京都大学防災研究所年報　第 66 号　B
DPRI Annuals, No. 66 B, 2023

豪雨発生の偶然性評価を目的とした スケール相似則モデルのLESへの適用

Application of Scale Similarity Model to Large-Eddy Simulation for Investigation on Contingency of Convective Initiation

山口弘誠・河谷能幸[(1)]・中北英一

Kosei YAMAGUCHI, Yoshiyuki KAWATANI[(1)] and Eiichi NAKAKITA

（1）京都大学大学院工学研究科

(1) Graduate School of Engineering, Kyoto Univ.

Synopsis

These days, torrential rainfall disasters such as guerilla heavy rainfall and line-shaped convective systems have become increasingly severe. The mechanism of these heavy rainfall is not fully understood and is related to contingency. In order to accurately represent contingency, in this study scale similarity model scale similarity model is introduced. This is a type of turbulence model in LES. The result of the calculation using this model confirm that energy flow from Sub-grid scale to Grid scale is represented. The influence of this energy flow on the occurrence of heavy rainfall will be analyzed in the future.

キーワード：線状対流系，Large-Eddy Simulation，スケール相似則モデル
Keywords: Line-shaped rain bands, Large-Eddy Simulation, Scale similarity model

1.　研究背景

近年，日本では豪雨災害が激甚化している．例えば，短時間のうちに孤立積乱雲が発達するゲリラ豪雨や，バックビルディング現象により自己組織化を伴い，強雨域が比較的長時間停滞する線状対流系によるものなどが挙げられる．どちらの豪雨も過去に大きな被害を発生させているため，研究面のみならず，社会からも大きな関心が集まっている．本研究では，特に線状対流系に焦点を当てる．

線状対流系において強雨域が維持し，停滞する維持機構はバックビルディング現象として定性的に解明されている．発達した積乱雲は地表に降水をもたらす際，雨水の蒸発に伴う潜熱の吸収や空気と雨水の摩擦によって下降流を同時に発生させる．やがて下降流は地表に到達し，周囲の風速場によって水平収束域が現れることで，再び上昇流を引き起こす．このとき積乱雲の進行方向の反対側で水平収束域が生じると，降水システム全体として同じ場所で留まり続ける．このように降水システムにおける個々の雨雲の自律的なふるまいの結果，秩序をもつ大きな構造を作り出す現象を自己組織化と呼ぶ．

その一方で，線状対流系がいつ，どこで発生し，自己組織化するのかについては詳しく解明されておらず，発生の予測は困難なものとなっている．その予想が困難なものとなっている理由として，地形による強制上昇などの必然的要因に加えて小さいスケールの乱流などの偶然的要因が存在していることが挙げられる．

一般に，乱流中には様々なスケールの渦が存在しており，各スケール間でのエネルギーのやり取りが行われている．これを一般にエネルギーカスケードと呼ぶ．外力や平均流などの大きなスケールで与えられたエネルギーが小さなスケールの渦へと伝達さ

れる．これを順カスケードと呼ぶ．一方で局所的ではあるものの，小さなスケールの渦から大きなスケールの渦へとエネルギーの伝達が行われる過程も存在し，これは逆カスケードと呼ばれる．

LESでは，格子幅を基準としてそれより大きな渦については直接計算を行い，それより小さな渦についてのみモデル化を行う．ここで，格子幅より大きなスケールをGS(Grid Scale)，小さなスケールをSGS(Sub-Grid Scale)と呼ぶこととする．GSとSGSの間ではエネルギーのやり取りが存在するが，エネルギーカスケードの観点からすると，GSからSGSの順輸送及びSGSからGSの逆輸送のいずれも表現されていることが望ましい．SGSの渦に対して適用されるモデルはSGSモデルといわれる．このSGSモデルの選択により，エネルギーの逆輸送の表現が可能であるかどうかが決定される．一般的に最もよく用いられるSGSモデルはSmagorinskyモデルであるが，これはエネルギーの逆輸送を表現しない．一方，逆輸送を表現するSGSモデルとしてよく用いられるのがスケール相似則モデルである．

本研究では，小さなスケールの乱流による偶然的要因を正確に表現することを目的として，山口ら(2016)が開発したLES(Large-Eddy Simulation)モデルについて，一般的にLESで最もよく用いられているSmagorinskyモデルとは異なり，スケール相似則モデルの一種であるBardinaモデルを導入し，導入前後の比較解析を行った．

2.　線状対流系及びLESに関する先行研究

本節では，線状対流系及びLESモデルに関する先行研究について触れ，本研究の位置づけを確認する．

LESモデルを用いて線状対流系に関するシミュレーションを行った研究として，Oizumi et al.(2018)がある．彼らは2013年10月の台風Wiphaに伴って発生した線状降水帯に対してシミュレーション計算を行い，乱流スキームについて，渦粘性モデルの一種であるDeardorffスキームをMYNNスキームと比較している．その結果，Deardorffスキームを使用した場合により位置の再現性が高いことや高解像度化の重要性を示しているものの，偶然的要因の解析を目的とするものではない．

