

博士論文

数値解析を利用した風速変動による
住宅の自然換気・通風性状に関する研究

2015年8月

新潟大学大学院 自然科学研究科
環境科学専攻 社会基盤・建築学コース（建築系）

高野康夫

指導教官 赤林伸一教授

数値解析を利用した風速変動による住宅の自然換気・通風性状に関する研究

目次

第1編 研究目的

第1章 研究目的	3
第2章 本論文の構成	4

第2編 解析対象の概要

第1章 解析領域	7
第2章 解析モデル	
2.2.1 相対する壁面に開口を1つずつ有する場合	9
2.2.1.1 風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する場合 (モデルA)	9
2.2.1.2 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合 (モデルB)	10 11
2.2.2 同一壁面の同じ高さに開口を2つ有する場合	
2.2.2.1 風上側壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルC)	11
2.2.2.2 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルD)	12
2.2.2.3 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルE)	13 14
2.2.3 開口部にパネルを有する場合	
2.2.3.1 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合 (モデルF)	14
2.2.3.2 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルG)	15
2.2.4 2棟の単純住宅モデルが隣接する場合	16
2.2.4.1 パネルを設置しない場合 (モデルH)	16
2.2.4.2 パネルを風上側開口の風上側、風下側開口の風下側に 設置する場合 (モデルI)	17
2.2.4.3 パネルを風上側開口の風下側、風下側開口の風上側に 設置する場合 (モデルJ)	18
第3章 解析条件	20
2.3.1 LES 解析	20

目次

2.3.1.1	LES 解析条件	20
2.3.1.2	LES 解析全体メッシュ	20
2.3.2	標準 $k-\epsilon$ モデル解析	27
2.3.2.1	標準 $k-\epsilon$ モデル解析条件	27
2.3.2.2	標準 $k-\epsilon$ モデル解析全体メッシュ	27
第3編 数値流体解析の手法		
第1章 数値流体解析 (CFD) の目的		
3.1.1	数値流体解析 (CFD) の目的	35
3.1.2	本研究における数値流体解析	35
第2章 数値流体解析 (CFD) の概要		
3.2.1	基礎方程式	37
3.2.1.1	N-S 方程式と平均操作	37
3.2.1.2	方程式の無次元化	39
3.2.2	コントロールボリューム法	40
3.2.3	移流項の差分スキーム	41
3.2.3.1	移流項の差分スキームの誤差	41
3.2.3.2	中心差分スキーム	43
3.2.3.3	風上差分スキーム	44
3.2.4	乱流のモデル化	
3.2.4.1	乱流におけるエネルギー散逸機構と マイクロスケール	45
3.2.4.2	乱流モデル導入の必要性	46
第3章 LES (Large-Eddy Simulation) の解析手法		
3.3.1	フィルタリングと基礎方程式	47
3.3.2	Subgrid Scale モデル (SGS モデル)	48
3.3.2.1	Smagorinsky モデル	49
3.3.2.2	Dynamic Smagorinsky モデル (DSM)	
3.3.2.3	WALE モデル (Wall-Adapting Local-viscosity model)	50
3.3.2.4	混合時間スケールモデル (MTS: Mixed-Time Scale model)	50 51
3.3.3	空間及び時間の離散化精度	52
3.3.4	壁面境界条件	53
3.3.5	流入条件 (ドライバ条件)	
第4章 $k-\epsilon$ モデルの解析手法		
3.4.1	レイノルズ方程式に基づく乱流モデル	55
3.4.2	k の輸送方程式	56
3.4.3	$k-\epsilon$ 型 2 方程式モデル	59

(浮力を伴わない場合(等温))	
3.4.4 k-ε型2方程式モデル	62
(浮力を伴わない場合(非等温))	
第4編 非定常状態における自然換気・通風性能評価手法	
第1章 自然換気・通風性能評価の目的	68
第2章 自然換気・通風性能評価手法	
4.2.1 評価手法の概要	68
4.2.2 換気性能評価領域の概要	69
第5編 数値流体解析結果	
第1章 LESによる解析結果	
5.1.1 アプローチフロー	76
5.1.2 風洞実験によるPIV測定結果とLES解析結果の比較	77
5.1.3 相対する壁面に開口を1つずつ有する場合	79
5.1.3.1 風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する場合 (モデルA)	79
5.1.3.2 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合 (モデルB)	83
5.1.4 同一壁面の同じ高さに開口を2つ有する場合	87
5.1.4.1 風上側壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルC)	87
5.1.4.2 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルD)	93
5.1.4.3 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルE)	99
5.1.5 開口部にパネルを有する場合	105
5.1.5.1 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合 (モデルF)	105
5.1.5.2 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルG)	109
5.1.6 2棟の単純住宅モデルが隣接する場合	113
5.1.6.1 パネルを設置しない場合 (モデルH)	113
5.1.6.2 パネルを風上側開口の風上側、風下側開口の風下側に 設置する場合 (モデルI)	116
5.1.6.3 パネルを風上側開口の風下側、風下側開口の風上側に 設置する場合 (モデルJ)	120

