DNS による強い安定成層下でのアクティブスカラと
パッシブスカラの乱流拡散の違いの評価*長 田 孝 二^{*1}, 小 森 悟^{*1}Direct Numerical Simulation of Difference in Turbulent Diffusion
between Active and Passive Scalars in Stable StratificationKouji NAGATA and Satoru KOMORI^{*2}^{*2} Department of Mechanical Engineering, Kyoto University, Kyoto, 606-8501 Japan

The effects of molecular diffusivity on the difference in turbulent diffusion between active scalar (heat) and passive scalar (mass) in stable thermal stratification are numerically investigated. A direct numerical simulation (DNS) based on a finite difference method is applied to unshered thermally stratified water ($Pr=5.0$) and air ($Pr=0.7$) mixing layer flows downstream of turbulence-generating grid. Passive mass having the same Schmidt number as the Prandtl number of active heat is released from a point source located at 60 mm downstream from the grid. The results are compared with previous laboratory measurements for different Schmidt and Prandtl numbers of $Sc=600$ and $Pr=5.0$. The comparison shows that the numerical predictions are in good agreement with the measurements despite the assumption of the same molecular diffusivities in the DNS between active heat and passive mass. This means that the large difference in the eddy diffusivities between active heat and passive mass is not caused by the effects of molecular diffusion but by the stable stratification. The results also suggest that an assumption of identical eddy diffusivity for active heat and passive mass, used in conventional turbulence models, gives significant errors in estimating heat and mass transfer in a plume under stably stratified conditions.

Key Words: Stratified Flow, Heat Transfer, Mass Transfer, Diffusion, Active Scalar, Passive Scalar, Direct Numerical Simulation

1. 結 言

成層乱流場における熱と物質の乱流拡散機構を解明することは、大気境界層や海洋中での熱および物質の拡散予測の問題や伝熱・流体機器の設計問題と関連して重要である。著者らは液相の安定温度成層乱流中を流れるに影響を及ぼさないパッシブなスカラ(物質)がブルーム状に乱流拡散する場合に対して瞬間速度、瞬間温度、瞬間濃度の同時測定を行い、アクティブスカラ(熱)とパッシブスカラ(物質)の乱流拡散係数を実測した⁽¹⁾。その結果、成層乱流中でのアクティブスカラの乱流拡散係数とパッシブスカラの乱流拡散係数は従来から仮定されてきた⁽²⁾⁽³⁾ように同じ値をとるのではなく、大きく異なる値を持つことを明らかにした。しかし、この液相での実験⁽¹⁾においては熱のプラントル数 Pr が 5 であるのに対して物質の

シュミット数 Sc は約 600 と非常に大きく、両者の乱流拡散係数の違いが分子拡散の違いによるものであるかどうかについては $Pr = Sc$ として実験を行うことができないので十分な考察が行われていない。また、プラントル数とシュミット数がほぼ等しい気相の安定温度成層流中においても両者の乱流拡散係数に違いが生じるのかどうかは、大気中での汚染物質の拡散予測と関連して環境工学上非常に重要な問題であるが、速度、温度、濃度の瞬間同時測定が難しいため明らかにされていない。

そこで、本研究では、前報⁽¹⁾の実験で用いたのと同じ格子乱流場に有限差分法に基づく三次元直接数値計算(DNS)を適用することによって、アクティブスカラ(熱)とパッシブスカラ(物質)の乱流拡散の違いが分子拡散の違いに起因するのかどうかを明らかにした。現実の液相の場合と異なり、アクティブスカラとパッシブスカラの分子拡散の違いをなくすために、物質のシュミット数を熱のプラントル数と同一($Pr = Sc = 5$)と仮定して計算を行っ

* 原稿受付 1998 年 12 月 18 日。

^{*1} 正員, 京都大学大学院工学研究科(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)。

E-mail: komori@mech.kyoto-u.ac.jp

た. また, 同様の計算を気相の場合 ($Pr = Sc = 0.7$) に對しても行い, 気相中でのアクティブスカラとパッシブスカラの乱流拡散係数の間に違いが生じるのかどうかについても考察を行った.