また，渦粘性モデル以外のSGSモデルを導入した研究として，Chow and Street(2009)は，SGSモデルとして渦粘性モデルとスケール相似則モデルを組み合わせた混合モデルの効果を持つdynamic reconstruction modelをLESモデルに導入した．このモデルを用いて複雑地形に関する風速場のシミュレーションを行った結果，渦粘性モデルを単独で用いた場合よりも結果が改善されることを示している．

本研究では，風速場のシミュレーションに加え，降雨現象についても小スケールの渦などの偶然的な要因の影響を表現することを目的として，スケール相似則モデルの一種であるBardinaモデルの導入を行い，導入前と導入後の結果の比較を行った．

3.　SGSモデル

本章では，SGSモデルについて概説を行う．本研究に関連するSGSモデルは，Smagorinskyモデル及びBardinaモデルである．GSの運動のみ着目するためにFiltered Navier-Stokes方程式を導出する点はそれぞれに共通している．

流体の運動量保存則を表すNavier-Stokes方程式は以下のように表される．

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

この式に対して空間フィルタ操作を施すと，LESで用いられるFiltered Navier-Stokes方程式が得られる．このとき，微分演算と空間フィルタ操作の互換性

$$\overline{\frac{\partial^n f}{\partial x_i^n}}=\frac{\partial^n \bar{f}}{\partial x_i^n}, \tag{2}$$

を考慮すると，Filtered Navier-Stokes方程式は

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j}= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\right). \tag{3}$$

左辺第二項について変形を行うと，

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial \bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial x_j}= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\right) -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{u_i u_j}-\bar{u}_i\bar{u}_j\right). \tag{4}$$

式(4)の右辺第3項は移流項に起因する項である．これはよく，

$$\tau_{ij}=\overline{u_i u_j}-\bar{u}_i\bar{u}_j, \tag{5}$$

と表され，SGS応力と呼ばれる．

この項は以下に示すように3項に分解して取り扱われる．

$$L_{ij}=\overline{\bar{u}_i\bar{u}_j}-\bar{u}_i\bar{u}_j, \tag{6}$$

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j}, \tag{7}$$

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}. \tag{8}$$

L_{ij}, C_{ij}, R_{ij}はそれぞれLeonard項，Cross項，SGS Reynolds項と呼ばれている．

このSGS応力が存在するために，Filtered Navier-Stokes方程式から速度を算出することができず，$\bar{u}_i, \bar{u}_j$でモデル化を施す必要がある．このとき使用されるのがSGSモデルと呼ばれるものである．

本研究では，渦粘性モデルの一種であるSmagorinskyモデルと，スケール相似則モデルの一種であるBardinaモデルを使用したため，この2つのモデルについて概説する．

3.1　Smagorinskyモデル

本節では，最初に開発されたSGSモデルであり，一般的に最もよく用いられるSmagorinskyモデルについて概説する．

Smagorinskyモデルは粘性係数νを模擬した渦粘性係数ν_{SGS}を用いて，解像度以下のスケールの運動を減衰させる，0方程式型の渦粘性モデルである．SGS応力τ_{ij}をモデル化する際，上述したLeonard項L_{ij}(式(6))及びCross項C_{ij}(式(7))を併せて無視できるとし，SGS Reynolds項R_{ij}のみによって代表できると考える．さらに，R_{ij}に対して以下のような渦粘性近似を行う．

$$\begin{aligned}\tau_{ij} &= R_{ij} \\ &= -2\nu_{SGS}\left(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3}\bar{S}_{kk}\delta_{ij}\right).\end{aligned} \tag{9}$$

ここで，$\bar{S}_{ij}$は変形速度テンソルであり，

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right), \tag{10}$$

と表される．

また，渦粘性定数ν_{SGS}については

$$\nu_{SGS} = (C_S\Delta)^2\sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij} - \frac{gN^2}{\mathrm{Pr}}}, \tag{11}$$

C_SはSmagorinsky定数と呼ばれるモデル定数，Prは乱流プラントル数，Nはブラント・バイサラ振動数である．

Smagorinskyモデルは最もよく用いられるモデルであるものの，欠点としてSGSからGSへのエネルギーの輸送(逆輸送，逆カスケード)が全く行われない．本研究では小さいスケールの乱流等の偶然性を表現することが必要であるため，エネルギーの逆輸送が行われないことはモデルの精度として不十分である．