目次

第2章 標準 $k-\varepsilon$ モデルによる解析結果	124
5.2.1 相対する壁面に開口を1つずつ有する場合	124
5.2.1.1 風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する場合 (モデルA)	124
5.2.1.2 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合 (モデルB)	126
5.2.2 同一壁面の同じ高さに開口を2つ有する場合	128
5.2.2.1 風上側壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルC)	128
5.2.2.2 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルD)	131
5.2.2.3 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルE)	134
5.2.3 開口部にパネルを有する場合	137
5.2.3.1 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合 (モデルF)	137
5.2.3.2 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルG)	139
第3章 まとめ	142
第6編 自然換気・通風性能評価結果	143
第1章 各モデルの自然換気・通風性能評価結果	146
6.1.1 風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する場合 (モデルA)	146
6.1.2 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合 (モデルB)	147
6.1.3 風上側壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルC)	149
6.1.4 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルD)	151
6.1.5 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合 (モデルE)	153
第2章 まとめ	153
6.2.1 各 case の比較	153
6.2.2 LES と RANS の換気量の比較	154
第7編 結論	156
第1章 結論	158

第2章 今後の展望

..... 161

【謝辞】

【参考文献】

【梗概】

第 1 編 研究目的

第1章 研究目的

建物の自然換気・通風性能の評価に関する研究では、外部風の時間的変動を考慮した実現象により近い実験・解析手法で評価することが期待されている。既往研究^{文1, 2, 3)}では主に Reynolds Averaged Navier-stokes Simulation (RANS) を用いた数値流体解析 (CFD) が行われ、時間的変化が均されたアンサンブル平均値によって室内流入風速や室内の風速比分布、通風量等の通風気流性状が明らかにされている。しかし実現象では、外部風は絶えず変動し、それに応じて室内の通風気流の速度分布も変化するため、瞬時的な通風性状を把握するためには時間的変動を解析できる RANS モデル以外の解析手法を用いることが望ましい。

例えば風向に対し対称的な位置に2箇所の開孔部のある開孔条件では、時間平均的には開孔部間の風圧係数が等しく圧力差が生じないため、風速変動を考慮しない時間平均的な数値解析では室内への気流の流入・流出が無い解析結果が算出される。しかし風洞実験では接近流の変動により両開孔部間に瞬時的な圧力差が生じ、開孔部から室内へ通風気流が流入・流出する様子が観察されている^{文4)}。従って RANS モデルのような定常解析だけでは自然換気・通風性能を評価することは不十分な場合がある。瞬時的な通風性状を含んだ通風性能の評価を行うためには、外部風の風速変動^{*1}を考慮した非定常解析手法による新たな自然換気・通風性能評価手法が必要である。

非定常気流解析に関する既往研究では、建物周辺や街区の気流解析手法として Large-Eddy Simulation (以下 LES) を用いた研究が行われている。例えば富永ら^{文5)}は、単体立方体モデル周辺の汚染質を対象とした風洞実験を行い、RANS と LES の解析結果を比較検討している。この研究成果によると、LES を用いた解析では建物近傍の非定常な気流変動が再現される為、RANS を用いた解析結果よりも風洞実験結果に近い結果が得られる事を明らかにしている。加藤ら^{文6)}は LES を使用して単一開孔を対象とした流出入特性に関する基礎的な検討を行い、流入出に関する物理的なメカニズムについて、室内で形成される渦の性状が流れ場を特徴づける事を明らかにしている。更に倉渕ら^{文7, 8)}は、局所相似性の仮定に基づく通風量と流入角の計算方法を提案すると共に、LES と風洞実験の両面から検討を加え、剥離による全圧損失について重要な知見を報告している。

