

LBM-LES を用いた市街地大気汚染拡散大規模非定常

高速解析手法の開発

韓 夢濤

東京大学生産技術研究所

大岡 龍三

東京大学生産技術研究所

菊本 英紀

東京大学生産技術研究所

1. はじめに

近年、格子ボルツマン法 (lattice Boltzmann method, LBM) に基づいた Large-Eddy Simulation (LBM-LES) を用いた建築環境の気流解析例が報告されている。従来の有限体積法に基づいた LES (FVM-LES) に比べ、LBM-LES は、アルゴリズムがより単純なため、建築環境のような高 Reynolds 数乱流に関する高速な LES を実現できる可能性が示している[1, 2]。

LBM では、格子ボルツマン方程式で数値計算を行う。本研究で用いられる外力項を含む格子ボルツマン方程式 (lattice Boltzmann Equation, LBE) は式(1)で表される。

$$f_a(\mathbf{r} + \Delta t \mathbf{e}_a, t + \Delta t) - f_a(\mathbf{r}, t) = \Omega_a(\mathbf{r}, t) + F_a \quad (1)$$

LBE は、粒子分布関数の時間と空間変化を表しているが、LBE に対して Chapman-Enskog の多尺度分析を行うことで、低 Mach 数における連続式と Navier-Stokes 方程式等巨視的な流体支配方程式を導出できる[13, 14]。また、一度分布関数が決まれば、流れ場の巨視的な密度と速度は式(2)で求められる。

$$\rho = \sum_a f_a(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \sum_a \mathbf{e}_a f_a(\mathbf{r}, t), \quad p = \rho e_s^2 \quad (2)$$

FVM-LES を用いて建築環境のような高 Reynolds 数の乱流場を予測する際に、壁近傍の格子が十分細かくなければ、壁面のせん断応力を正しく再現できないことが良く知られている[3]。その対策としては、壁近傍の格子の稠密化はもちろんであるが、その他にも壁領域付近の適切な速度プロファイルモデル化した壁関数を用いたせん断応力の評価も広く使用されている。現在、2層モデル[4]、対数則[5]、および Spalding 則[6, 7]等様々な壁関数が提案されている。その中でも、Spalding 則は、粘性底層と対数層両方の速度プロファイルを滑らかに接続し、1つの方程式を用いて壁付近の2つの層をモデル化に表現でき、現在FVM-LESでも広く使われている[8-10]。

LBM-LES では、最も広く採用されている壁境界条件は FVM での no-slip 境界に対応する bounceback 境界条件[11]である。bounceback では、粒子が壁に衝突した後、前方に跳ねるのではなく、入射方向と逆向きの後方に跳ね返る。したがって、壁面において接線方向の速度成分が

ゼロであり、法線方向の質量フラックスもゼロである。

LBM-LES において広く採用されている離散速度スキームは、DdQq スキームである[12]。このスキームの主な特徴の一つは、解析領域全体において様な正立方格子を使用することである。すなわち、計算領域の大きな部分と壁近傍の格子寸法が同様である。この状況では、壁近傍の格子が非常に粗い場合、bounceback 境界を用いた LBM-LES は FVM-LES と同様に壁面のせん断応力を正しく再現できない。したがって、高 Reynolds 数乱流において壁面せん断応力を適切に評価するためには、FVM-LES と同様に、LBM-LES においても壁関数を組み込むことが必要である。

そこで本研究では、壁関数を利用した新しい LBM の壁境界条件「wall-function bounce」境界を提案し、LBM の解析コードに実装する。そして、壁関数として Spalding 則を採用し、乱流チャネル流れを対象とした解析を実施し、提案した WFB 境界の有効性の検証を行う。

2. 壁関数が境界条件への組み込み

本節では、提案する Wall-function bounce の導出を説明する。まず、LBM において no-slip 境界条件の bounceback (以下 BB) 境界と free-slip 境界条件の相違を考察し、Wall-function bounce (以下 WFB) の中核的発想を示す。それに続き、3次元問題の D3Q 19 スキーム (Fig. 1) に基づき、WFB の実装方法を説明する。

