論文

障壁まわりの乱流場・拡散場のLES解析

LES Analysis on Turbulence and Dispersion Fields around a Normal Plate

田村哲郎*¹ 中山浩成*²

Tetsuro TAMURA, Hiromasa NAKAYAMA

SUMMARY

Large-eddy simulation(LES) is applied to the problem of atmospheric dispersion around a normal plate for on-coming turbulence, which is time-sequentially generated by unsteady numerical simulation of spatially-developing boundary layer in the driver unit as another computational domain. The present numerical model is validated in comparison with the previous wind tunnel experimental data. Also, based on the computed data, we investigate turbulence and dispersion fields strongly influenced by complex dynamic behavior of separated shear layers and large eddies in the wake, and clarify physical mechanism of plume entrainment into the wake region of a normal plate.

keywords: large-eddy simulation, a normal plate, atmospheric dispersion, plume entrainment

1. はじめに

大気境界層中の工業施設などからの排ガス拡散現象について、風洞実験や野外実験などにより、煙突の場合だけでなく、建物そのものからの排ガスに関して、特に後流域を対象に濃度特性が明らかにされてきている。Robins¹⁾, Ogawa²⁾, 老川³⁾らは、建物壁面からの排ガスに対して風向や煙源位置を変化させたときの平均濃度を定量的に見積もり、Huber⁴⁾らは建物影響を考慮して後流域の拡散幅を推定し、その拡散幅に基づき平均濃度分布を予測している。また、排ガスが臭気性を有する場合、あるいは漏洩事故により有害性や可燃性のガスが周辺に拡散された場合など、危険性の高いガスについては時間平均濃度だけでなく、瞬間的に発生する高濃度の評価もまた必要になる。Li⁵⁾、老川⁶⁾、佐藤⁷⁾らは風洞実験により建物周りの濃度変動場の構造や瞬間最大濃度特性について検討している。

一方で、排出源が対象建物から離れた位置に存在す

る場合も想定される。ここで、こういった障害物の存在しない場合においては、従来の正規分布型プルームモデル式により平均濃度の予測は容易であるものの、障害物の存在する場合においては、背後で剥離せん断層や後流渦により複雑な乱流場が形成されて拡散特性が大きく影響を受けるため、従来モデルによる濃度予測は困難となる。Wilson⁸⁾らは建物上流側からの排ガスの後流域における平均濃度場について建物が存在しない場合と比較検討している。その結果、建物後方の地表近傍の平均濃度は剥離域内にガスが連行され、建物が無い場合に比べて高くなることなどを報告している。しかしながら、剥離域への連行が伴う拡散現象での強い非定常性にもかかわらず、平均的評価に限られ、本来、非定常な拡散挙動の物理機構を解明するには、乱流場と拡散場の空間構造と両者の関連性に関する豊富なデータに基づいた精査が必要となっている。

こうした現状を背景に、CFD(計算流体力学)による建

*1 東京工業大学 教授・工博 e-mail:tamura@depe.titech.ac.jp

Professor, Tokyo Institute of Technology, Dr.Eng.

*2 東京工業大学 大学院生・工修

Graduate Student, Tokyo Institute of Technology, M.Eng.

(原稿受理：2004年7月30日, 採用決定：2005年3月9日)

物周辺における排ガス拡散問題に関する研究が、近年の計算機能力の向上に伴い、急速に行われてきている。現在、数値解析による最も実用的な排ガス拡散の予測手法としてRANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) が挙げられる。この手法は、計算負荷は小さいものの、建物屋根面、側面での循環流や後方の逆流などが存在するような複雑な流れ場の再現性については十分ではないことが一般的に知られている。また、拡散場においても、乱流シュミット数を始めとして、輸送過程で重要なモデル定数を経験的に与えて数値解析を実行しているため、平均濃度についてはある程度定量的に再現されているものの⁹⁾、普遍的に確立された予測手法とは言えない。さらに、乱流変動量のモデル化の概念(アンサンブル平均・時間平均)に対して、標準型では計算結果への時間平均量としての評価が避けられず、乱流粘性に内在する特性から基本的に変動濃度の再現性は十分とは言えない。特に漏洩事故などによる危険性物質のピーク濃度の出現に対しては予測が困難であり、対象とする拡散問題によってはその適用に限界がある。

それに対し、LES (Large-Eddy Simulation) は計算負荷は高いものの、剥離現象や循環流など複雑な乱流場に対しても十分に再現できる予測手法として挙げられる。LES では、空間平均を施すことにより、普遍的な構造を有する小さい渦スケールをモデル化し、流れ場の現象に支配的な大きいスケールの渦は直接計算を行うため、詳細な乱流構造の把握やそれに基づく高濃度出現の予測は可能である。また、方程式のモデル定数は、乱流場・拡散場の性状に応じ、時間・空間の関数として動的に評価することも可能であるため^{10), 11)}、種々の複雑乱流場への適用性が高い予測手法であるものと考えられる。現在、乱流境界層中における排ガス拡散現象に対して LES が適用され、数値計算による詳細な濃度変動場の構造の把握¹²⁾や瞬間高濃度の予測¹³⁾などが可能な段階にきている。

本研究では、流れが剥離を伴い、非定常的な移流効果が激しい障害物周りの上流側煙源に対する拡散問題について LES の適用を考える。障害物の形状は、後流構造の単純さを考慮して、地表面上に鉛直に立つ障壁を選定し、接近流として空間的に発達する乱流境界層を与える。まず LES によって得られた乱流場・拡散場に関する計算結果を既往の風洞実験結果と比較し、本数値モデルの精度検証を行い、その適用性について明らかにする。さらに、障壁の後流域における剥離せん断層の挙動と渦運動などの乱流場の構造とそれによって決定される拡散特性を明らかにし、濃度分布の形成にあたり重要な因子となる連行特性の観点から、後流域への乱流物質輸送の機構について考察する。