ここに示した既往の研究では、LES を用いて建物周囲の気流性状を解明し、自然通風による気流の流入出メカニズムを明らかにするものである。しかし、定常的には圧力差が生じない開孔条件を対象に LES を用い、RANS などの定常解析だけでは評価できない自然換気・通風性能について評価した研究は少ない状況である。Hu^{文9)}らは直方体の住宅モデルを対象に風上・風下側壁面の中央部に開孔を設けた場合(時間平均的に圧力差が生じる開孔条件)と風向に対し平行な両方の壁面の中央部にそれぞれ開孔を1箇所ずつ設けた場合(時間平均的には圧力差が生じない開孔条件)を対象に、LES を用いて室内外気流分布を解析し、時系列的な通風量比やその変動幅について検討を行っており、接近流の変動によって住宅に作用する換気駆動力について言及している。

本研究では、気流変動の予測精度の高い LES を使用し、単純住宅モデルを対象に定常解析では圧力差が生じない様々な開孔条件の解析を行い、建物周辺と建物内部の変動気

第1編 研究目的

流場を再現する。更に、得られた瞬時的な風速変動による通風気流性状を含んだ数値流体解析結果を基に新たな自然換気・通風性能評価を構築し、提案することを目的とする。

まず、LES解析により単純住宅モデルを対象として時間的変動を伴った通風気流性状の数値解析を行う。LES解析によって得られた時系列解析結果から時間平均化を行った風速分布と既往の風洞実験^{文10)}によって得られた平均風速分布との比較を行う。その後、LES解析結果を用いて、新たに瞬時的な風速変動を考慮することが可能な自然換気・通風性能評価手法の提案し、風速変動を考慮した通風性能評価を行う。

第2章 本論文の構成

本論文は第1編から第7編によって構成されている。

第1編は『研究目的』

第2編は『解析対象の概要』

第3編は『数値流体解析の手法』

第4編は『非定常状態における換気・通風評価手法』

第5編は『数値流体解析結果』

第6編は『自然換気・通風性能評価結果』

第7編は『結論』

第1編では、本論文の研究目的を示す。

第2編では、本論文で解析対象とするモデル及び解析条件について示す。

第3編では、本論文の解析を行う際に用いる数値流体解析の手法について示す。

第4編では、本論文の解析モデル・解析条件に適用する自然換気・通風性能の評価手法を示す。

第5編では、数値流体解析の結果を示す。

第6編では、自然換気・通風性能評価の結果を示す。

第7編では、第5編、第6編の解析結果の結論を述べる。

※1 実際の通風現象では、外部風の瞬時的な風速の変動と共に主風向の変動が存在するが、本報では主に風速変動による瞬時的な風圧力差によって生じる室内外通風気流性状の把握・検討を目的としているため、主風向の変動は考慮していない。