2. おもな記号

C	: 瞬間濃度
c	: 濃度変動
C_{max}	: プルームの最大濃度 ($y = 0$ における濃度)
C_0	: プルームの初期濃度
$C_{s_{vc}}$	: v と c のコスペクトル
$C_{s_{v\theta}}$	: v と θ のコスペクトル
d	: 乱流格子径 ($=2.0 \times 10^{-3}\text{m}$)
g	: 重力加速度
k	: 波数 $= 2\pi f/\bar{U}$
K_H	: 鉛直方向の熱の乱流拡散係数 $= -\overline{v\theta}/(\partial\bar{T}/\partial y)$
K_S	: 鉛直方向の物質の乱流拡散係数 $= -\overline{vc}/(\partial\bar{C}/\partial y)$
l_c	: プルームの半値幅
M	: 乱流格子の間隔 ($=2.0 \times 10^{-2}\text{m}$)
N	: Brunt-Väisälä 周波数 $= \sqrt{\beta g(\partial\bar{T}/\partial y)}$
P	: 瞬間圧力
Pr	: アクティブスカラ (熱) のプラントル数
Re_M	: 乱流格子間隔基準のレイノルズ数 $= U_{ave}M/\nu$
Ri	: バルクリチャードソン数 $= \beta g\Delta\bar{T}M/U_{ave}^2$
Sc	: パッシブスカラ (物質) のシュミット数
T	: 瞬間温度
$\bar{T}_1$	: 上層流の初期温度
$\bar{T}_2$	: 下層流の初期温度
U_{ave}	: 断面平均流速
U, V, W	: x, y, z 方向の瞬間速度
u, v, w	: x, y, z 方向の速度変動
α	: 熱拡散率
β	: 体膨張係数
$\Delta\bar{T}$	: 上下層流の初期温度差 $= \bar{T}_1 - \bar{T}_2$
θ	: 温度変動
ν	: 動粘度

3. 数値計算

計算領域の概略を図1に示す. 計算領域を $640 \times 80 \times 80\text{mm}$ の直方体とし, ダクト入口から $4.0 \times 10^{-2}\text{m}$ ($=2M$) の位置に乱流格子 (格子間隔 $M=2.0 \times 10^{-2}\text{m}$, 格子径 $2.0 \times 10^{-3}\text{m}$) を設定した⁽⁴⁾. 乱流格子以上では速度を零 ($U = V = W = 0$) とする粘着条件を適用し, 実験⁽¹⁾と同様の格子乱流場を数値的に再現した. ダクト入口から乱流格子までの領域は上下層の流れを完全分離とし, 上層から高温流体を, 下層から低温流体を流入させ, ステップ状の初期温度分布をもつ温度成層乱流場を数値計算上で形成させた. 計算領域中心軸上 ($y/M = 0$) の $x/M = 3$ の位

Fig.1 Schematic of computational region

Table 1 Flow conditions

Run No.	Pr	Sc	Re_M	Ri
I	5.0 (water)	5.0	2500	0
II	5.0 (water)	5.0	2500	7.8×10^{-3}
III	5.0 (water)	5.0	2500	3.9×10^{-2}
IV	0.7 (air)	0.7	2500	0
V	0.7 (air)	0.7	2500	3.9×10^{-2}

置に設置したポイントソースからパッシブスカラである物質を流出させ, プルーム状に乱流拡散させるものとした. なお, 実験⁽¹⁾で用いたパッシブスカラ供給用のノズルは内径5mmの円管であるが, 本数値計算では計算格子の間隔である0.5mmの長方形で直径5mmの円を近似した (x 方向には厚みをもたない) ギザギザ状の形をパッシブスカラ源とした. その点での無次元濃度の初期および境界条件を常に1とすることでパッシブスカラを定常的に放出させた.

計算条件を表1に示す. 計算は, 液相 ($Pr = 5.0$) と気相 ($Pr = 0.7$) の場合について行った. いずれの場合も, パッシブスカラである物質のシュミット数を, アクティブスカラである熱のプラントル数と同一に設定した. 乱流格子間隔基準のレイノルズ数 $Re_M (= U_{ave}M/\nu)$ および安定度 $Ri (= \beta g\Delta\bar{T}M/U_{ave}^2)$ は実験⁽¹⁾と同一とした.

流れ場を支配する方程式は, 連続の式 (1), Navier-Stokes (N-S) 方程式 (2), および熱と物質の拡散方程式 (3), (4) である. ここで, 流体は非圧縮性とし, ブジネ近似を用いた⁽⁴⁾.