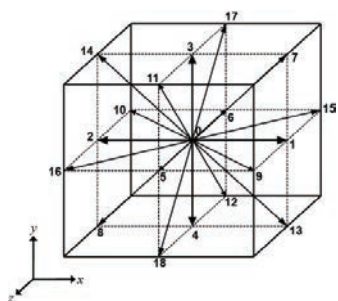


Fig. 1 Lattice of D3Q19

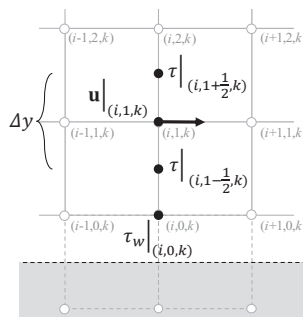
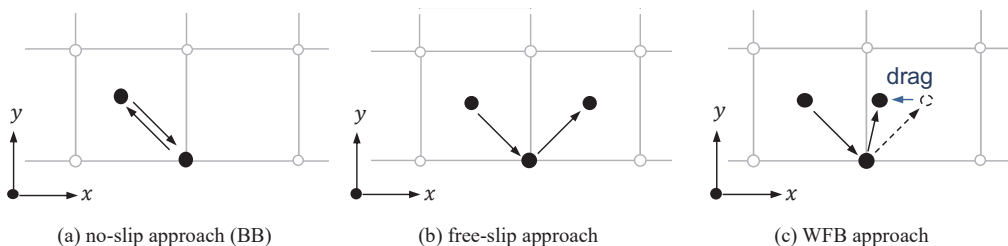


Fig. 3 Relationship between momentum variation and shear drag

LBM における最も広く使われている壁境界は BB 境界である。BB 境界において、入射した粒子は壁に衝突し、前方に跳ねるのではなく入射方向に跳ね返る[15] (Fig. 2a)。一方、LBM の free-slip 境界条件では、衝突した粒子は前方に跳ねる (Fig. 2b)。したがって、no-slip (BB) と free-slip 境界条件の区別は、単に対角線方向の前向きと後ろ向きの分布関数の値の交換でしかない。

壁関数を利用する場合は、Fig. 2c に示すように、free-slip 境界 (せん断応力無し) を基準に壁面のせん断応力を加え、その応力によって壁に衝突した粒子を減速させる必要があると考えられる。したがって、壁関数の効果は、前述の対角線方向の前向きと後ろ向きの分布関数の値を調整することで達成できる。



(a) no-slip approach (BB)

(b) free-slip approach

(c) WFB approach

Fig. 2 The difference among no-slip, free-slip, and WFB approaches

次に、壁関数に従い、より定量的に対角方向分布関数の調整を行う方法を考える。ここで、 y 方向を法線とする面が壁境界と仮定する。 f_a^* を（壁関数を考慮しない）衝突後の f_a 、 \tilde{f}_a をさらに WFB 境界により修正した f_a と定義する。 ρ と \mathbf{u} は、WFB 境界により得られる密度と速度である。

Fig. 3 に示すように離散点を定義し、境界層理論によると、壁近傍の離散化する運動量方程式は式(4)のように単純化することができる。

$$\frac{\rho \mathbf{u}|_{(i,1,k)}^t - \rho \mathbf{u}|_{(i,1,k)}^{t-\Delta t}}{\Delta t} = -\frac{\tau|_{(i,1+\frac{1}{2},k)} - \tau|_{(i,1-\frac{1}{2},k)}}{\Delta y} + \dots \quad (4)$$

ここで、 \dots は運動量方程式における移流項と圧力勾配項である。

さらに、式 (4) は次の2つの式に分解できる。

$$\frac{\rho \boldsymbol{\nu}|_{(i,1,k)}^t - \rho \mathbf{u}|_{(i,1,k)}^{t-\Delta t}}{\Delta t} = -\frac{\tau|_{(i,1+\frac{1}{2},k)} - 0}{\Delta y} + \dots \quad (5a)$$

$$\frac{\rho \mathbf{u}|_{(i,1,k)}^t - \rho \boldsymbol{\nu}|_{(i,1,k)}^t}{\Delta t} = -\frac{0 - \tau|_{(i,1-\frac{1}{2},k)}}{\Delta y} = \frac{\tau_w|_{(i,0,k)}}{\Delta y} \quad (5b)$$