そこで，SGSからGSへのエネルギーの逆輸送を可能にするために導入したのが次節で述べるスケール相似則モデルの一種であるBardinaモデルである．

3.2　Bardinaモデル

続いて，スケール相似則モデルの内，最初に開発されたBardinaモデル(Bardina et al., 1983)について概説する．

BardinaモデルはSmagorinskyモデルのような渦粘性近似を使用せず，格子幅スケール近傍のGS成分とSGS成分の運動の特徴が相似であるという仮定に基づいてSGS応力のモデル化を行っている．

これを具体的に表式で表す．GS成分$\bar{u}_i$に対してさらに空間フィルタ操作を施すと，$\bar{\bar{u}}_i$という成分が得られる．これはGS成分の中でも大きいスケールの成分を抽出している．これより，GS成分の中でも小さいスケールの成分は$\bar{u}_i - \bar{\bar{u}}_i$と表される．

一方，SGS成分u'_iに対して空間フィルタ操作を施すと，$\overline{u'_i}$という成分が得られる．これはSGS成分の中でも大きいスケールを抽出したことに相当する．

従って，上述したスケールの相似性は以下のように表される．

$$\overline{u'_i} = \bar{u}_i - \bar{\bar{u}}_i \tag{12}$$

これをそれぞれ式(7), (8)で表されるCross項，SGS Reynolds項に対して代入することにより，空間フィルタ操作を施した風速成分$\bar{u}_i$, $\bar{u}_j$のみで表現することができる．Leonard項については空間フィルタ操作を施すことにより表現できる量であるため，ここでの操作は特にない．

$$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i\bar{u}_j} - \bar{u}_i\bar{u}_j, \tag{13}$$

$$\begin{aligned}C_{ij} &= \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i\bar{u}_j} \\ &= \bar{\bar{u}}_i(\bar{u}_j - \bar{\bar{u}}_j) + (\bar{u}_i - \bar{\bar{u}}_i)\bar{u}_j,\end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned}R_{ij} &= \overline{u'_i u'_j} \\ &= (\bar{u}_i - \bar{\bar{u}}_i)(\bar{u}_j - \bar{\bar{u}}_j).\end{aligned} \tag{15}$$

これらを展開し，和を取ると，BardinaモデルにおけるSGS応力τ_{ij}の表式が得られる．

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} = \overline{\bar{u}_i\bar{u}_j} - \bar{\bar{u}}_i\bar{\bar{u}}_j. \tag{16}$$

本モデルでは，後述の通りSGSからGSへのエネル

ギーの逆輸送の表現が可能になっている．ただし，Smagorinskyモデルと比較してエネルギー散逸が十分ではなく，計算が不安定になる．そこで，一般的にはBardinaモデルはSmagorinskyモデルと併せて用いられる．

3.3　GS・SGS間のエネルギー輸送

本節では，GS及びSGSのエネルギー輸送方程式から，GS・SGS間のエネルギー輸送について確認する．GSの運動エネルギー輸送方程式は，式(4)で表されるFiltered Navier-Stokes方程式の両辺に$\bar{u}_i$を乗じることにより得られる．

$$\frac{\partial k_{GS}}{\partial t}+\frac{\partial \bar{u}_j k_{GS}}{\partial x_j}$$
$$=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\frac{\bar{u}_j\bar{p}}{\rho}-\bar{u}_i\tau_{ij}+\nu\frac{\partial k_{GS}}{\partial x_j}\right)$$
$$-\nu\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}+\tau_{ij}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}. \tag{17}$$

一方，SGSの運動エネルギー輸送方程式は，全スケールの輸送方程式に空間フィルタ操作を施したものからGSの輸送方程式を引くことにより得られる．全スケールの運動エネルギー輸送方程式は，式(1)に示されるNavier-Stokes方程式の両辺にu_iを乗じて，

$$\frac{\partial k}{\partial t}+\frac{\partial u_j k}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\frac{u_j p}{\rho}+\nu\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)-\nu\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \tag{18}$$

となる．これに空間フィルタ操作を施すと，

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t}+\frac{\partial \bar{u}_j\bar{k}}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\frac{\overline{u_j p}}{\rho}-\left(\overline{u_j k}-\bar{u}_j\bar{k}\right)+\nu\frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j}\right)$$
$$-\nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i}}. \tag{19}$$

式(19)から式(17)を引くことにより，SGSの運動エネルギー輸送方程式は，

$$\frac{\partial k_{SGS}}{\partial t}+\frac{\partial \bar{u}_j k_{SGS}}{\partial x_j}$$
$$=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\frac{\overline{u_j p}}{\rho}+\frac{\bar{u}_j\bar{p}}{\rho}-\left(\overline{u_j k}-\bar{u}_j\bar{k}-\bar{u}_i\tau_{ij}\right)+\nu\frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j}\right)$$
$$-\nu\left(\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i}}-\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right)-\tau_{ij}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}. \tag{20}$$

