3(8).

Zang, Y., R. L. Street and R. Koseff (1993), Large Eddy Simulation of Turbulent Cavity Flow using a Dynamic Subgrid-scale Model, Engineering Applications of Large Eddy Simulation, FED-Vol. 162, ASME

Zang, Y., R. L. Street and J.R. Koseff (1993), A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows, Phys. Fluids A5(12)

Zu, J. and M. A. Leschziner (1987), A local oscillation-damping algorithm for high-order convection scheme, Comp. Methods in Applied Mech. and Engg., vol. 3.

発表論文リスト

1. 気候特性に対応した住宅の居住環境性能に関する研究 (その3) 冬季の換気量と炭酸ガス濃度に着目したシェルター性能評価 赤林伸一, 水谷国男, 桑原亮一と共著 1990年10月 日本建築学会大会学術講演梗概集
2. 住宅の換気・通風に関する実験的研究 (その8) 通風量と室内外の流れ場・圧力場の関連に関する風洞実験 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年10月 日本建築学会大会学術講演梗概集
3. 住宅の換気・通風に関する実験的研究 (その9) 通気輪道に沿うエネルギー収支に基づく通風量算定モデル 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年10月 日本建築学会大会学術講演梗概集
4. 住宅の換気・通風に関する実験的研究 (その10) 風洞実験に基づくエネルギー収支型通風量計算モデルの基礎的検討 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年10月 日本建築学会大会学術講演梗概集
5. 通風量算出モデルに関する基礎的研究 (その1) 自然換気・通風・漏気の定義及び通風量算出に関する既往の研究 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年12月 日本建築学会関東支部研究報告集
6. 通風量算出モデルに関する基礎的研究 (その2) 室内外の流れ場・圧力場に関する実験的検討 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年12月 日本建築学会関東支部研究報告集
7. 通風量算出モデルに関する基礎的研究 (その3) 新たな通風量算出モデルの検討 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年12月 日本建築学会関東支部研究報告集
8. 通風量算出モデルに関する基礎的研究 (その4) 風洞実験結果を用いた既往のモデルと新たなモデルの比較 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年12月 日本建築学会関東支部研究報告集
9. 通風量算出モデルに関する基礎的研究 (その5) 風洞実験結果を用いた新たな算出モデルの有効性の確認 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年12月 日本建築学会関東支部研究報告集
11. 建物内外の速度・圧力場に関する風洞実験および通風量算出モデル 村上周三,

加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1990年12月 第11回風工学シンポジウム論文集

12. 通風時の速度・圧力場に関するLarge Eddy Simulation 村上周三, 加藤信介, 持田灯と共著 1991年4月 日本風工学会誌 第47号
13. 通風時の建物内外気流のLarge Eddy Simulation: 速度・圧力場に関する風洞実験との比較とエネルギー損失過程の解析 村上周三, 加藤信介, 持田灯と共著 1991年9月日本建築学会大会学術講演梗概集
14. 住宅の換気・通風に関する実験的研究(その10) 仮想流管でモデル化した通気輪道の形状と全圧分布に関する風洞実験 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金永徳と共著 1991年9月 日本建築学会大会学術講演梗概集
15. 自然換気を行う大規模卸売市場における環境実測(その1) 夏期測定時の温度分布ならびに風圧係数 村上周三, 加藤信介, 高橋岳生, 出口清孝, 神部千太郎, 近藤靖史と共著 1991年12月 日本建築学会関東支部研究報告集
16. 自然換気を行う大規模卸売市場における環境実測(その2) 夏期測定時の換気量ならびに流れの可視化 村上周三, 加藤信介, 高橋岳生, 出口清孝, 神部千太郎, 近藤靖史と共著 1991年12月 日本建築学会関東支部研究報告集
17. LESによる通風時の建物内外の速度・圧力場の解析 村上周三, 加藤信介, 持田灯と共著 1991年12月 第5回数値流体力学シンポジウム論文集
18. LESによる通風時の建物内外の速度・圧力場の解析 村上周三, 加藤信介, 持田灯と共著 1992年2月 生産研究 第44巻 第2号
19. LESによる非等温室内気流解析 村上周三, 加藤信介, 水谷国男, 持田灯と共著 1992年3月 第7回生研NSTシンポジウム論文集
20. 自然換気を行う大規模卸売市場における環境実測(その3) 夏期および冬期の場内温度分布と風圧係数 村上周三, 加藤信介, 高橋岳生, 出口清孝, 近藤靖史と共著 1992年8月 日本建築学会大会学術講演梗概集
21. 自然換気を行う大規模卸売市場における環境実測(その4) 夏期および冬期の換気量 村上周三, 加藤信介, 高橋岳生, 出口清孝, 近藤靖史と共著 1992年8月 日本建築学会大会学術講演梗概集
22. 自然換気を行う大規模卸売市場における環境実測(その5) 夏期および冬期の換気特性と流れの可視化 村上周三, 加藤信介, 高橋岳生, 出口清孝, 近藤靖史と共著 1992年8月 日本建築学会大会学術講演梗概集