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re_M} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \delta_{2i} Ri T \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{1}{Re_M Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \frac{1}{Re_M Sc} \frac{\partial^2 C}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4)$$

ただし、式中の変数は乱流格子間隔 M 、断面平均流速 U_{ave} 、バルク平均密度 ρ_0 、上下層流の初期温度差 ΔT 、ブルームの初期濃度 C_0 を用いて無次元化されている。上記の基礎方程式を有限差分法に基づいて離散化し、HSMAC 法により解を求めた。座標系を主流方向に x 、鉛直方向に y 、スパン方向に z とし、原点 ($x=y=z=0$) を乱流格子面の中心にとった。すなわち、計算領域が $-2 \leq x/M \leq 30$ 、 $-2 \leq y/M \leq 2$ 、 $-2 \leq z/M \leq 2$ となるように座標系を設定した。離散化については、対流項に五次精度風上差分⁽⁴⁾⁽⁵⁾を、粘性項に四次精度中心差分を用い、時間積分には陽解法である二次精度の Runge-Kutta 法を用いた。境界条件は、 y, z 方向が速度場に対してはスリップ条件、スカラ場に対しては Neumann 条件とし、流境界条件には速度場、スカラ場に対して Neumann 条件を適用した。また、境界付近では高次差分式をそのまま用いると境界外側の格子点が必要となるため、境界近くでは差分の次数を減らしていき境界外側の格子点を用いなくても計算ができるようにした。なお、乱流格子付近の計算格子点では、高次差分式を用いて計算を行うと乱流格子の点が差分式に含まれてしまうが、その点での速度を零と考え、そのまま高次の差分式を適用した。このときの乱流格子付近での流動場は実験で測定された結果と定性的によく一致しており、典型的な格子乱流場が乱流格子によって数値的につくられていることを確認した。計算格子数を $640 \times 160 \times 160$ (空間刻み $1\text{mm} \times 0.5\text{mm} \times 0.5\text{mm}$)、断面平均流速 U_{ave} と格子間隔 M で無次元化した時間刻みを 0.004 とした。この空間、時間刻みは、流動場のコルモゴロフの空間、時間スケールと同程度の値である。計算は初期状態から定常状態に達するまで 12000 ステップ行い、時間平均量はその定常状態から 24000 ステップ (液相の場合で実時間約 15 秒) の値を平均した。計算は国立環境研究所地球環境センターのパラレルスーパーコンピュータ (NEC: SX-4) を用いて行われた。

4. 結果 及 び 考 察

4.1 ブルーム形成の確認 浮力が働かない液相の中立成層の場合 (Run I) について $x/M=10, 12, 14, 16, 18$ の $z=0$ の位置で計算したブルームの時間平均濃度 $\bar{C}$ の鉛直 (y) 方向分布を図 2 に示す。ここで、ブルームの時間平均濃度 $\bar{C}$ はブルームの最大濃度 C_{max} で、鉛直方向距離 y はブルームの半値幅 lc でそれぞれ無次元化されている。図 2 より、主流方向位置が異なる 5 つの断面におけるブルームの平均濃度は無次元化することによって一本のライン上にのり、その分布は図中に実線で示すガウス関

Fig.2 Vertical distributions of the normalized mean concentration: $\blacktriangle$; $x/M=10$, $\triangle$; $x/M=12$, $\bullet$; $x/M=14$, $\circ$; $x/M=16$, $\blacksquare$; $x/M=18$. The solid line shows the Gaussian curve

Fig.3 Streamwise distribution of the reciprocal of the mean concentration on the plume axis

Fig.4 Streamwise distribution of the squared values of the half-width of the mean concentration profile

Fig.5 Vertical distributions of the mean temperature at (a) $x/M = 10$, (b) $x/M = 14$ and (c) $x/M = 18$: —, in neutral stratification (Run I); ----, in weak stratification (Run II); — · —, in strong stratification (Run III)

Fig.6 Vertical distributions of the normalized vertical heat flux at (a) $x/M = 10$, (b) $x/M = 14$ and (c) $x/M = 18$. Symbols as in figure 5

数分布によく一致することがわかる。この結果から、本 DNS において理想的な円形ブルームが形成され、流れ方向に自己相似性を保ちながらブルームが拡散することが確認できる。参考として C_{max} の逆数を x/M に対してプロットしたものを図 3 に、 l_c の二乗を x/M に対してプロットしたものを図 4 にそれぞれ示す。 C_{max} の逆数と半値幅 l_c の二乗は $10 \leq x/M \leq 18$ の範囲で主流方向に直線的に増加しており⁽¹⁾⁽⁶⁾、自己相似性が成立することがわかる。なお、流動場に関しては、本 DNS によって理想的な格子乱流場が形成されていることを確認しており、詳細については既報⁽⁴⁾を参考されたい。