GSとSGSのエネルギー輸送方程式である式(17)と式(20)を比較すると，右辺最終項が逆符号で現れている．これはGSからSGSへのエネルギーの輸送率を表している．

$$-\tau_{ij}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\begin{cases} >0：\mathrm{GS}\rightarrow\mathrm{SGS}(\text{順輸送, forward scatter}) \\ <0：\mathrm{SGS}\rightarrow\mathrm{GS}(\text{逆輸送, backward scatter}) \end{cases}$$

Smagorinskyモデルの場合，

$$-\tau_{ij}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}=-\tau_{ij}\bar{S}_{ij}=2\nu_{SGS}\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}, \tag{21}$$

であり，式(11)よりν_{SGS}が常に正になることから，式(21)も常に正となり，GSからSGSへのエネルギー輸送は常に正(順輸送，forward scatter)である．これはSmagorinskyモデル導出時において，GSからSGSのエネルギー輸送率とSGSからの粘性散逸量が等しいことを仮定する局所平衡仮説に起因するものである．

一方，Bardinaモデルではこうした仮定はなく，GSからSGSへのエネルギー輸送は正にも負にもなり得る．

Smagorinskyモデルが表現するような十分なエネルギーの順輸送は，計算の安定性に大きく寄与するものの，局所的な正確性には欠ける．その一方で，Bardinaモデルはエネルギーの逆輸送を表現するものの，順輸送が十分でないために計算が不安定になる．そこで，Bardina et al.(1983)はBardinaモデルとSmagorinskyモデルを併用することにより，計算不安定性の改善を行っている．これは一般的に混合モデルと呼ばれ，SGS応力の表式は以下のようになる．

$$\tau_{ij}=\overline{u_i u_j}-\bar{u}_i\bar{u}_j$$
$$=-\nu_{SGS}\bar{S}_{ij}+\left(\overline{\bar{u}_i\bar{u}_j}-\bar{\bar{u}}_i\bar{\bar{u}}_j\right). \tag{22}$$

導出の仮定から，SmagorinskyモデルはSGS成分のうち最小スケールを，BardinaモデルはGSに近いSGS成分をモデリングしているため，このような併用を行うことについては合理性がある．本研究でも混合モデルを使用した．

3.4　2重フィルタ操作

Bardinaモデルでは渦粘性モデルのような定式化を行わない一方で空間フィルタ操作を2重に施す必要がある．空間フィルタ操作は，

$$\bar{f}(x,y,z)=$$
$$\int_{-\infty}^{\infty}\prod_{i=1}^{3}G_i(x_i-x_i')f(x',y',z')dx'dy'dz'. \tag{23}$$

ここで，G_iはフィルタ関数である．2重に空間フィルタ操作を施した場合，

$$\bar{\bar{f}}(x,y,z) = \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{i=1}^{3} G_i(x_i - x_i') \bar{f}(x',y',z') dx'dy'dz'. \tag{24}$$

本研究ではTop-hatフィルタを用いることとする．式(23)中の$\bar{f}(x',y',z')$に対し，2次の項までのTaylor展開を施すと，

$$\begin{aligned}\bar{f}(x',y',z') &= \bar{f}(x,y,z) \\ &+(x-x')\frac{\partial \bar{f}(x,y,z)}{\partial x} \\ &+(y-y')\frac{\partial \bar{f}}{\partial y}(x,y,z) \\ &+(z-z')\frac{\partial \bar{f}}{\partial z}(x,y,z) \\ &+\frac{1}{2}(x-x')^2\frac{\partial^2 \bar{f}(x,y,z)}{\partial x^2} \\ &+\frac{1}{2}(y-y')^2\frac{\partial^2 \bar{f}(x,y,z)}{\partial y^2} \\ &+\frac{1}{2}(z-z')^2\frac{\partial^2 \bar{f}(x,y,z)}{\partial z^2} \\ &+(x-x')(y-y')\frac{\partial^2 \bar{f}(x,y,z)}{\partial x \partial y} \\ &+(y-y')(z-z')\frac{\partial^2 \bar{f}(x,y,z)}{\partial y \partial z} \\ &+(z-z')(x-x')\frac{\partial^2 \bar{f}(x,y,z)}{\partial z \partial x}.\end{aligned} \tag{25}$$

これを式(24)に代入すると

$$\bar{\bar{f}}(x,y,z) = \bar{f}(x,y,z) + \frac{\Delta_x^2}{24}\frac{\partial^2 \bar{f}}{\partial x^2} + \frac{\Delta_y^2}{24}\frac{\partial^2 \bar{f}}{\partial y} + \frac{\Delta_z^2}{24}\frac{\partial^2 \bar{f}}{\partial z^2} + O(\Delta^4). \tag{26}$$