ここで、free-slip 境界条件（境界面上に無せん断応力）における仮想運動量 $\rho \boldsymbol{\nu}$ を導入した。これは、時間ステップ t と $t - \Delta t$ の間の運動量変化における中間的かつ仮想的な状態である。

式 (5a)は、並進ステップおよび仮の free-slip 境界条件（右辺第1項分子の0）の下での運動量変化（ $\rho \mathbf{u}|_{(i,1,k)}^{t-\Delta t} \rightarrow \rho \boldsymbol{\nu}|_{(i,1,k)}^t$ ）を表す。本過程は LBM の並進過程で実行され、特別な処理は必要ない。本ステップにおいて、式 (5) の \dots の項の効果が自動的に入っている。式 (5b) は、衝突ステップにおいて壁面のせん断応力 $\tau_w|_{(i,0,k)}$ を投入することによる運動量の修正（ $\rho \boldsymbol{\nu}|_{(i,1,k)}^t \rightarrow \rho \mathbf{u}|_{(i,1,k)}^t$ ）を表す。

次に、式 (5b) を x と z 成分に分解すれば（ y 方向は法線方向であり、対応成分の速度はゼロ）、 τ_w は x 方向成分 $\tau_{w,x}$ と z 方向成分 $\tau_{w,z}$ に分解できる。同様に、 $\rho \mathbf{u}$ および $\rho \boldsymbol{\nu}$ は、 ρu_x 、 ρu_z および $\rho \nu_x$ 、 $\rho \nu_z$ にそれぞれ分解できる。したがって、次の両式が得られる。

$$\rho u_x|_{(i,1,k)} - \rho \nu_x|_{(i,1,k)} = \frac{\Delta t}{\Delta y} \tau_{w,x}|_{(i,0,k)} \quad (6a)$$

$$\rho u_z|_{(i,1,k)} - \rho \nu_z|_{(i,1,k)} = \frac{\Delta t}{\Delta y} \tau_{w,z}|_{(i,0,k)} \quad (6b)$$

次に、運動量の変化を分布関数の変化として表現する。本研究では、Fig. 1 に示すような3次元問題の D3Q19 離散速度スキームを用いる。D3Q19 の粒子速度 \mathbf{e}_a は Table 1 に示す[15]。

Table 1 Discrete velocity vectors \mathbf{e}_a of D3Q19

a	\mathbf{e}_a	a	\mathbf{e}_a	a	\mathbf{e}_a
0	(0, 0, 0)	1, 2	(± 1 , 0, 0)	3, 4	(0, ± 1 , 0)
5, 6	(0, 0, ± 1)	7, 8	(± 1 , ± 1 , 0)	9, 10	(± 1 , 0, ± 1)
11, 12	(0, ± 1 , ± 1)	13, 14	(± 1 , ∓ 1 , 0)	15, 16	(± 1 , 0, ∓ 1)
17, 18	(0, ± 1 , ∓ 1)				

式 (2) に従い、先ず free-slip 境界条件界を考慮すると、次の質量と運動量の式が成立する。

$$f_0 + f_1 + f_2 + f_3 + f_4 + f_5 + f_6 + f_7 + f_8 + f_9 + f_{10} + f_{11} + f_{12} + f_{13} + f_{14} + f_{15} + f_{16} + f_{17} + f_{18} = \rho \quad (7a)$$

$$f_1 - f_2 + f_7 - f_8 + f_9 - f_{10} + f_{13} - f_{14} + f_{15} - f_{16} = \rho \nu_x \quad (7b)$$

$$f_3 - f_4 + f_7 - f_8 + f_{11} - f_{12} - f_{13} + f_{14} + f_{17} - f_{18} = \rho \nu_y = 0 \quad (7c)$$

$$f_5 - f_6 + f_9 - f_{10} + f_{11} - f_{12} - f_{15} + f_{16} - f_{17} + f_{18} = \rho v_z \quad (7d)$$