23. LESによる建物周辺のガス拡散の非定常解析(その1) 空気と等密度ガスの濃度変動に関する風道実験との比較 村上周三, 持田灯, 渋谷亜紀子と共著 1992年8月 日本建築学会大会学術講演梗概集
24. LESによる非等温室内気流解析(その1) SGSモデルに対する浮力効果の組み込み 村上周三, 持田灯, 水谷国男と共著 1992年8月 日本建築学会大会学術講演梗概集
25. LESによる非等温室内気流解析 浮力効果を考慮したSGSモデルに関する検討 村上周三, 持田灯, 水谷国男と共著 1992年 平成4年10月 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集
26. Velocity-pressure field of cross ventilation with open windows analyzed by wind tunnel and numerical simulation 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 持田灯と共著 1992年 Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, No.41-44, Elsevier Science Publishers
27. 浮力のあるガスが排出された場合の建物周辺の濃度変動, 乱流拡散構造に関する風洞実験 村上周三, 持田灯, 渋谷亜紀子, 野口康仁と共著 1992年12月 第12回風工学シンポジウム論文集
28. LESによる建物周辺における浮力のあるガス拡散の解析 村上周三, 持田灯と共著 1992年12月 第6回数値流体力学シンポジウム講演論文集
29. LESによる建物周辺における浮力のあるガス拡散の解析 村上周三, 持田灯と共著 1993年1月 生産研究 第45巻 第1号
30. 浮力のある流れ場を対象としたLESにおけるSGSモデリング(その1) 気象分野における既往の研究の概要 村上周三, 持田灯と共著 1993年1月 日本建築学会関東支部研究報告集
31. LESによる建物周辺における浮力のあるガス拡散の非定常解析 村上周三, 持田灯と共著 1993年5月 日本風工学会誌 第55号
32. LESによる建物周辺のガス拡散の非定常解析(その2) 浮力のあるガスが排出された場合の風洞実験との比較 村上周三, 持田灯, 水谷国男と共著 1993年9月 日本建築学会大会学術講演梗概集
33. LESによる建物周辺のガス拡散の非定常解析(その3) 浮力効果のSGSモデルへの組み込みが乱流拡散場に与える影響 村上周三, 持田灯と共著 1993年9月 日本建築学会大会学術講演梗概集

34. 都市の温熱環境の数値シミュレーション (その1) LES, k-εモデルによる地表面高温領域周辺の成層流の解析 村上周三, 持田灯, 野口康仁と共著 1993年9月 日本建築学会大会学術講演梗概集
35. 都市の温熱環境の数値シミュレーション (その2) 地表面高温領域周辺の乱流熱輸送に関するLES, k-εモデルと風洞実験の比較 村上周三, 持田灯, 野口康仁と共著 1993年10月 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集
36. Dynamic Subgrid-scale Modelに基づくLESによる2次元角柱周辺流れの解析 村上周三, 持田灯, 小林光と共著 1994年2月 生産研究 第46巻 第2号
37. 複合グリッドシステムを用いたLESによる2次元角柱周辺流れの解析 村上周三, 持田灯, 石田義洋と共著 1994年2月 生産研究 第46巻 第2号
38. Numerical Simulation of Turbulent Diffusion in Cities 村上周三, 持田灯と共著 1995年 "Wind Climate in Cities", Kluwer Academic Publishers, pp.681-701
39. Dynamic Subgrid-scale Modelに基づくLESによる2次元角柱周辺流れの解析 村上周三, 持田灯, 小林光と共著 1993年12月 第7回数値流体力学シンポジウム講演論文集
40. LESによる2次元角柱周りの乱流渦放出流れの解析とComputer Graphics 村上周三, 持田灯と共著 1994年4月 日本学術会議シンポジウム「C.G.で見る流れの世界」講演論文集 pp.33-35
41. LESによる非等温室内気流の流れ場・拡散場・換気性状の可視化 村上周三, 持田灯と共著 1994年4月 日本学術会議シンポジウム「C.G.で見る流れの世界」講演論文集 pp.63-65
42. 地表面温度に分布のある都市境界層の乱流熱輸送の数値解析 村上周三, 持田灯, 野口康仁と共著 1994年3月 第9回生研NSTシンポジウム講演論文集 pp.77-80
43. Dynamic Subgrid-scale Modelに基づくLESによる2次元角柱周辺流れの解析 村上周三, 持田灯, 小林光と共著 1994年9月 日本建築学会大会学術講演梗概集 (環境工学) pp.47-48
44. 都市の温熱環境の数値シミュレーション (その3) k-εモデルの乱流熱フラックスの評価への浮力効果の組み込み 村上周三, 持田灯, 野口康仁と共著 1994年9月 日本建築学会大会学術講演梗概集 (環境工学) pp.65-66
45. 日射の影響を考慮した市街地の風環境の予測・評価法に関する基礎的研究 (その1) 対流・放射シミュレーションによる夏季の外部空間のSET*分布の算出 村