Fig.1 Schematic of a normal plate

2. 障壁周りの拡散現象のモデル

図1に本研究で対象とする障壁周りの拡散現象のモデルを示す。本研究では、障壁の存在が拡散場を与える影響を調べるために、煙源を障壁の上流側で比較的近い位置に設ける。また、障壁の形状は、後流での拡散特性をそのまま吟味するためになるべく単純な長方形板とし、水平および鉛直方向からの拡散物質の三次元的な進入を考える。煙源高さおよび障壁高さは共に H とする。平地条件での点源拡散において煙源より $2H$ 下流で得られる水平方向の平均濃度分布をガウス正規型と仮定すると、プルーム中心軸から最大濃度の1%程度になる位置までの拡がり幅は $3\sigma_y$ (σ_y : 水平拡散幅) と算出されたので、障壁半幅をそれよりやや広い $5\sigma_y$ とした。この障壁半幅 $5\sigma_y$ は、障壁高さ H を用いて換算すると H 程度になり、したがって、障壁幅は $2H$ となる。本モデルでは、上記の障壁を乱流境界層中の地表面上に垂直に立て、後方での剥離流れによる強い非定常性を持つ乱流特性の観点から拡散性状に与える影響について調べ、従来より未解明であった後流域への拡散物質の連行について明らかにする。座標系については煙源を原点(o)に、主流方向を x 、水平方向を y 、鉛直方向を z とする。なお、同じ障壁を対象にして、別途、風洞実験^{14), 15)}が実施され、乱流場・拡散場の詳細な統計量が得られている。

3. 数値計算手法

3.1 支配方程式と LES

本研究では、LESによる数値解析を実行し、障壁の存在しない平地条件では標準スマゴリンスキー¹⁶⁾を使用し、障壁の存在する場合は流れ場および拡散場に対してもダイナミックスマゴリンスキーモデル^{10), 11)}をそれぞれ使用している。

下記にグリッドフィルター操作をされた非圧縮性に基づく連続の式、Navier-Stokes 運動方程式、物質拡散方程式を示す。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\mathbf{t}_{ij} + 2\bar{n}\bar{S}_{ij}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{c} \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} h_j \quad (3)$$

ここで、 τ_{ij} , h_j および S_{ij} はそれぞれサブグリッドスケールのレイノルズ応力、乱流スカラーフラックス、歪速度テンソルを表す。

$$\mathbf{t}_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (4)$$

$$h_j = \overline{c u_j} - \bar{c} \bar{u}_j \quad (5)$$

$$\bar{S}_{ij} = 1/2 (\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i) \quad (6)$$

ここで、 τ_{ij} , h_j を標準型スマゴリンスキーモデルに基づく渦粘性モデルにより近似する。

$$\mathbf{t}_{ij} - \frac{1}{3} \mathbf{d}_{ij} \mathbf{t}_{kk} = -2\bar{n}_e \bar{S}_{ij} \quad (7)$$

$$\bar{n}_e = (C_s f_s \bar{\Delta})^2 (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (8)$$

$$h_j = -\frac{\bar{n}_e}{Sc} \left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right) \quad (9)$$

ここで、 δ_{ij} , ν_e , C_s , f_s および Sc はそれぞれクロネッカーデルタ関数、渦粘性、流れ場のモデル定数、Van Driest減衰関数、シュミット数を表す。また、 C_s は0.1、 Sc 数は0.5とし、グリッド幅は以下の通りである。

$$\bar{\Delta} = (\bar{\Delta}_x \bar{\Delta}_y \bar{\Delta}_z)^{1/3} \quad (10)$$

さらにテストフィルター操作を実行すると、非圧縮性のNavier-Stokes運動方程式と物質拡散方程式は以下ようになる。

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-T_{ij} + 2\tilde{n} \tilde{S}_{ij}) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{c} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} H_j \quad (12)$$

$$T_{ij} = \overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (13)$$

$$H_j = \overline{c u_j} - \tilde{c} \tilde{u}_j \quad (14)$$

T_{ij} , H_j は渦粘性近似により以下ようになる。

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \mathbf{d}_{ij} T_{kk} = -2C_d \tilde{\Delta}^2 \tilde{S}_{ij} \quad (\tilde{S} = \sqrt{2\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}}) \quad (15)$$

$$H_j = -C_c \tilde{\Delta}^2 \tilde{S} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j} \quad (16)$$

$$\mathbf{t}_{ij} - \frac{1}{3} \mathbf{d}_{ij} \mathbf{t}_{kk} = -2C_d \bar{\Delta}^2 \bar{S}_{ij} \quad (\bar{S} = \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}) \quad (17)$$

$$h_j = -C_c \bar{\Delta}^2 \bar{S} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \quad (18)$$

ここで、テストフィルター幅は以下のように与えられている。

$$\tilde{\Delta} = (\tilde{\Delta}_x \tilde{\Delta}_y \tilde{\Delta}_z)^{1/3} \quad (19)$$

$$(\tilde{\Delta}_x = 2\bar{\Delta}_x, \quad \tilde{\Delta}_y = 2\bar{\Delta}_y, \quad \tilde{\Delta}_z = 2\bar{\Delta}_z)$$

T_{ij} , H_j は直接計算できないが、ここでGernamo identityにより以下のように導出される。

$$L_{ij} = T_{ij} - \tilde{\mathbf{t}}_{ij} = \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (20)$$

$$P_j = H_j - \tilde{h}_j = \tilde{u}_j \tilde{c} - \tilde{u}_j \tilde{c} \quad (21)$$

また、上式はそれぞれ以下のように変形できる。

$$L_{ij} = 2C_d (-\tilde{\Delta}^2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} + \bar{\Delta}^2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}) \quad (22)$$

$$P_j = C_c (-\tilde{\Delta}^2 \tilde{S} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j} + \bar{\Delta}^2 \bar{S} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j}) \quad (23)$$