一方、WFB境界において、速度は u_x, u_y と u_z に変化し、密度 ρ が変化しない。ここで、 $v_y = u_y = 0$ 。前述の発想に基づき、壁関数の効果は対角線方向の分布関数を割り当て表現する。したがって、WFB境界において、 f_7, f_{11}, f_{14} と f_{17} は $\tilde{f}_7, \tilde{f}_{11}, \tilde{f}_{14}$ と \tilde{f}_{17} にそれぞれ変わる。質量と運動量の式は次のように変わる。

$$f_0 + f_1 + f_2 + f_3 + f_4 + f_5 + f_6 + \tilde{f}_7 + f_8 + f_9 + f_{10} + \tilde{f}_{11} + f_{12} + f_{13} + \tilde{f}_{14} + f_{15} + f_{16} + \tilde{f}_{17} + f_{18} = \rho \quad (8a)$$

$$f_1 - f_2 + \tilde{f}_7 - f_8 + f_9 - f_{10} + f_{13} - \tilde{f}_{14} + f_{15} - f_{16} = \rho u_x \quad (8b)$$

$$f_3 - f_4 + \tilde{f}_7 - f_8 + \tilde{f}_{11} - f_{12} - f_{13} + \tilde{f}_{14} + \tilde{f}_{17} - f_{18} = \rho u_y = 0 \quad (8c)$$

$$f_5 - f_6 + f_9 - f_{10} + \tilde{f}_{11} - f_{12} - f_{15} + f_{16} - \tilde{f}_{17} + f_{18} = \rho u_z \quad (8d)$$

さらに、 f_7, f_{14} と f_{11}, f_{17} は互いに独立である。したがって、式(6)-(8)から次式が得られる。

$$\tilde{f}_7 = f_7 + \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tau_{w,x}, \quad \tilde{f}_{14} = f_{14} - \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tau_{w,x}, \quad (9a)$$

$$\tilde{f}_{11} = f_{11} + \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tau_{w,z}, \quad \tilde{f}_{17} = f_{17} - \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tau_{w,z}. \quad (9b)$$

式(10)における $f_7, f_{11}, f_{14}, f_{17}$ が free-slip 境界における衝突後の分布関数であるので、衝突ステップの前は、 $f_{13}, f_{18}, f_8, f_{12}$ にそれぞれ対応する。したがって、WFB境界において、境界面の格子点の衝突ステップは下式のようにまとめられる。

$$\tilde{f}_7 = f_{13} + \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tau_{w,x}, \quad \tilde{f}_{14} = f_8 - \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tau_{w,x}, \quad (10a)$$

$$\tilde{f}_{11} = f_{18} + \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tau_{w,z}, \quad \tilde{f}_{17} = f_{12} - \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tau_{w,z}. \quad (10b)$$

式(10)は、本研究で提案したWFBの衝突ステップ最終アルゴリズムである。それらは、壁面のせん断応力 τ_w により減衰した速度を壁面の隣接格子に足すことを示している。 $\tau_{w,x}$ と $\tau_{w,z}$ は、壁関数から得られた τ_w の x 成分と z 成分であり、次のように解ける。ここで負号は、せん断応力 $\tau_{w,x}$ と $\tau_{w,z}$ が、接線成分速度の対応成分 u_x と u_z の逆方向にあると示している。

$$\tau_{w,x} = -\frac{u_x}{\sqrt{u_x^2 + u_w^2}} \tau_w, \quad \tau_{w,z} = -\frac{u_z}{\sqrt{u_x^2 + u_w^2}} \tau_w \quad (11)$$

次は、壁面のせん断応力 τ_w を計算する方法を説明する。本研究では、式(12)で示される Spalding 則を用いる。

$$y^+ = u^+ + e^{-\kappa B} \left[e^{\kappa u^+} - 1 - (\kappa \cdot u^+) - \frac{(\kappa \cdot u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa \cdot u^+)^3}{6} \right] \quad (12)$$

ここで、 $\kappa = 0.41, B = 5.5, y^+ = \frac{y}{u_\tau}$, $u^+ = \frac{|u|}{u_\tau}$, $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ 。なお、 y^+ と u^+ は摩擦速度 u_τ で無次元化された壁からの距離と速度である。