- 上周三, 持田灯, 大森敏明と共著 1994年9月 日本建築学会大会学術講演梗概集 (環境工学), pp.63-64
46. Dynamic Subgrid-scale Modelに基づくLESによる2次元角柱周辺流れの解析 村上周三, 持田灯, 小林光と共著 1994年12月 第13回風工学シンポジウム論文集 pp.527-530
47. 日射の影響を考慮した市街地の風環境の予測・評価法に関する基礎的研究 対流・放射シミュレーションによる夏季の外部空間の温熱環境指標(SET*)の算出 村上周三, 持田灯, 大森敏明と共著 1994年12月 第13回風工学シンポジウム論文集 pp.91-94
48. Dynamic Subgrid-scale Modelに基づくLESを用いた2次元角柱周りの複雑乱流場の解析 村上周三, 持田灯, 小林光と共著 1994年8月 第26回乱流シンポジウム講演論文集, pp.5-8
49. 日射の影響を考慮した市街地の風環境の予測・評価法に関する基礎的研究 (第1報) 対流・放射シミュレーションによる夏季の外部空間のSET*分布の算出 村上周三, 持田灯, 大森敏明と共著 1994年10月 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp.1245-1248
50. 都市の温熱環境の数値シミュレーション (その4) $\langle u_i' \theta' \rangle$ の評価に浮力効果を組み込んだ改良型k-εとDSMの解析 村上周三, 持田灯, 大岡龍三, 野口康仁と共著 1994年10月 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集 pp.1241-1244
51. LESによる2次元角柱周辺流れの解析—Dynamic Mixed SGS Modelの適用— 村上周三, 持田灯と共著 1994年12月 第26回数値流体力学シンポジウム講演論文集
52. Recent Progress in LES and Its Applications to Vortex Shedding Flow past 2D Square Cylinders 村上周三, 持田灯と共著 1995年1月 Summary Papers for Ninth International Conference on Wind Engineering, pp.203-204
53. LESによる2次元角柱周辺流れの解析—Dynamic Mixed SGS Modelの適用— 村上周三, 持田灯と共著 1995年2月 生産研究
54. LESにおけるSGSモデリングの最近の動向 (その1) Smagorinskyモデルの問題点 村上周三, 持田灯, 飯塚悟と共著 1994年3月 日本建築学会関東支部研究報告集 (発表予定)
55. LESにおけるSGSモデリングの最近の動向 (その2) 改良型Smagorinskyモデルと他の代表的なSGSモデル 村上周三, 持田灯, 飯塚悟と共著 1994年3月 日本建

築学会関東支部研究報告集（発表予定）

56. LESにおけるSGSモデリングの最近の動向（その3）Dynamic SGSSモデルの改良と今後の展開 村上周三, 持田灯, 飯塚悟と共著 1994年3月 日本建築学会関東支部研究報告集（発表予定）
57. Dynamic型LESによる複合グリッドを用いた立方体まわりの流れ場・拡散場の数値解析 村上周三, 持田灯と共著 1995年3月 第10回NSTシンポジウム論文集（発表予定）

謝辞

本論文は、筆者が東京大学大学院博士課程在学中に行ったLESによる建物周辺の流れ場・拡散場の高精度予測手法の開発に関する研究をとりまとめたものです。この間、東京大学生産技術研究所・加藤信介助教授、同・村上周三教授には研究面、生活面において終始暖かい御指導を賜ると共に、最高の研究環境を与えて頂き、深く感謝致します。

また研究全般を通じてその進め方、論文のまとめ方等を御指導頂いた東京大学生産技術研究所・持田灯講師に心より感謝致します。

東京大学工学部・松尾陽教授、東京大学生産技術研究所・小林敏雄教授には、貴重な時間を頂いて論文の審査を賜り、有益な御指導を頂きましたことに感謝致します。

筆者の新潟大学在学時の指導教官である新潟大学工学部・赤林伸一助教授には、東京大学大学院入学後も様々な面で相談にのって頂きました。先生の暖かい励ましと御指導に心から感謝致します。

なお本研究を行うに際しては、東京大学生産技術研究所・吉澤徹教授、同・谷口伸行助教授、同・半場藤弘講師をはじめとする東京大学生産技術研究所・NST研究グループの方々には多くの示唆を頂きました。

本研究で行った、複合グリッドシステムによる解析コードの開発にあたっては、鹿島建設・石田義洋博士より懇切丁寧な御指導を頂きました。またDynamic SGSモデルによる解析コードの開発は東京大学大学院生・小林光氏と共同で行ったものであります。三建設備工業（元東京大学生産技術研究所・民間等共同研究員）水谷国男博士には、修士課程在学中にコンピュータの使い方、プログラミングの方法など暖かく御指導頂きました。また実験・実測の際の測定の基本事項について東京大学生産技術研究所・高橋岳生技官に御指導頂きました。

東京大学生産技術研究所・大岡龍三助手には、多くの示唆を頂きました。また村上・加藤・持田研究室の大学院生、研究員、職員の方々には種々の御助言、御協力を頂きました。

なお本研究の一部は日本学術振興会の特別研究員奨励金の援助を受け、行ったものであります。

ここに記して、お世話になった方々に深く感謝の意を表します。

最後に、筆者の長きにわたる学生生活を支え、励ましてくれた両親に感謝します。