式(26)のfをuに読み替え，式(22)へ代入すると，

$$\begin{aligned}\tau_{ij} &= -\nu_{SGS}\bar{S}_{ij} + \left(\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j\right) \\ &= -\nu_{SGS}\bar{S}_{ij} \\ &+\frac{\Delta_x^2}{12}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x}\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x} + \frac{\Delta_y^2}{12}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y}\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial y} + \frac{\Delta_z^2}{12}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z}\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial z} \\ &+O(\Delta^4).\end{aligned} \tag{27}$$

となる．

ただし，本研究で使用したLESモデルは鉛直格子幅についてストレッチを施しているため，アスペクト比が大きくなる領域が存在する．これによる計算不安定性を排除する目的で式(27)の右辺第4項は省略している．また，$i = 3$または$j = 3$となる場合にはBardinaモデルに関する項は導入していない．今後，高解像度化するなかでストレッチの程度を抑えることができれば導入していく予定である．

4.　線状対流系事例を使用した比較

前章までに述べた2つのSGSモデル(Smagorinskyモデル，混合モデル)を使用し，比較計算を行った．2012年8月に発生した宇治豪雨を対象とした．

4.1　計算条件の設定

Smagorinskyモデル使用時には計算対象領域(Fig. 1)，初期値，境界値として山口ら(2022)と同じ条件を与えた．また，主な計算設定(Table 1)についても同様である．

混合モデル使用時には，Smagorinskyモデル使用時との比較を行うことを目的として，線状対流系の発生の少し前の時刻まではSmagorinskyモデルを使用し，そこから後の時刻で混合モデルに切り替え，分岐を行った(Fig. 2)．

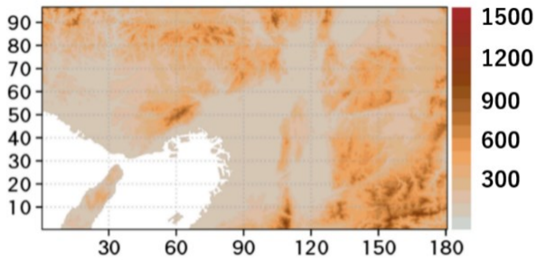

Fig. 1 Calculation domain and topography.

Table 1　Experimental design.

項目	設定値
計算期間	32,400 秒
初期値及び境界値	CReSS 再現実験における東経 135.276 度及び北緯 34.652 度の鉛直分布を補正
地表面温度	CReSS の出力値
水平解像度	480 m
鉛直解像度	平均 120 m
計算領域の大きさ	180 km(東西)×96 km(南北)×15 km(鉛直)

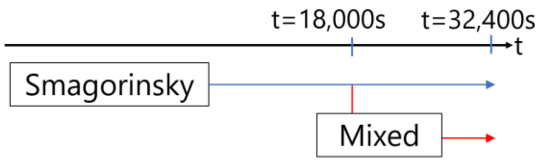

Fig. 2 Calculation branch.

4.2　計算結果

本節では，Smagorinskyモデル及び混合モデルを用いてシミュレーション計算を行った結果を示す．

線状対流系の発生について確認するため，それぞれのSGSモデル使用時における雨水混合比の時系列変化をFig. 3及びFig. 4に示す．いずれのSGSモデル使用時でも，計算開始後約21,000秒頃から線状対流系が発生していることが確認でき，その後計算終了時刻である計算開始後32,400秒まで継続した．

得られた線状対流系の再現結果を比較するために，30秒毎の雨水混合比の値について，線状対流系が発生した計算開始後21,000秒から32,400秒までの時間積算を行ったものがFig. 5である．線状対流系により同じ場所で長時間降雨が発生していることが確認でき，その雨量に大きな差が見られる．

雨量が増加した要因を調べるために，30秒毎に正の水平収束値のみ選択し，線状対流系が発生した計算開始後21,000秒から32,400秒までの時間積算を行ったものがFig. 6である．ここでは高度約1kmでの結果を示す．水平収束の積算値は混合モデルにおいて大きくなっていることが確認できる．したがって，水平収束値の増加によって上昇流が発生し，雨水混合比が増加していると考えられる．このことを定量的に確認するために，雨域及び水平収束域を抽出し，それらの相関関係を調べた．

雨域の抽出について，計算領域において線状対流系が発生している周辺で雨水混合比が0.5[g/kg]を超えるグリッドを抽出条件とした．線状対流系が発生している時刻における雨域抽出例をFig. 7 (a)に示す．