4・2 時間平均温度、濃度および乱流フラックスに及ぼす浮力効果

液相の場合 (Runs I, II and III) について $x/M=10, 14, 18$ の $z=0$ の位置で計算した時間平均温度 $\bar{T}$ の鉛直方向分布を図 5 に示す。ここで、時間平均温度は上層流と下層流の初期温度差 $\Delta \bar{T}$ を用いて無次元化されている。いずれの位置においても、成層が強くなるにしたがって混合界面の厚さが減少することがわかる。すなわち、成層によって鉛直方向の乱流混合が抑えられることがわかる。

断面平均流速 U_{ave} と上下層流の初期温度差 $\Delta \bar{T}$ で無次元化した $z=0$ の位置における鉛直方向の乱流熱フラックス

Fig.7 Vertical distributions of the mean concentration in a plume at (a) $x/M = 10$, (b) $x/M = 14$ and (c) $x/M = 18$. Symbols as in figure 5

Fig.8 Vertical distributions of the normalized vertical mass flux at (a) $x/M = 10$, (b) $x/M = 14$ and (c) $x/M = 18$. Symbols as in figure 5

$\overline{v\theta}$ の鉛直方向分布を図6に示す。中立成層および弱い安定温度成層を形成する場合には、最も大きな温度こう配が存在する $y/M = 0$ の位置で乱流熱フラックスは最大値を示し、 $|y/M|$ の増加に従い単調に減少する。これに対して、強い安定温度成層を形成する場合には、大きな温度こう配が存在し浮力が強く作用する $y/M = 0$ 付近で熱フラックスは大きく減少し、 $x/M = 18$ の位置では熱フラックスは負の値を示す。このことから、強い安定温度成層を形成する場合には、浮力によって熱の鉛直方向への乱流輸送が著しく抑えられ、混合界面付近では時間平均温度の低い領域から高い領域へと熱が逆輸送される熱の逆

こう配拡散⁽⁴⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾が起こることがわかる。

プルームの初期濃度 C_0 で無次元化した $z = 0$ の位置におけるプルームの時間平均濃度 $\bar{C}$ の鉛直方向分布を図7に示す。強い安定温度成層を形成する場合には $y/M = 0$ 付近でのプルーム濃度が最も高くなることがわかる。すなわち、成層によってプルームの鉛直方向の広がりが抑えられ、分布がシャープになることがわかる。

断面平均流速 U_{ave} とプルームの初期濃度 C_0 で無次元化した $z = 0$ の位置における鉛直方向の乱流物質フラックス $\overline{v\bar{C}}$ の鉛直方向分布を図8に示す。いずれの場合も、乱流物質フラックスは鉛直方向の濃度こう配が零となるプルー

ム中心軸上 ($y/M = 0$) で零となり、最も大きな濃度こう配が形成される $|y/M| = 0.2 \sim 0.3$ 付近で最大値を示す。なお、 $y/M = 0$ を境にして濃度こう配の符号が逆転するため、物質フラックスの符号も $y/M = 0$ を境に逆転する。また、安定温度成層を形成する場合の乱流物質フラックスは、成層を形成しない場合に比べて小さな値となることからわかる。すなわち、浮力によって鉛直方向の物質の乱流輸送が抑えられることがわかる。

以上に示したスカラの時間平均量と乱流フラックスの計算結果は、実験結果⁽¹⁾と定性的によく一致した。なお、図を省略するが、スパン (z) 方向への拡散に関しては浮力の影響がないため、成層がない場合と分布は等しくなった⁽⁹⁾。

4・3 アクティブスカラとパッシブスカラの乱流拡散の違いの評価 アクティブスカラとパッシブスカラの鉛直方向の時間平均温度、濃度分布および乱流フラックスから次式

$$\overline{v\theta} = -K_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}, \quad \overline{vc} = -K_S \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (5)$$