ここで、流れ場および拡散場のモデル定数 C_d , C_c はダイナミックモデルにより、下式より算出する。

$$C_d = -\frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}}, \quad M_{ij} = 2(\tilde{\Delta}^2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} - \bar{\Delta}^2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}) \quad (24)$$

$$C_c = -\frac{P_j Q_j}{Q_j Q_j}, \quad Q_j = \tilde{\Delta}^2 \tilde{S} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j} - \bar{\Delta}^2 \bar{S} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \quad (25)$$

3.2 計算アルゴリズムと支配方程式の離散化

流速と圧力のカップリングはMAC法にしたがい、圧力に関するPoisson方程式の解法にはSOR法を用いている。流れ場について、空間微分項は4次精度中心差分、時間進行法は2次精度Adams-Bashforth法を用いている。拡散場については、移流項はCIPを用い(数値振動が生じた場合、1次関数補間を適用¹⁷⁾)、拡散項は4次精度中心差分としている。

4. 計算モデルの検証と考察

4.1 計算モデル

図2に計算モデルについて示す。流入変動風を作成するための(a)ドライバ部では計算領域として26.7H × 20H × 6.7H(主流×水平×鉛直方向、格子数:200 × 240 × 100)、(b)解析対象部では30H × 20H × 6.7H(格子数:360 × 240 × 100)としている。なお、本研究では比較的短い吹送距離で境界層乱流の空間発達を目指す

Fig.2 Computational model for plume dispersion around a normal plate

Fig.3 Vertical profiles of eddy viscosity coefficients around a normal plate

ために、ドライバー部の流入境界は1/7 勾配を持つ定常流としている。また、分厚い境界層を作るために地表面に高さ0.5H、幅0.5Hの2次元ラフネスブロックを3本、その下流に高さ0.7H、幅0.4Hの2次元ラフネスブロックを1本設置し、さらに、乱流化を促進させるために一辺0.5Hの3次元ラフネスブロックを40個千鳥状に与えている。なお、ドライバー部後方ではラフネスは与えずに地表面を滑らかにし、滑面に対応した境界層流れの再現をターゲットにしている。流出境界は移流型境界条件としている。

以上のドライバー部で得られた境界層乱流をその流出部より1.3H上流側にて計算ステップ毎に抽出して、解析部の流入境界に与えている。流出部では移流型境界としている。また、水平方向には周期境界、地表面および建物表面ではno-slip、上面ではfree-slip条件を用い、拡散場についてはいずれの境界面で濃度勾配が0になるようにしている。なお、格子配置は主流・水平方向については等間隔とし、鉛直方向については地表近傍および障壁高さの0.8～1.2倍までは格子間隔を狭め、それより上空では不等間隔としている。障壁は解析対象部の流入境界より10H下流の位置に設置した。

次に、上述の計算モデルに基づき、ダイナミックスマゴリンスキーモデルにおけるモデル化の程度を調べる

ために、動粘性係数(ν)とフィルター操作により発生する渦粘性係数(ν_e)との比を求め、それを図3に示す。障壁後方での渦粘性係数の鉛直分布は、いずれの風下位置においても地表近傍および障壁高さの2倍の所でピークが見られ、その比の最大値はおおよそ2程度を示す。ここで、坪倉ら¹⁸⁾は、ダイナミックスマゴリンスキーモデルを用いて平板チャンネル乱流解析を行っている。その結果、ダイナミックモデルにより得られた動粘性係数に対する渦粘性係数の比は1～2倍程度の値であり、GS(グリッドスケール)成分でのレイノルズ応力とGSとSGS(サブグリッドスケール)成分の和をとったレイノルズ応力を比較すると、両者に地表近傍を除き有意な差は見られないことも示している。一方、本解析モデルで得られた動粘性係数に対する渦粘性係数の比は、最大で2倍程度を示している。したがって、本解析モデルにおいても、SGS成分を含めなくても有意な差は見られないことが想定され、GSの評価のみで十分であるものとしている。

4.2 流入変動風の大气乱流場・拡散場への対応性

図4, 5, 6に障壁の無い場合の煙源の水平位置(解析対象部流入面より8H下流)における平均速度(U)と乱流強度(u'^2 :速度変動の標準偏差)の鉛直分布、パワースペ

Fig.4 Vertical profile of mean velocity and turbulence intensity

Fig.5 Power spectrum of velocity fluctuation

Fig.6 Spanwise and vertical spreading rates of a plume

クトル($E(f)$)、水平および鉛直方向の拡散幅(σ_y , σ_z)についてそれぞれ示す。なお、平均速度、乱流強度は主流速度(U_∞)、パワースペクトルは周波数(f)、速度変動の標準偏差、鉛直方向の拡散幅は境界層厚さ(δ)でそれぞれ規格化されている。大気拡散現象を風洞内で再現する場合、大気中における拡散幅と相似になる必要がある。そのため、拡散場の再現を最優先に考え、風洞実験では測定部入り口に乱流格子、それより下流側にL型の2次元ラフネスを5本地表面に配置し、比較的上空に至るまで強い速度乱れを持った境界層乱流を空間発達させている。また、煙源位置では37cm程度の境界層厚さ(δ)が得られ、 $H/\delta = 0.27$ としている。一

方、数値計算上においても、地表面に各種ラフネスを配置させることにより、強い速度乱れを伴う分厚い境界層乱流を短い助走距離で空間発達させている。その結果、ラフネス周辺では気流場は強く歪められ欠損が大きいものの、そこを通過すると徐々に回復し、流出境界付近では実験結果に良く一致した1/7勾配を持つ変動風が得られている(図4)。なお、煙源位置における境界層厚さは3.7Hとなり、したがって、煙源高さ、 H/δ は実験同様、0.27である。一方、乱流強度については、境界層上部に至るまで強い速度乱れを作り出すことはできず、上空側では急激に減少しているものの、煙源高さ周辺では各成分とも実験値に相当する乱流強度は十分