また，水平収束域の抽出ついて，雨域の抽出条件を満たし，かつ水平収束値が0.001 [1/s]を超えるグリッドを抽出条件とした．線状対流系が発生している

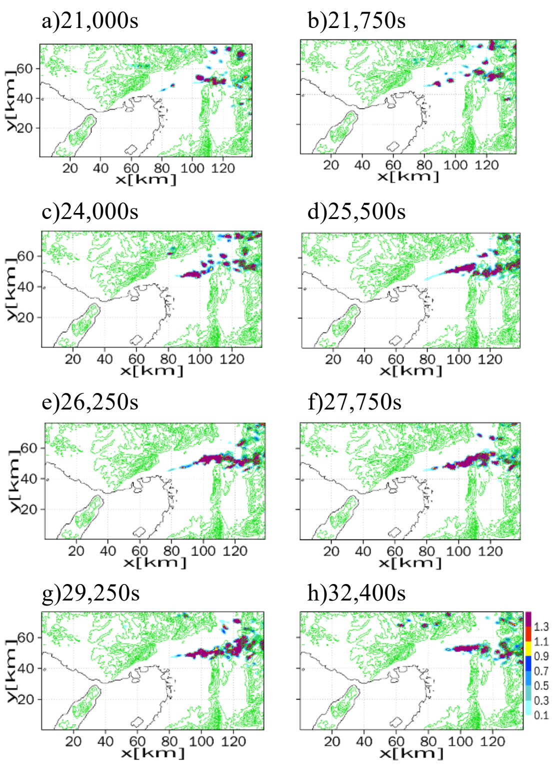

Fig. 3 Temporal variation of rainwater mixing ratio [g/kg] at surface in Smagorinsky model calculation.

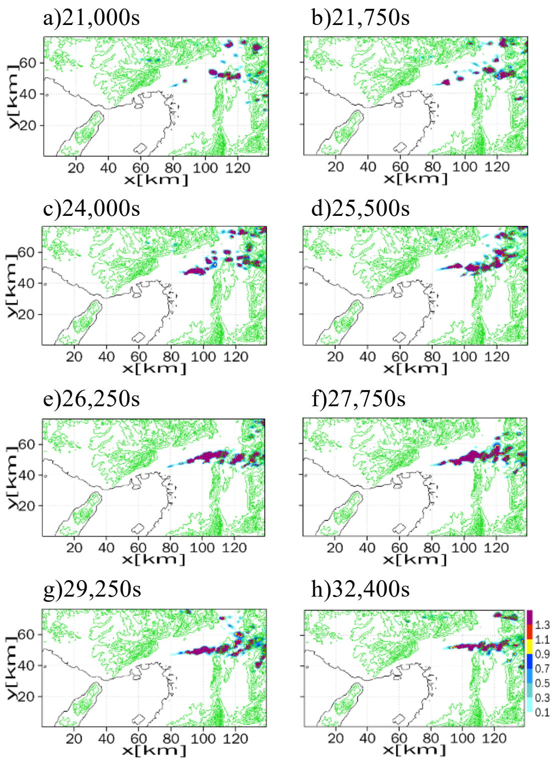

Fig.4 Temporal variation of rainwater mixing ratio [g/kg] at surface in Mixed model calculation.

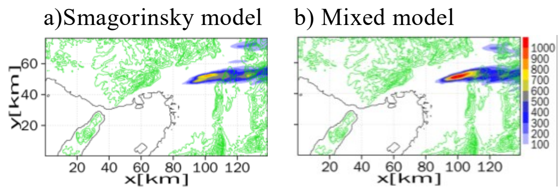

Fig. 5 Accumulation of rainwater mixing ratio[g/kg] during occurrence of line-shaped rain bands.

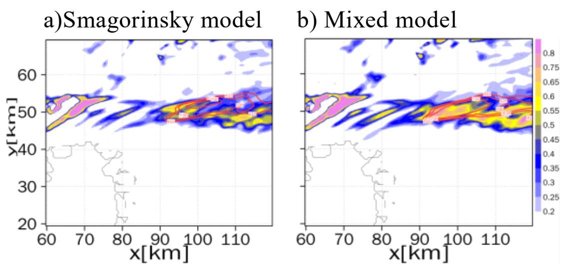

Fig. 6 Accumulation of horizontal convergence[1/s] at 1km altitude during occurrence of line-shaped rain bands. Red contour represents accumulation of rainwater mixing ratio[g/kg].

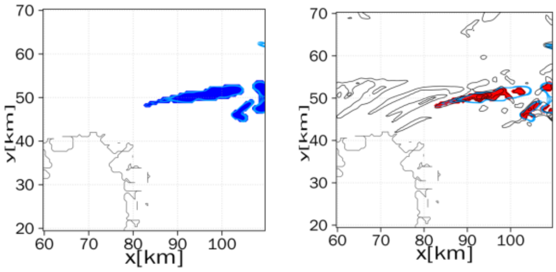

Fig. 7 Extracted area of rainfall and convergence.