により評価したアクティブスカラ (熱) とパッシブスカラ (物質) の乱流拡散係数 K_H, K_S の鉛直方向分布を図9に示す。ここで、それぞれの乱流拡散係数は断面平均流速 U_{ave} と格子間隔 M を用いて無次元化されている。なお、十分な精度を得るため比較的大きな温度および濃度こう配が存在する $|y/M| \leq 0.3$ ($x/M = 10$ の位置では混合界面の厚さが薄いため $|y/M| \leq 0.2$) の範囲で乱流拡散係数の評価を行った。図9より、浮力が働かない中立成層の場合は、熱と物質の乱流拡散係数は初期の分布の違いに関わらず一致する。これに対して、成層を形成する場合には、弱い安定温度成層乱流場においてもアクティブスカラである熱とパッシブスカラである物質の乱流拡散係数の間には違いが生じることがわかる。この違いは、強い成層を形成する場合にはさらに顕著となり、熱の乱流拡散係数の方が物質の乱流拡散係数よりもかなり小さくなる。また、浮力の影響が大きい $x/M = 18$ の混合界面付近 ($-0.2 < y/M < 0.2$) では熱の逆こう配拡散が起こる (熱の乱流拡散係数が負となる) のに対して、物質に関してはこの位置では逆こう配拡散は起こらない。なお、ここで示した数値計算条件では物質の逆こう配拡散は起こらなかったものの、成層の強さをさらに強くした $Ri = 7.8 \times 10^{-2}$ の場合には熱の逆こう配拡散が起こった後に物質に関しても逆こう配拡散が起こった。熱と物質の乱流拡散係数の違いに及ぼす安定温度成層の効果をわかりやすく示すために、乱流拡散係数の比を無次元時間 $Nt (= N\bar{x}/\bar{U}; N$: Brunt-Väisälä 周波数) に対してプロットしたものを実験結果⁽¹⁾も含めて図

Fig.9 Vertical distributions of the eddy diffusivities for active heat and passive mass at (a) $x/M = 10$, (b) $x/M = 14$ and (c) $x/M = 18$: —, K_H and K_S in neutral stratification (Run I); $\triangle$, K_H in weak stratification (Run II); $\circ$, K_S in weak stratification (Run II); $\blacktriangle$, K_H in strong stratification (Run III); $\bullet$, K_S in strong stratification (Run III)

Fig.10 Time variation of the ratio of the eddy diffusivity for active heat to that for passive mass: $\circ$, in weak stratification (Exp.⁽¹⁾); $\triangle$, in strong stratification (Exp.⁽¹⁾); $\square$, in neutral stratification (DNS, Run I); $\times$, in weak stratification (DNS, Run II); $+$, in strong stratification (DNS, Run III)

10に示す。図10より、実験とDNSの結果は同様の分布傾向を示し、安定成層の効果が強くなる(Nt が増加する)にしたがい熱と物質の乱流拡散係数の違いが大きくなることがわかる。本DNSにおいては熱のプラントル数と物質のシュミット数を同一に設定していることから、実験⁽¹⁾で得られた乱流拡散係数の違いは分子拡散の違いによって生じるものではなく、安定成層の効果によるものであることがわかる。

熱と物質の乱流拡散の違いについてさらに考察を進めるため、 $y/M = -0.2$ の位置で鉛直方向の熱および物質フラックスのコスペクトルを計算した。DNSによって計算されたコスペクトル $C_{sv\theta}$ および $C_{sv\phi}$ を図11に示す。ここで、コスペクトルとは各波数域における熱と物質の輸送量を表すものであり、図11の縦軸の負の領域が順こう配拡散に、正の領域が逆こう配拡散に相当する。図11より、 $x/M = 14$ の位置でまず小スケールの流体の運動が熱の逆こう配拡散に寄与し、さらに下流の $x/M = 18$ の位置では全スケールの運動が熱の逆こう配拡散に寄与することがわかる⁽⁷⁾⁽⁸⁾。一方、物質の場合は、小スケールでの熱の逆こう配拡散が起こる $x/M = 14$ の位置ではどの波数域でも逆こう配拡散はまったく起こっておらず、 $x/M = 18$ の位置ではじめて小スケールでの逆こう配拡散が起こることがわかる。すなわち、まず初めに小スケールの流体の運動が逆こう配拡散に寄与するという拡散機構は熱と

Fig.11 Cospectra for the vertical active-heat and passive-mass fluxes in the strongly stratified water flow (Run III) at (a) $x/M = 10$, (b) $x/M = 14$ and (c) $x/M = 18$: —, $C_{sv\theta}$; ---, $C_{sv\phi}$

Fig.12 The ratio of the eddy diffusivity for active heat to that for passive mass in a stratified air flow (Run IV) as a function of Nt : ○, $x/M = 10$; △, $x/M = 14$; □, $x/M = 18$. The solid circle (●) shows the neutral case (Run IV)