式(12)の両辺に τ_w が含まれるため、陰的数値解法により数回の繰り返し計算によって、Spalding 則に基づく壁面せん断応力 τ_w を求める。

以上の方法により、WFB境界は実装される。注目すべきことに、提案したWFB境界条件においては、壁関数は必ずしも Spalding 則に限定されない。壁面の適切なせん断応力 τ_w が計算できる限り、任意種類の壁関数をWFB境界条件に実装できる。

3. 解析と検証

3. 1. 乱流チャンネル流れの概要

本研究で提案したWFB境界条件の検証を目指し、乱流チャンネル流れを用いてLBM-LES (MRTモデル[16])の解析を行う。解析対象 (Fig. 4) は、Moinら[17]と同じく、主流方向 x 、壁面垂直方向 y 、スパン方向 z の各方向にそれぞれ $2\pi D$ 、 $2D$ 、 πD とした。 D (チャンネルの半幅の高さ) と摩擦速度 u_τ で定義される $Re_\tau = u_\tau D/\nu$ は640である (チャンネル中心の平均速度で定義される Re は約13800)。本研究では標準Smagorinsky SGSモデル ($C_s = 0.1$ [18])を用い、van-Driest型減衰関数[19]を組み込んだ。 x 方向と z 方向の境界は周期的であり、 y 方向の境界はBB 或いはWFB境界を実装する壁である。発達した乱流を十分長い時間サンプリングした後、応力の平衡状態が達成され、壁面の摩擦速度 u_τ は概ね理論値640に近い値となった。したがって、解析結果を D と u_τ の理論値で無次元化する。ケース設定はTable 2に示す。

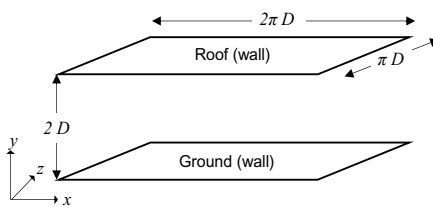


Fig. 4 Simulation domain of the channel flow

Table 2 Case settings

Test case	Grid resolution	Mesh quantity	y^+ at the first layer grid	y-direction B.C.
D20_BB	D/20	128(x) × 40(y) × 64(z)	32	BB
D20_WFB				WFB
D40_BB	D/40	256(x) × 80(y) × 128(z)	16	BB
D40_WFB				WFB

壁関数の検証には、壁近傍の第一層格子を対数層または遷移層に配置する (y^+ を大きくする) のが必要である。しかしながら、第一層格子を対数層に配置すれば、格子が粗すぎ、解析領域全体の解析精度が低下する可能性がある。したがって、本研究では、格子解像度が $D/20$ と $D/40$ を用い、第一層格子を遷移層に配置した ($y^+ \sim 32, 16$)。非圧縮性流れを扱う場合、LBMは擬似圧縮性方法であるため、不適切な離散時間刻みを使用すると、圧縮率誤差が生じる可能性がある[20]。これを回避するために事前計算を行い、格子解像度 $D/20$ と $D/40$ の離散時間刻みは、それぞれ $1/800$ と $1/1600$ 秒とした。

3. 2. 解析結果

各ケースの時間平均速度プロファイル及びHussainら[21]の実験結果をFig. 5に示す。BB境界の欠陥のために、緩衝層 ($y^+ < \sim 100$) では、特に第一層格子においては、D20_BBとD40_BBは時間平均速度を過小評価した。格子解像度の向上に伴い、偏差は部分的に補正された。一方、D20_WFBとD40_WFBでは、第一層格子点の速度は概ねSpalding則のプロファイルの上に位置し、実験値ともよりよく一致した。したがって、WFB境界条件はSpalding則に従って壁面のせん断応力を正しく再現し、速度を修正したと示している。

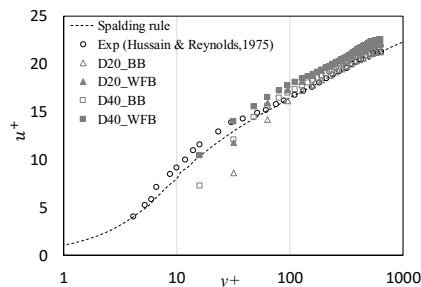


Table 3 Value of b for each case

Case name	b	Case name	b
D20_BB	5.6	D20_WFB	6.5
D40_BB	6.2	D40_WFB	6.8
Exp (Hussain & Reynolds, 1975)	5.4		