時刻における雨域抽出例をFig. 7(b)に示す．

本研究では線状対流系スケールの組織的な運動を対象とするため，上述した方法により抽出されたグリッドにおける物理量について，時間ごとの合計値を算出した．抽出されたグリッドにおける雨水混合比及び水平収束値の合計値を時系列で表したものがそれぞれFig. 8及びFig. 9である．

また，モデル間での大小関係を確認するために雨水混合比および水平収束値の合計値の時系列変化を頻度分布に表したものがFig. 10及びFig. 11である．雨水混合比及び水平収束値の合計値についてその平均値は，Table 2に示す通りいずれも混合モデル使用時に大きくなる．

そして，雨水混合比及び水平収束値の合計値の相関関係を確認するために，時間ごとに独立であると仮定して散布図を表したものがFig. 12である．Fig. 12から相関係数を求めたものがTable 3である．いずれのSGSモデル使用時も，有意な相関関係が得られる．このことから，いずれのSGSモデル使用時でも，抽出された水平収束域の増加が降雨量の増加に重要な役割を果たしていると考えられ，Bardinaモデルの導入による水平収束に着目した解析が必要であることが示された．

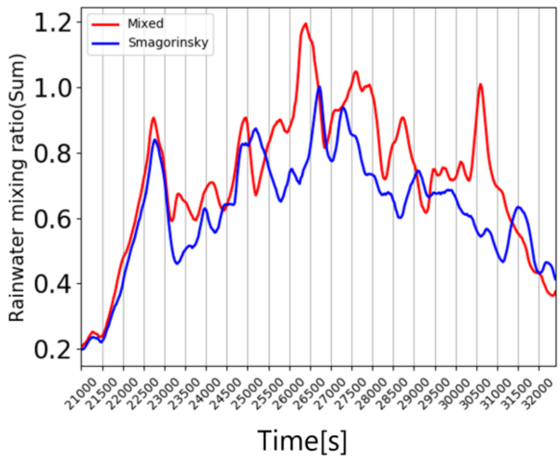

Fig. 8 Time-series data of total of rainwater mixing ratio in extracted grids.

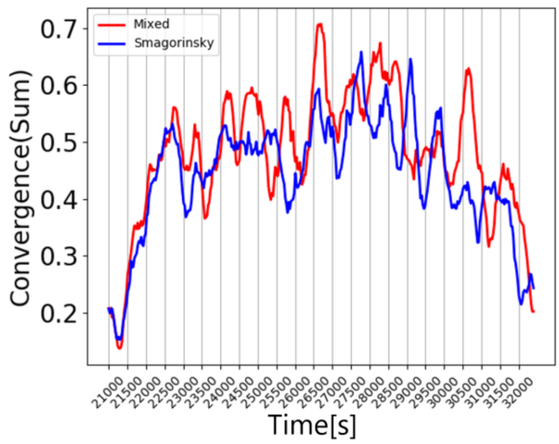

Fig. 9 Time-series data of total of horizontal convergence value in extracted grids.

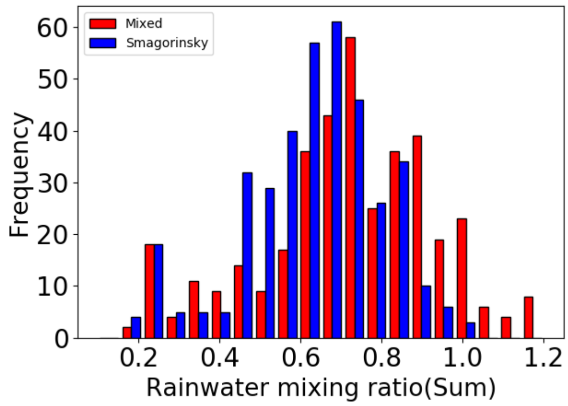

Fig. 10 Frequency distribution of total of rainwater mixing ratio in extracted grids.

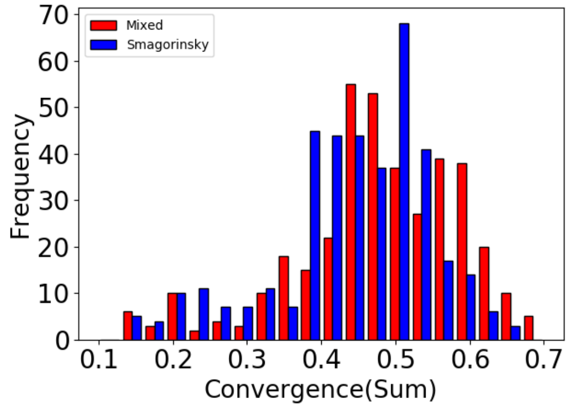

Fig. 11 Frequency distribution of total of horizontal convergence value in extracted grids.

Table 2 Mean value of rainwater mixing ratio and horizontal convergence value for each of SGSmodel.