に得られているのが分かる(図4)。また、図5より、風洞実験ではカルマン型によく整合したスペクトル分布がいずれの高さ位置において得られているものの、LESでは、地表近傍($z/\delta = 0.15$)を除き上空部($z/\delta = 0.45, 0.80$)ではカルマン型に対し、高周波側(>1)および低周波側(<0.02)においてもややパワーの小さいスペクトル分布が得られている。このことは以下のように考えられる。まず、低周波側のパワーの減衰については、平均風速(U)に対する吹送距離の比が解析領域で捉えられる最小無次元周波数と見なせ、本解析結果ではその無次元周波数を0.02程度と算出している。ここで、本計算結果での低周波側ではいずれの高さ位置においても0.02の周波数まではカルマン型によく一致しているため、乱流場に大きく影響を残す可能性は低いものと考えられる。一方、高周波側については、壁座標で表されたコルモゴロフスケールを1のオーダーとし¹⁹⁾、乱れのエネルギーの粘性散逸率がコルモゴロフ波数の0.1倍付近の渦から急激に増加するものとした場合²⁰⁾、壁座標で10～数10程度のスケールの渦からエネルギーが急激に減衰することが知られている。これに基づき、エネルギーの粘性散逸が急激に増加する乱れスケールを無次元周波数に換算すると1～10程度の範囲になる。本計算結果では、無次元周波数1程度からパワーの減衰が見られ始めており、エネルギーの散逸の激しい周波数帯とよく対応しているのが分かる。一方で、格子解像度が高周波のパワーに与える影響についても調べると、本研究では主流方向の格子間隔を0.04としているため、無次元周波数に換算すると4程度になる。したがって、高周波成分のパワーの減衰は、格子解像度の影響よりも低レイノルズ数流れにおける粘性散逸の影響がやや大きいものと考えられる。このスペクトルの本研究の有効性については、4.3節にてふれる。

また、図6のPasquill-Gifford線図の大気の安定度に基づいた水平、鉛直拡散幅に着目すると、LESによって得られたそれぞれの拡散幅は、実験結果と同様いずれの風下位置においても中立状態における大気拡散幅(B:不安定、C:弱不安定、D:中立、E:弱安定)に相当する分布を示している。

以上のことから、本研究では大気拡散場を再現するために必要な流入変動風の特徴は数値計算上においても得られているものと判断した。

4.3 障壁周りの乱流構造

図7, 8にLESによって得られた障壁周辺における平均速度と乱流強度の鉛直分布をそれぞれ示す。各統計量の算出にあたっては、ドライバー部・解析部ともに流れが十分に行き渡るのを確認してから、無次元時間100程度の時間平均をとっている。なお、各図の(a), (b)は

それぞれ平均速度、乱流強度の主流、鉛直成分を示し、主流速度により規格化されている。また、実験結果では、 $x/H=1, 2, 3, 4, 5, 6, 10$ の風下位置について示している。

障壁の存在により壁上部で強い上昇流が発生するものの、壁後方($x/H=2.5\sim 5.5$)では逆流、壁よりやや離れた所($x/H=3.5\sim 5.5$)での剥離線(図中の点線に相当)周辺では下降流が形成される。また、地表面への再付着点は $x/H=5.75$ の風下位置で見られた。風洞実験で得られた循環域の大きさは最大高さ1.3H、長さ3.5Hであるが、LESでは最大高さ1.45H、長さ3.75Hであり、少しだけ大きいものとなった。また、特に $x/H=5, 6$ での鉛直成分の平均流速は実験結果に対し僅かに差が生じているものの、全体的には良好に再現している。

次に乱流強度分布について着目すると、壁背後($x/H=2.5$)では、剥離せん断層の活発な揺動(フラッピング)により、各成分において剥離線周辺で鋭いピークを持った乱流強度が得られる。しかしながら、障壁より下流に向かうにしたがい、剥離せん断層の拡がりや後流域内への巻き込みによる渦の生成により地表近傍の乱流強度は相対的に増大する。そのため、各成分において鉛直方向に対し拡がった分布を示すようになり、特に主流成分の乱流強度は鉛直方向に対し、一様な分布が形成されるようになる。また、本研究では、ドライバー部において得られた流入変動風の乱流強度は、境界層厚さに対し上空部では十分な速度乱れが得られなかったために、障壁後方においても上空では各成分の乱流強度は実験結果に対し弱くなっている。しかしながら、後流域内部では実験結果によく整合した乱流強度が得られている。

次に、図9, 10にLESおよび風洞実験によって得られた障壁後方での変動風速のパワースペクトル分布を示す。LESによって得られたパワースペクトル分布は、剥離せん断層の活発なフラッピングにより、壁背後($x/H=3$)の障壁高さでは地表近傍の場合に比べて無次元周波数0.1近傍のある範囲(0.05～1)にわたりパワーの強い分布が形成され、1より高周波側では急激にパワーが減衰している。また、下流に向かうにしたがい乱流場の様子が進み、障壁よりやや離れた後流域内部($x/H=4, 6$)の異なる高さ位置($z/H=0.15, 1.0$)では両者のパワースペクトル分布はほぼ類似したものになる。また、後流域外部($z/H=2.0$)では、いずれの風下位置においても内部に対し全体的にパワーの低い分布を示す。

なお、実験結果では無次元周波数0.1周辺でピークを示し、1程度の高周波側に至るまでエネルギーを伝えており、それを上回る周波数帯の持つパワーはピーク周波数の持つパワーに比べて十分に小さくなり、乱流場に及ぼす影響は小さい周波数帯と見なせる。

Fig.7 LES and experimental results for vertical profiles of mean velocity

Fig.8 LES and experimental results for vertical profiles of turbulence intensity

Fig.9 LES result for power spectra around a normal plate

Fig.10 Experimental result for power spectra around a normal plate

本解析モデルのドライバー部にて有効に捉えられたパワースペクトル分布の無次元周波数帯は0.02～1の範囲となっているため、数値計算上における障壁後流域での渦運動を表す支配的な周波数帯は捉えられているものと判断でき、無次元周波数0.02～1で有効な本研究でのスペクトルは後流域での影響を評価する上では妥当なものと思なせる。