物質の両方に関して一致するものの、パッシブスカラである物質に対しては浮力の効果がかなり遅れて現れることがわかる。

4・4 気相中でのアクティブスカラとパッシブスカラの乱流拡散の違いの評価 気相の場合 (Runs IV, V) に対して計算したアクティブスカラ (熱) とパッシブスカラ (物質) の乱流拡散係数の無次元時間 Nt に対する分布を図 12 に示す。図 12 より、気相中でも明らかに熱と物質の乱流拡散係数の間には違いが存在し、成層が強くなるにしたがってその違いが大きくなることがわかる。この結果は、大気境界層流中に放出された排ガスの拡散予測などを乱流モデルを用いた数値計算で行う際に、従来のようにパッシブスカラの乱流拡散係数としてアクティブスカラである熱の乱流拡散係数をそのまま用いて計算を行えば、物質フラックスの予測に対して重大な誤差が生じることを警告している。

5. 結 言

安定温度成層を形成する格子乱流中を流れには全く影響を及ぼさないパッシブな物質がブルーム状に乱流拡散する場合に対して三次元直接数値計算 (DNS) を適用し、アクティブスカラ (熱) とパッシブスカラ (物質) の乱流拡散の違いについて考察を行った。その結果、次の結論を得た。

- (1) 液相または気相の成層乱流中にパッシブスカラがブルームの状態で放出される場合、アクティブスカラである熱とパッシブスカラである物質の乱流拡散係数は従来から仮定されてきたように同じ値ではなく、大きく異なる値を持つ。この違いは二つのスカラの分子拡散の違いに起因するものではなく、浮力によって引き起こされる。
- (2) 液相の場合、まず小スケールの運動が熱の逆こう配拡散に寄与し、その後、全スケールの運動が熱の逆こう配拡散に寄与する。一方、物質に関しても、まず小スケールでの逆こう配拡散が起こるが、その発生は熱の逆こう配拡散の発生よりもかなり遅れる。すなわち、パッシブな物質の拡散に対してはアクティブな熱よりも浮力の効果が現れるのが遅く、その効果も小さい。なお、より下流域、またはより強い安定成層下では、物質に関しても逆こう配拡散が起こり得る。

本 DNS は国立環境研究所地球環境センターのスーパーコンピュータ (NEC : SX-4) を用いて行われた。センターの関係者各位に深謝する。また、本数値計算を行うに当たって協力をいただいた九州大学大学院生 堀部裕樹氏に感謝する。本研究は、文部省科学研究費 (課題番号 09750230 および 09450079) の援助を受けて行われた。

文 献

- (1) 長田孝二・小森 悟, 安定温度成層乱流場でのパッシブスカラとアクティブスカラの乱流拡散の違い, 日本機械学会論文集 (B 編), **64**-619 (1998), 864-870.
- (2) Freeman, B. E., Tensor diffusivity of a trace constituent in a stratified boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **34** (1977), 124-136.
- (3) Yamada, T. & Mellor, G., A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data, *J. Atmos. Sci.*, **32** (1975), 2309-2329.
- (4) 長田孝二・小森 悟, DNS による強い安定成層下での熱の逆こう配拡散に及ぼす Pr 数の効果の解明, 日本機械学会論文集 (B 編), **62**-600 (1996), 3142-3148.
- (5) Rai, M. M. & Moin, P., Direct simulations of turbulent flow using finite-difference schemes, *J. Compute. Phys.*, **96** (1991), 15-33.
- (6) Nakamura, I., Sakai, Y. and Miyata, M., Diffusion of matter by a non-buoyant plume in grid-generated turbulence, *J. Fluid Mech.*, **178** (1987), 379-403.
- (7) Komori, S. and Nagata, K., Effects of molecular diffusivities on counter-gradient scalar and momentum transfer in strongly stable stratification, *J. Fluid Mech.*, **324** (1996), 205-237.
- (8) 長田孝二・小森 悟, 強い安定成層乱流場における熱と物質の乱流拡散機構, 日本機械学会論文集 (B 編), **61**-586 (1995), 2197-2205.
- (9) Britter, R. E., Hunt, J. C. R., Marsh, G. L. and Snyder, W. H., The effects of stable stratification on turbulent diffusion and the decay of grid turbulence, *J. Fluid Mech.*, **127** (1983), 27-44.