Fig. 5 Distribution of time-averaged velocity

壁からの距離の増大に伴い、慣性力が支配的になり、次の式で表される対数則に従うことになる ($y^+ > \sim 100$)。

$$\frac{|\langle \mathbf{u} \rangle|}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + b \quad (15)$$

ここで、 $\kappa = 0.41$ はカルマン定数であり、 b は実験条件によって多少のばらつきがみられるが約 4.8~5.9 の範囲の値が報告されている[22]。本研究の計算結果として得られた各ケースの b の値を Table 3 に示している。対数層において、各ケースの平均速度は、実験値より過大評価された。なお、WFB の場合では、BB より平均速度はさらに大きくなった。それは、今回用いた格子解像度が壁面近傍の乱流場を再現するのに必ずしも十分でなく、精度をよく捉えなかったことが原因のひとつだと考える。それでも、全ケースは概ね対数則に領域が生じた。

Fig. 6 は、各方向成分の変動速度の標準偏差 $\sqrt{\langle u_x'^2 \rangle}$, $\sqrt{\langle u_y'^2 \rangle}$ 及び $\sqrt{\langle u_z'^2 \rangle}$ をそれぞれ示している。Hussain らの実験結果以外、Clark [23]の実験値をも添付した。BB 両ケースにおいて、壁近傍の $\sqrt{\langle u_x'^2 \rangle}$ は実験値に比べて大きな差異があった (Fig. 6a) が、WFB はその差異をある程度補正した。壁近傍の $\sqrt{\langle u_y'^2 \rangle}$ は、BB と WFB の両方の場合で過小評価された (Fig. 6b)。これは格子が十分に細かくない LES 計算の共通の傾向である[24]。一方、すべてのケースにおいて、 $\sqrt{\langle u_z'^2 \rangle}$ は過大評価されたが (Fig. 6c)、それらの分布傾向は実験値と同様であった。さらに、壁面における格子点の平均速度と変動速度の両方に対し、BB と同様に、WFB の値はゼロに維持した。

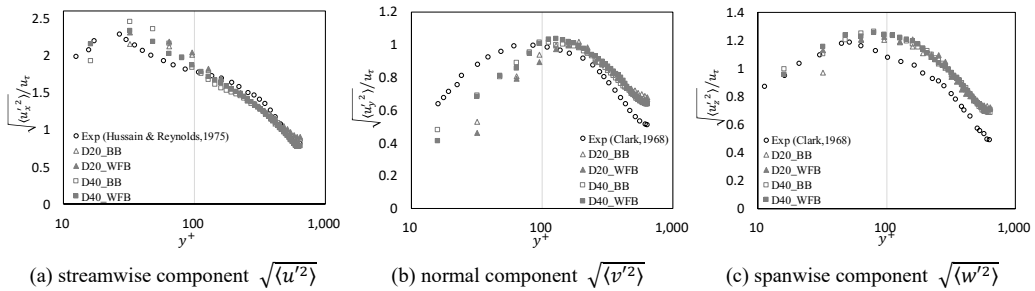


Fig. 6 Results of the fluctuating velocity

4. おわりに

本研究では、壁関数を LBM の境界条件に組み込んだ wall-function bounce (WFB) を提案した。WFB において、壁関数として Spalding 則を実装した。さらに、LBM-LES 使用した乱流チャンネル流れを用い、提案した境界条件の検証を行った。WFB の基本的考え方は、free-slip (無壁面せん断応力) 境界を基準に、壁関数から計算された壁面のせん断応力によって壁面近傍の流体を減速する。その速度変化に基づき、一部の分布関数を修正し、そのせん断応力の効果を反映する。

WFB は、壁面のせん断応力を適切に再現でき、BB 境界条件に比べて壁近傍の速度の予測精度を改善した。提案した WFB は、建物周辺や都市空間における大規模乱流の LBM-LES をより適用する と考える。これは今後の研究課題とする。