4.4 障壁周りの濃度特性

4.4.1 濃度の時系列変化

図11に、LESおよび風洞実験によって得られた(a)障壁の存在しない平地条件と(b)障壁の存在する場合における濃度の時系列変化をそれぞれ示す。なお、濃度波形は、 $x/H=6$ の風下位置における各高さ(平地条件: $z/H=0.1, 1.0, 1.6$; 障壁: $z/H=0.1, 0.8, 1.6$)について示している。瞬間濃度(c)は、主流速度、障壁の高さおよび煙源強度(Q)で規格化されている。平地条件において、LESによって得られた濃度波形は、プルーム中心軸($z/H=1.0$)では瞬間的なピーク濃度が頻繁に発生し、プルーム端($z/H=0.1, 1.6$)では間欠的に濃度のピークが発生している。また、いずれの高さ位置においても風洞実験結果に対し、ほぼ類似した濃度波形が得られている。

一方、障壁が存在する場合、後流域外部($z/H=1.6$)ではスパイク状の高濃度が頻繁に発生するものの、内部($z/H=0.1, 0.8$)では定常的に高い変動を示す濃度波形が得られている。また、実験結果と比べると、後流域外部の上空側では乱流強度がやや弱くなっているためにトレーサガスも十分に上空へ拡散されず、全体的に濃度値がやや小さく評価されている。しかしながら、瞬間的なピークが頻繁に発生するといった点では、両者は定性的に一致している。また、後流域内部では変動が抑制された定常的な濃度波形が得られ、風洞実験の場合と同様な特徴となっている。

4.4.2 平均濃度特性

図12, 13にLESによって得られた平地条件および障壁の存在する場合の平均濃度(c)の鉛直分布についてそれぞれ風洞実験結果と合わせて示す。なお、平均濃度は主流速度、障壁の高さおよび煙源強度(Q)で規格化されている。

平地条件では、トレーサガスは下流に向かうにしたがい拡散が進み、徐々に鉛直方向へ広がった分布を示す。また、上空のプルーム端周辺では実験結果に対し定量的にやや低く評価しているものの、いずれの風下位

Fig.11 Experimental and LES results for time series of concentration fluctuation

置においてもそこを除いた所ではよく一致した平均濃度分布を示す。

一方で、障壁が存在する場合、壁上流側より放出されたトレーサガスは上昇流の影響により全体的に上空に強く持ち上げられる。障壁を通過すると剥離線より上空側で最大の平均濃度を示し、平地条件に対し鉛直方向へ大きく拡散される。また、剥離せん断層の後流域内への巻き込みによりトレーサガスは強く連行され、障壁後方の地表近傍では平地条件に対し高い平均濃度を示し、障壁高さ付近に至るまで一様な濃度分布が形成される。風洞実験結果と比較すると、特に障壁後方での上空のブルーム端では平均濃度がやや小さいのが分かる。また、後流域内での平均濃度分布は、風洞実験の場合にはほぼ一定になっているものの、数値計算では地表近傍で十分に格子を与えたことにより、ノイマン境界条件にしているにも関わらず、その地表から少し離れたら僅かに勾配が見られる。しかしながら、いずれの風下位置においても全体的にはよく対応した平均濃度分布が得られている。

次に、障壁高さにおける水平方向の平均濃度分布について着目し、それを図 14 に示す。2次元壁については、既往の拡散実験により、障壁高さにおける平均濃度水平分布がガウス分布を示すことが確認されている²¹⁾。それに対し、本研究の有限幅壁では、後流域での活発な3次元運動に伴う濃度場の一様化により、障壁背後($x/H=2 \sim 3$)では障壁の横幅まではほぼ平均濃度が一定となっている。しかしながら、上空に持ち上げられたトレーサガスが壁からやや離れた所での剥離渦の生成に伴う巻き込みにより後流域内へ下降していくため、下

流に向かうにしたがい徐々に障壁中心線でピークを示すようになる。また、風洞実験結果と比較すると、いずれの風下位置においても障壁の横幅までは定量的にはおおそ一致しているものの、ブルーム端では拡がり小さく評価されている。これは、水平方向においても、やはり、接近流の速度乱れの影響に起因するものである。

4.4.3 変動濃度特性

図 15, 16 に LES によって得られた平地条件および障壁の存在する場合における r. m. s. 濃度 (c'^2 : 濃度変動の標準偏差) の鉛直分布をそれぞれ風洞実験結果と合わせて示す。なお、r. m. s. 濃度は主流速度、障壁の高さおよび煙源強度で規格化されている。

平地条件において、r. m. s. 濃度はいずれの風下位置においてもブルーム中心軸 ($z/H=1.0$) で最大を示し、ブルーム端に向かうにしたがい濃度変動は間欠的になるため非定常性が強くなり、分布形状としては平均濃度に比べて緩やかに減少する。また、実験結果と比較すると、r. m. s. 濃度分布においても上空側のブルーム端でやや過小評価されているものの、いずれの風下位置においてもブルーム中心軸周辺では概ね一致している。

一方、障壁が存在する場合においては、壁背後 ($x/H=3$) では剥離せん断層の活発なフラッピングにより、剥離線周辺において高い r. m. s. 濃度を示す。しかしながら、壁よりやや離れた所 ($x/H=4, 5$) では、剥離せん断層の後流域内への巻き込みにより、後流域外部での強い変動性状を持つトレーサガスが内部にその濃度特性を伝えるようになり、剥離線周辺から地表近傍に渡り

Fig.12 LES and experimental results for vertical profiles of mean concentration in the case without a normal plate

Fig.13 LES and experimental results for vertical profiles of mean concentration around a normal plate

Fig.14 LES and experimental results for spanwise profiles of mean concentration around a normal plate