SGS model	Mean value(qr)	Mean value(conv)
Smagorinsky	0.628	0.443
Mixed	0.720	0.481

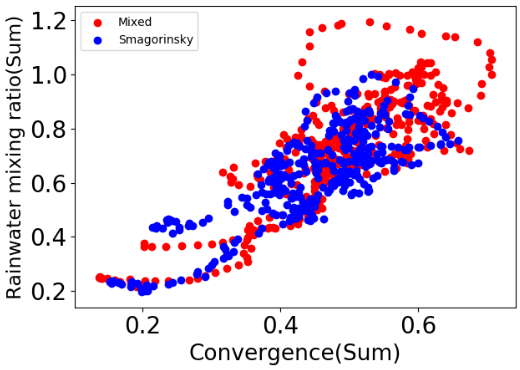

Fig.12 Scatter plots of total of rainwater mixing ratio and horizontal convergence value in extracted grids.

Table 3 Correlation coefficient between rainwater mixing ratio and horizontal convergence value for each of SGSmodel.

SGS model	Correlation coefficient(qr-conv)
Smagorinsky	0.796
Mixed	0.812

5. おわりに

本研究では，豪雨現象における小さな乱流などの偶然的要因をより正確に表現するために，LESのSGSモデルとしてよく用いられる渦粘性モデルとは異なる，スケール相似則モデルの一種であるBardinaモデルの導入を行った．これによりSGSからGSへのエネルギーの逆輸送を可能にした．

そして，実際の線状対流系事例を対象として，改良前後のSGSモデルを用いて比較解析を行った結果，エネルギーの逆輸送を表現できる改良後のモデルで，改良前よりも雨量が増加することが確認された．そして，その直接的な要因として水平収束値が増加していることを定量的に示した．

今後，雨量と関連があると示された水平収束値の増大の要因について，Bardinaモデル導入と風速場の関係を明らかにしながらさらなる定量的な解析を行っていく予定である．

謝　辞

本研究は，JST【ムーンショット型研究開発事業】グラント番号【JPMJMS2283】の支援を受けたものです．

参考文献

梶島岳夫 (1999)：乱流の数値シミュレーション，養賢堂，255 pp.

本告遊太郎・後藤　晋 (2018)：壁乱流中の渦の階層，ながれ，第37巻，pp. 540-543.

小林敏雄・登坂宣好・川原睦人・久保田弘敏・宮田秀明・村上周三・吉澤　徴 (1995)：乱流解析，東京大学出版会，314 pp.

藤吉康志 (2008)：ラージ・エディ・シミュレーションの気象への応用と検証，日本気象学会，166 pp

堀内　潔 (1990)：差分法によるLESについて，生産研究，第42巻，1号，pp. 43-46.

堀内　潔 (1991)：乱流のラージ・エディ・シミュレーションについて，天気，第38巻，11号，pp. 683-697.

山口弘誠・高見和弥・井上　実・中北英一 (2016a)：豪雨の「種」を捉えるための都市効果を考慮するLES気象モデルの開発，土木学会論文集，B1(水工学)，第72巻，pp. 205-210.

山口弘誠・高見和弥・井上　実・須崎純一・相馬一義・中北英一 (2016b)：豪雨の「種」を捉えるための都市気象LESモデルの開発と積雲の生成に関する研究，京都大学防災研究所年報，第59号B，pp.256-297.

山口弘誠・河谷能幸・中北英一 (2022)：山岳波がもたらす温位変動に着目したLESによる線状対流系の勃発メカニズムの解明，土木学会論文集，B1(水工学)，第78巻，2号，pp. 205-210.

Bardina, J., Ferziger, J., Reynolds, W. (1983): Improved turbulence models based on large-eddy simulation of homogeneous incompressible, turbulent flows, Tech. Rep. TF-19, Department of Mechanical Engineering, Stanford University 97 pp.

Chow, F. K., Street, R.L. (2009): Evaluation of Turbulence Closure Models for Large-Eddy Simulation over Complex Terrain: Flow over Askervein Hill, Jour. of Atmos. Sci., Vol. 48, pp. 1050-1065.

Oizumi, T., Saito, K., Ito, J., Duc, L. (2020): Ultra-high Resolution Nu-merical Weather Prediction with a Large Domain Using the K Computer. Part2: The Case of the Hiroshima Heavy Rainfall Event on August 2014 and Dependency of Simulated Convective Cells on Model Resolutions, Jour. of Meteorol. Soc. Japan, Vol. 98, No. 6, pp. 1163-1182.

Smagorinsky, J. (1963): General circulation experiments with the primitive equations: I. the basic experiment*, Monthly weather review 91.3, pp. 99-164.

Tsuboki, K., Sakakibara, A. (2002): Large-Scale Parallel Computing of Cloud Resolving Simulator, *ISHPC 2002:High Performance Computing*, pp.243-259

（論文受理日：2023年8月31日）