5. 謝辞

本研究の一部は、日本学術振興会特別研究員奨励費（DC2, KAKENHI 18J13607/Mengtao Han）、及び東京大学情報基盤センター若手・女性利用制度の助成を受けた。ここに記して深甚なる謝意を表します。最後、本研究に有益な御助言を賜った東京大学生産技術所の半場藤弘教授に謝意を表します。

記号表

\mathbf{e}_a :	a 番目の粒子離散速度ベクトル, m s^{-1}	\mathbf{r} :	粒子の空間位置ベクトル, m	f_a :	a 番目の粒子離散速度ベクトル \mathbf{e}_a に対応する分布関数
e_s :	LBM における音速	t :	ある時刻, s	Δt :	時間ステップ, s
Ω_a :	衝突関数	ρ :	流体密度, kg m^{-3}	p :	局所圧力, Pa
F_a :	a 方向の外力	ν :	流体動粘性係数, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	ν_{total} :	流体総動粘性係数, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
τ :	緩和時間	C_s :	Smagorinsky 定数	y :	壁からの距離, m
y^+ :	壁からの無次元距離, $= yu_\tau/\nu$	u_τ :	壁面の摩擦速度, m s^{-1}	τ_w :	壁面せん断応力, $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
τ :	応力, $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	D :	チャネル高さの半幅, m	\mathbf{u} :	風速ベクトル, m s^{-1}
$\boldsymbol{\nu}$:	free-slip 境界条件における仮想速度, m s^{-1}	x, y, z :	空間座標の 3 方向成分 (主流方向、壁面に垂直方向、スパン方向)	u_x, u_y, u_z :	\mathbf{u} の 3 方向成分, m s^{-1} (主流方向、壁面に垂直方向、スパン方向)
ν_x, ν_y, ν_z :	$\boldsymbol{\nu}$ の 3 方向成分, m s^{-1} (主流方向、壁面に垂直方向、スパン方向)	$\sqrt{\langle u_x'^2 \rangle}, \sqrt{\langle u_y'^2 \rangle}, \sqrt{\langle u_z'^2 \rangle}$:	変動風速の標準偏差の 3 方向成分, m s^{-1} (主流方向、壁面に垂直方向、スパン方向)		

添字と計算記号

f_a^* :	衝突ステップによる更新した分布関数 f_a	\tilde{f}_a :	WFB による修正した f_a	$\Phi _{(i,j,k)}$:	格子点 (i, j, k) における物理量 Φ
$\Phi ^t$:	時刻 t の時の物理量 Φ	$ \Phi $:	ベクトル Φ の大きさ	$\langle \Phi \rangle$:	物理量 Φ の時間平均

参考文献

- [1] M. Han, R. Ooka, H. Kikumoto, Lattice Boltzmann method-based large-eddy simulation of indoor isothermal airflow, *Int. J. Heat Mass Transf.* 130 (2019) 700–709. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.10.137.
- [2] M. Han, R. Ooka, H. Kikumoto, Comparison between lattice Boltzmann method and finite volume method for LES in the built environment, in: 7th Int. Symp. Comput. Wind Eng. 2018, Seoul, 2018; pp. 2–5.
- [3] W. Versteeg, H.K. and Malalasekera, An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method. Pearson Education., 44 (2007).
- [4] H. Werner, H. Wengle, Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow Over and Around a Cube in a Plate Channel, in: *Turbul. Shear Flows 8*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1993; pp. 155–168. doi:10.1007/978-3-642-77674-8_12.
- [5] G. Grötzbach, Direct numerical and large eddy simulations of turbulent channel flows, *Enycl. Fluid Mech.* 6 (1987) 1337–1391.
- [6] B.E. Launder, D.B. Spalding, The numerical computation of turbulent flows, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 3 (1974) 269–289. doi:10.1016/0045-7825(74)90029-2.
- [7] D.B. Spalding, A Single Formula for the “Law of the Wall,” *J. Appl. Mech.* 28 (1961) 455. doi:10.1115/1.3641728.
- [8] T. Stathopoulos, B.A. Baskaran, Computer simulation of wind environmental conditions around buildings, *Eng. Struct.* 18 (1996) 876–885. doi:10.1016/0141-0296(95)00155-7.
- [9] Y. Toparlar, B. Blocken, P. Vos, G.J.F. van Heijst, W.D. Janssen, T. van Hooff, H. Montazeri, H.J.P. Timmermans, CFD simulation and validation of urban microclimate: A case study for Bergpolder Zuid, Rotterdam, *Build. Environ.* 83 (2015) 79–90. doi:10.1016/J.BUILDENV.2014.08.004.
- [10] H. Kikumoto, R. Ooka, M. Han, K. Nakajima, Consistency of mean wind speed in pedestrian wind environment