Fig.15 LES and experimental results for vertical profiles of r.m.s. concentration in the case without a normal plate

Fig.16 LES and experimental results for vertical profiles of r.m.s. concentration around a normal plate

Fig.17 LES and experimental results for vertical profiles of r.m.s. concentration around a normal plate

(a) A shot for upward extension of the separated shear layer

(b) A shot for a roll-up of the separated shear layer

Fig.18 Instantaneous contours for vorticity and concentration for various aspects of the separated shear layer

Fig.19 Contours for mean and r.m.s. concentrations around a normal plate with vorticity contours

(a) The case without a normal plate

(b) The case with a normal plate

Fig.20 Vertical profiles of Reynolds shear stress

滑らかに減少するようになる。また、実験値との対応は平均濃度の場合と同様、上空側のプルーム端を除けば概ね一致している。

次に、障壁高さにおける水平方向のr.m.s. 濃度分布を図17に示す。r.m.s. 濃度の水平分布についても、障壁背後($x/H=2\sim3$)では障壁の横幅まではほぼ一定であり、下流では壁中心線でピークを示すようになる。しかしながら、プルーム端では濃度変動の間欠性に伴い非定常性が強まり、緩やかに減少するようになる。また、実験値と比べると、障壁後方でプルーム端での拡が

り程度は十分ではないが、障壁横幅内では定量的にはおおよそ一致している。

5. トレーサガスの障壁後流域への連行特性

図18, 19に、LESによって得られた障壁周辺における瞬間的な渦度とトレーサガスおよび平均・r.m.s. 濃度の空間構造をコンターにより示す。

図18の(a)では、障壁上部より剥離せん断層の下流側への伸張によりトレーサガスもそれに同伴され、あるいは、(b)では剥離せん断層の後流域内への巻き込み

Fig.21 Vertical profiles of concentration fluxes in the case without a normal plate

Fig.22 Vertical profiles of concentration fluxes in the case with a normal plate

によるトレーサガスも連行される瞬間など、剥離せん断層の挙動に応じた拡散場の空間構造の様相が分かる。

また、図 19 から平均および濃度変動の高い領域は、渦度が強く分布しているところよりもやや高い位置で形成されているのが分かる。

次に、図20にLESによって得られた(a)平地条件、(b)障壁の存在する場合の $x/H=3, 4, 5, 6, 7$ の風下位置におけるレイノルズ応力($-u'w'$)を示す。なお、レイノルズ応力は主流速度により規格化されている。

平地条件では、レイノルズ応力はいずれの風下位置においてもほぼ同様な分布性状を示し、Fackrell²²⁾らの風洞実験結果に対し、地表近傍から1.5H程度の高さの範囲まで一定の大きさの分布を示し、その後、上空に向かうにしたがい徐々に減少する。

一方で、障壁が存在する場合のLES結果は、壁背後($x/H=3$)では、剥離せん断層のフラッピングにより、レイノルズ応力が大きくなるものの、そのせん断層の運動範囲は障壁よりやや高い所に限られるため、地表近傍に向かうにしたがい急速に減少する。障壁からやや離れると($x/H=4, 5$)、剥離せん断層の巻き込みによる渦

の生成により、地表近傍に至るまで活発な運動量輸送が起こり、鉛直方向に対し広がった分布を示すようになる。しかしながら、それより下流では渦運動の減衰に伴い、徐々にレイノルズ応力は小さくなる。

次に図 21, 22 にLESによって得られた平地条件および障壁の存在する場合における濃度フラックスの主流成分($u'c'$)と鉛直成分($w'c'$)の鉛直分布を示す。

平地条件では、主流、鉛直成分ともに煙源高さを境に反対称に近い分布形状となっているが、この特性の理由は、以下のように考えられる。煙源高さを基準に、ブルームの上空側への拡がりはその中心軸周辺に存在する高濃度のガス塊が正の w' (変動速度)により上昇するので、 c' (変動濃度) >0 より $w'c'$ は正となる。この場合、レイノルズ応力との関係から $u'c'$ については負になる。一方で、地表面側への拡がり、その中心軸周辺に存在する高濃度のガス塊が負の w' により下降するので、やはり $c'>0$ より $w'c'$ は負となり、レイノルズ応力との関係から $u'c'$ は正になる。また、それぞれの絶対値については、いずれの風下位置においても、煙源高さより下側でのピーク値が大きく、上側では小

(a) Streamwise production term

(b) Vertical production term

Fig. 23 Vertical profiles of the production term of concentration fluctuation in the case without a normal plate

(a) Streamwise production term

(b) Vertical production term

Fig. 24 Vertical profiles of the production term of concentration fluctuation in the case with a normal plate

さいものとなっている。ただし、Fackrell²²⁾らの風洞実験結果によると、煙源より $x/H=5.1$ の風下位置での鉛直濃度フラックスは、その上側と下側での絶対値としてのピーク値の差はあまり見られず、本計算結果とは異なっている。今回の計算結果については以下のように考察できる。鉛直濃度フラックスの生成は鉛直成分の速度乱れに強く関わるが、煙源高さより下側では $\overline{w'^2}$ が大きく、上側では $\overline{w'^2}$ が小さいため、煙源高さを境に鉛直濃度フラックスのピークの絶対値が下側で大きく、上側では比較的小さい分布性状を示す。さらに、濃度フラックスの主流成分の生成は鉛直濃度フラックスに強く関わるため、やはり主流成分においても煙源高さを基準に上側と下側での絶対値としての定量的な差を持った分布性状が形成される。

次に、障壁が存在する場合、(a) 主流成分では、壁背後周辺 ($x/H=3, 4$) で壁よりやや高い所でピークを示し、その値も平地条件で得られたものに比べ、大きくなっている。これは、障壁から剥がれたせん断層の動きに