- analyses: Mathematical consideration and a case study using large-eddy simulation, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 173 (2018) 91–99. doi:10.1016/j.jweia.2017.11.021.
- [11] D.P. Ziegler, Boundary conditions for lattice Boltzmann simulations, *J. Stat. Phys.* 71 (1993) 1171–1177. doi:10.1007/BF01049965.
- [12] Y.H. Qian, D. D’Humières, P. Lallemand, Lattice bkg models for navier-stokes equation, *Epl.* 17 (1992) 479–484. doi:10.1209/0295-5075/17/6/001.
- [13] 韓夢濤, 大岡龍三, 菊本英紀, 4055.格子ボルツマン方程式から流体支配方程式の誘導 その1 格子ボルツマン方程式の Chapman-Enskog 展開, in: 日本建築学会関東支部2017年度 (第88回) 研究発表会研究報告集, 2018; pp. 199–202.
- [14] 韓夢濤, 大岡龍三, 菊本英紀, 4056.格子ボルツマン方程式から流体支配方程式の誘導 その2 連続の式と Navier-Stokes 式の導出, in: 日本建築学会関東支部2017年度 (第88回) 研究発表会研究報告集, 2018; pp. 203–206.
- [15] T. Krüger, H. Kusumaatmaja, A. Kuzmin, O. Shardt, G. Silva, E.M. Viggien, *The Lattice Boltzmann Method: Principles and Practice*, Springer, 2017. doi:10.1007/978-3-319-44649-3.
- [16] D. d’Humières, I. Ginzburg, M. Krafczyk, P. Lallemand, L.-S. Luo, Multiple-relaxation-time lattice Boltzmann models in three dimensions, *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* 360 (2002) 437–451. doi:10.1098/rsta.2001.0955.
- [17] P. Moin, J. Kim, Numerical investigation of turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.* 118 (1982) 341–377. doi:10.1017/S0022112082001116.
- [18] R.S. Rogallo, P. Moin, Numerical Simulation of Turbulent Flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 16 (1984) 99–137. doi:10.1146/annurev.fl.16.010184.000531.
- [19] E.R. Van Driest, On Turbulent Flow Near a Wall, *J. Aeronaut. Sci.* 23 (1956) 1007–1011. doi:10.2514/8.3713.
- [20] 韓夢濤, 大岡龍三, 菊本英紀, 格子ボルツマン法を用いた建築周辺気流のLES その2 Turbulent channel flowを対象としたベンチマークテスト, in: 日本建築学会大会学術講演梗概集 (北陸) 2019年9月, 2019; pp. 661–662.
- [21] A.K.M.F. Hussain, W.C. Reynolds, Measurements in Fully Developed Turbulent Channel Flow, *J. Fluids Eng.* 97 (1975) 568. doi:10.1115/1.3448125.
- [22] 堀内潔, Large Eddy Simulationにおける移流項の近似法について, *生産研究.* 38 (1986) 576–579. <http://ci.nii.ac.jp/naid/10004231338/ja/> (accessed November 7, 2019).
- [23] J.A. Clark, A Study of Incompressible Turbulent Boundary Layers in Channel Flow, *J. Basic Eng.* 90 (1968) 455. doi:10.1115/1.3605163.
- [24] U. Piomelli, J.H. Ferziger, P. Moin, Models for large eddy simulations of turbulent channel flows including transpiration, *Stanford Univ. Rep.* (1987) TF-32.