じて平均流れに強い歪みが生じ、濃度フラックスの生成が活発に行われたためであると考えられる。一方、(b) 鉛直成分においては、せん断層のフラッピングの影響を受け、壁背後 ($x/H=3$) で障壁よりやや高い所でピークを示すものの、平地条件に比べてそのピークには定量的な差はあまり見られない。また、そのせん断層の活発な運動は障壁後流域内部には至らず、少し下方で急激に減少する。障壁よりやや離れると ($x/H=4, 5$)、剥離せん断層の巻き込みによりトレーサガスも活発に連行され、壁背後 ($x/H=3$) に比べて地表近傍に至るまで広がった分布を示すようになる。

以上の濃度フラックスに基づき、LESによって得られた平地条件および障壁の存在する場合における濃度変動の輸送方程式中の生成項の (a) 主流 ($\overline{u'c'(\partial C/\partial x)}$) と (b) 鉛直成分 ($\overline{w'c'(\partial C/\partial z)}$) の鉛直分布をそれぞれ図 23, 24 に示す。

平地条件において、(a) 主流成分では、特に煙源近傍 ($x/H=3$) で煙源高さより下側に負の鋭いピークを示し、

上側では非常に小さい値ではあるが、正のピークを示しているのを確認している。このことから符合に配慮すると、煙源高さより上側ではごく僅かに濃度変動の負の生成(散逸)が行われ、下側では活発な正の生成が行われているのが分かる。(b)鉛直成分では、上側と下側で定量的に異なる2つの負のピークを示しており、比較的下側の方で活発に濃度変動の正の生成が行われている。

一方で、障壁が存在する場合、(a)主流成分では、壁よりやや離れた所($x/H=3\sim4$)に至るまで、それよりやや高い所で平地条件に比べて大きい値を持ったピークを示し、剥離せん断層の伸張により濃度変動の正の生成が非常に活発であるのが分かる。また、(b)鉛直成分では、壁背後($x/H=3$)での剥離せん断層のフラッピングにより、障壁よりやや高い所で鋭いピークを示し、活発な濃度変動の正の生成が行われている。壁よりやや離れた所($x/H=4, 5$)では、せん断層の巻き込みに伴い、地表近傍に向かって滑らかに広がった分布を示すようになる。この広がった範囲での正の生成が障壁後流における濃度変動の一様化をもたらしている。

6. 結論

上流側点源排出されたトレーサガスの障壁周りの拡散問題についてLESを適用し、風洞実験結果と比較することにより本数値モデルの検証を行った。さらに、後流域における乱流場・拡散場の空間構造および両者の関連性を調べ、連行特性の観点から物質輸送の機構について検討した。その結果、以下の知見が得られた。

1) 流入変動風については、ドライバー部の地表面に種々のラフネスを配置して、比較的短い吹送距離で境界層乱流の空間発達させ、そこで得られた時刻歴の乱流場を解析対象部の流入境界条件として計算ステップ毎に与える方法を採用した。その結果、煙源を設定した場所での気流の鉛直分布は、実験値によく整合した1/7勾配を持つ変動風が得られた。また、乱流強度やパワースペクトルなどの速度変動性状は、境界層上部の限られた範囲を除けば、煙源高さ周辺を含め、実験結果に対し、概ね一致した。さらに、いずれの風下位置においてもP-G線図の中立状態に相当する大気拡散幅が得られた。以上より、ここでの流入変動風の作成方法が大気拡散現象を再現する上で妥当であることを示した。

2) 障壁周辺の乱流場について実験結果と比べると、平均流速は概ね一致し、乱流強度は後流域外部の上空を除き、内部でよく整合した。また、障壁後方の乱流構造については、壁背後($x/H=3$)で剥離せん断層がフラッピングにより強い速度乱れを発生させるものの、その運動は壁よりやや高い所に限られる。壁よりやや離れる

と($x/H=4, 5$)、剥離せん断層の後流域内への巻き込みによる渦の生成により、地表近傍に至るまで運動量輸送が活発になり、循環域内では様な速度変動場が形成された。

3) 障壁周辺の濃度場を実験結果と比べると、平地条件、障壁が存在する場合ともに、上空側のプルーム端で平均・r.m.s.濃度値は、流入変動風の特性的違いによりやや低く評価されたが、それらを除いた所ではよく整合した。また、拡散特性として、平均濃度については、障壁上部で上昇流の影響を強く受け、平地条件に比べて鉛直方向へ大きく拡散されるものの、剥離せん断層の巻き込みにより後流域内へ強く連行される。そのため、障壁後方では、障壁高さ付近に至るまで様な濃度分布が形成され、地表近傍では平地条件に対し高い値を示す。水平方向については、後流域での活発な3次元運動に伴う濃度場の一様化により、障壁背後($x/H=2\sim3$)では障壁の横幅まではほぼ平均濃度が一定となっている。しかしながら、上空に持ち上げられたトレーサガスが壁からやや離れた所での剥離渦の生成に伴う巻き込みにより、下流側では徐々に障壁中心線でピークを示すようになる。一方、r.m.s.濃度については、剥離せん断層のフラッピングにより、壁背後($x/H=3$)では剥離線周辺で局所的に高いr.m.s.濃度を示すものの、壁よりやや離れた所($x/H=4, 5$)では、剥離せん断層の後流域内への巻き込みにより、後流域外部での強い変動性を持つトレーサガスが内部にその特性を伝えるようになり、剥離線周辺から地表近傍に向かって滑らかに減少する。水平方向については、障壁背後($x/H=2\sim3$)では障壁の横幅まではほぼ一定であり、下流では壁中心線でピークを示すようになる。しかしながら、プルーム端では濃度変動の間欠性に伴い非定常性が強まり、緩やかな減少を示す。

4) 濃度フラックスについては、平地条件では主流、鉛直成分ともに煙源高さを境に反対称に近い分布性状を示す。一方、障壁が存在する場合、主流濃度フラックスは、剥離せん断層の伸張による平均流れの強い歪みにより、壁より離れた所に至るまで($x/H=3\sim4$)活発に生成されるため、障壁よりやや高い所で平地条件のものよりも大きい値でピークを示す。鉛直成分では、せん断層のフラッピングにより、壁背後($x/H=3$)では障壁よりやや高い所でピークを示すものの、その値は平地条件とあまり変わらない。しかしながら、壁よりやや離れると($x/H=4, 5$)、せん断層の巻き込みによりトレーサガスは活発に連行されるため、地表近傍に至るまで広がった分布を示す。

5) 濃度変動の生成機構については、平地条件での主流成分は、煙源高さより上側では僅かに濃度変動の散逸が見られ、下側では活発に生成が行われる。鉛直成分で

は、上側下側ともに生成が行われ、特に下側ではその生成は活発である。一方、障壁が存在する場合、主流成分では、壁よりやや離れた所($x/H=3\sim 4$)に至るまで、剥離せん断層の伸張により、濃度変動の生成は非常に活発であり、平地条件のものよりも大きいピーク値を示す。鉛直成分では、壁背後($x/H=3$)での剥離せん断層のフラッピングにより障壁よりやや高い所で活発に生成され、壁よりやや離れた所($x/H=4, 5$)ではせん断層の巻き込みにより地表近傍に向かって若干の生成が見られ、この生成が後流域での濃度変動の一様化をもたらす。

参考文献

- 1) Robins, A. G. and Castro, I. P. : A Wind Tunnel Investigation of Plume Dispersion in The Vicinity of A Surface Mounted Cube- II . The Concentration Field, *Atmos. Environ.*, 11, 299-311, (1977)
- 2) Ogawa, Y., Oikawa, S. and Uehara, K. : Field and Wind Tunnel Study of The Flow And Diffusion around A Model Cube- II . Nearfield and Cube Surface Flow and Concentration Patterns, *Atmos. Environ.*, 6, 1161-1171, (1983)
- 3) 老川進、石原孟、安田龍介、西村浩一、長谷実: 建物近傍拡散の予測に関する基礎的研究、その1 風洞実験: 大気環境学会誌, 34, 2, 123-136, (1999).
- 4) Huber, A. H. and Snyder, W. H. : Wind Tunnel Investigation of The Effects of A Rectangular-Shaped Building on Dispersion of Effluents from Short Adjacent Stacks, *Atmos Environ.*, 16, 2837-2848, (1982)
- 5) Li, W. W. and Meroney, R. N. : Gas Dispersion near A Cubical Model Building. Part II. Concentration Fluctuation Measurements, *J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn.*, 12, 35-47, (1983).
- 6) 老川進、孟岩: 建物後流における短時間ピーク濃度の性状について, 大気環境学会誌, 33, 3, 151-163, (1998)
- 7) 佐藤歩、佐田幸一: 単独建屋後流におけるトレーサガス濃度変動に関する風洞実験, 土木学会論文集 No. 706/ VII-23, 41-49, (2002)
- 8) Wilson, D. J. and Netterville, D. D. J. : Interaction of A Roof-level Plume with A Downwind Building, *Atmos. Environ.*, 12, 1051-1059, (1978)
- 9) 西村浩一、安田龍介、伊藤誠一: 建物近傍拡散の予測に関する基礎的研究, その2 $k-\epsilon$ モデルによる数値シミュレーション, 大気環境学会誌, 34, 2, 103-122, (1999)
- 10) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H. : A Dynamic Subgrid-scale Eddy Viscosity Model, *Phys. Fluids, A*, 3, 7, 1760-1765, (1991)
- 11) Moin, P., Squires, K., Cabot, W. and Lee, S. : A Dynamic Subgrid-scale Model for Compressible Turbulence and Scalar Transport, *Phys. Fluids, A*, 3, 11, 2746-2757, (1991)
- 12) Sykes, R. I. and Henn, D. S. : Large-Eddy Simulation of Concentration Fluctuations in A Dispersing Plume, *Atmos. Environ.*, 26, 3127-3144, (1992)
- 13) 佐田幸一、佐藤歩: 大気境界層中のトレーサガス濃度変動を対象とした数値計算 (LESに基づく数値計算手法), 日本機械学会論文集 (B) 66, 651, 48-54, (2000)
- 14) 中山浩成、田村哲郎、佐田幸一: 上流側点源放出されたトレーサガスの障壁後流域への連行特性について, 日本風工学会誌, 95, 159-160, (2003)
- 15) Tamura, T., Nakayama, H. and Sada, K. : A Fluctuating Dispersion Plume and Its Entrainment in The Wake of A Normal Plate with Finite Width, *Proceedings of International Workshop on Physical Modeling of Flow and Dispersion Phenomena*, Firenze University Press, 235-243, (2003)
- 16) Smagorinsky. : General Circulation Experiments with The Primitive Equations. *Monthly Weather Review*, 91, 3, 99-164, (1963)
- 17) Yabe, T. and Takei, E. : Yabe T. and Takei E. : A New Higher-Order Godunov Method for General Hyperbolic Equations, *J. Phys. Soc. Japan*, 57, 8, 2598-2601, (1988)
- 18) 坪倉誠、小林敏雄、谷口伸行: 差分法ダイナミックSGSモデルに適した等方渦粘性型SGSモデルの構築とその平板チャネル乱流における評価, 日本機械学会論文集 (B) 66, 648, 1975-1983, (2000)
- 19) Kim, J., Moin, P. and Moser, R. : Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number, *J. Fluid. Mech*, 177, 133-166, (1987)
- 20) Chapman, D. R. : Computational Aerodynamics Development and Outlook, *AIAA Journal*, 17, 1293-1313, (1979)
- 21) 二家本晃造: 東京工業大学大学院総合理工学研究科環境理工学創造専攻 修士論文, (1999)
- 22) Fackrell, J. E. and Robins, A. G. : Concentration Fluctuations and Fluxes in Plumes from Point Sources in A Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid. Mech*, 117, 1-26, (1982)