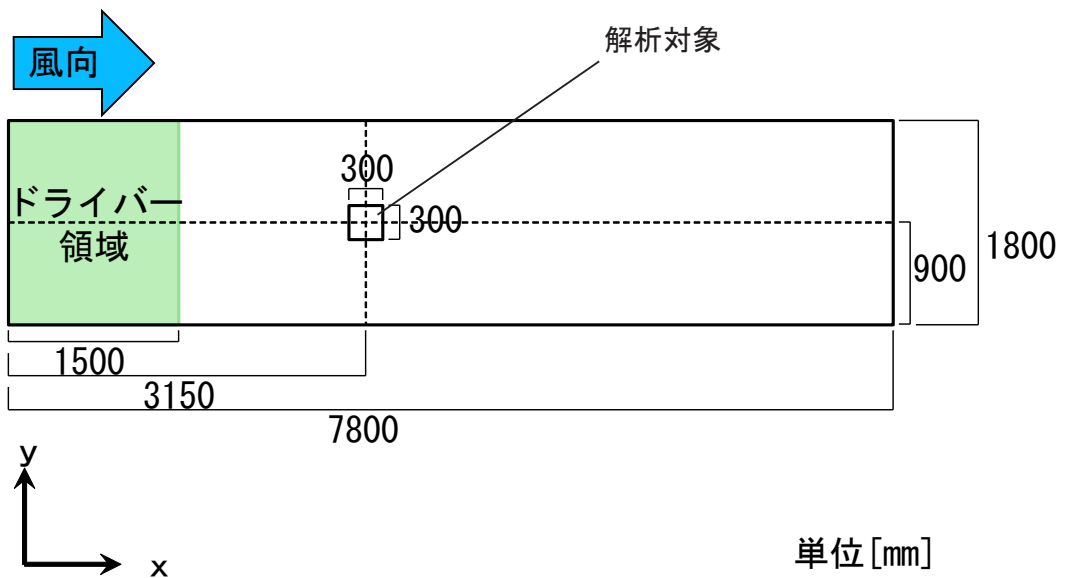
第2編 解析対象の概要

第1章 解析領域

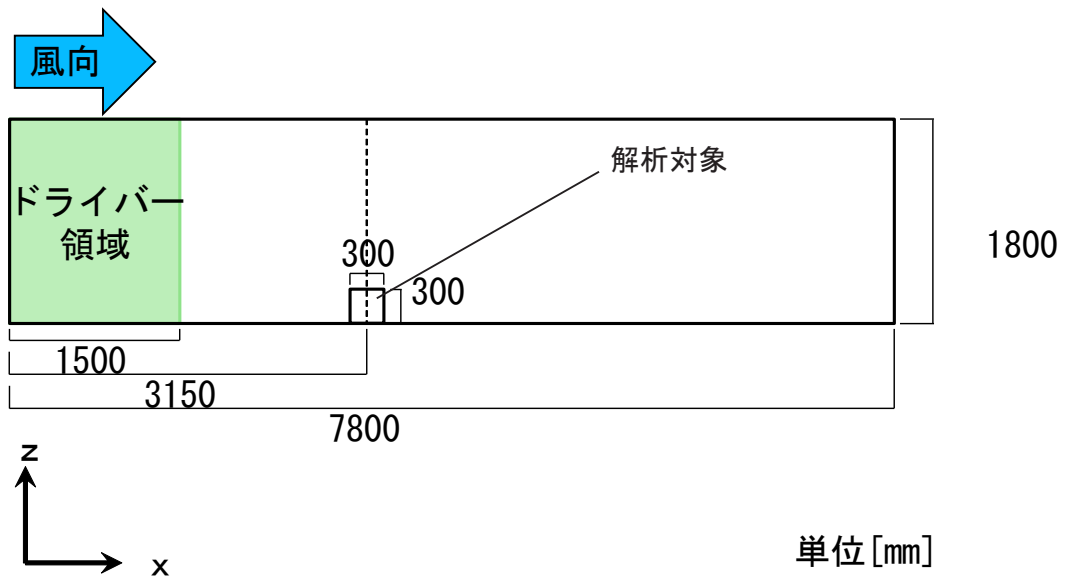
本論文で対象とする解析モデルは、実在の風洞実験を模擬したものとする。

図 2.1.1 に解析領域を示す。解析領域は 7,800mm(長さ) × 1,800mm(高さ) × 1,800mm(幅) とする。

LES 解析におけるドライバー領域は風洞内に設け、大きさは、1,500mm(長さ) × 1,800mm(高さ) × 1,800mm(幅) とする。



(a) 平面図



(b) 立面図

図 2.1.1 解析領域

第2章 解析モデル

図 2.2.1 に単純住宅モデルを示す。本論文で対象とする単純住宅モデルは、 $300\text{mm} \times 300\text{mm} \times 300\text{mm}$ の立方体とする。単純住宅モデルは、開口条件を変化させ、以下の7つのモデルとする。

- 相対する壁面に開口を1つずつ有する場合（モデルA、モデルB）
 - モデルA：風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する
 - モデルB：風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する
- 同一壁面の同じ高さに開口を2つ有する場合（モデルC、モデルD、モデルE）
 - モデルC：風上側壁面の同じ高さに2箇所の開口を有する
 - モデルD：風下側壁面の同じ高さに2箇所の開口を有する
 - モデルE：風向に対し平行な壁面の同じ高さに2箇所の開口を有する
- 開口部にパネルを有する場合（モデルF、モデルG）
 - モデルF：風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する
 - モデルG：風向に対し平行な壁面の同じ高さに2箇所の開口を有する

ここで、モデルFとモデルGの開口部に設けるパネルは、風力換気促進するためのガイドベーンを意図し、開口面積と同じ大きさのパネルとする。

各モデルとも、LES 解析と標準 $k-\epsilon$ による RANS 解析を行う。

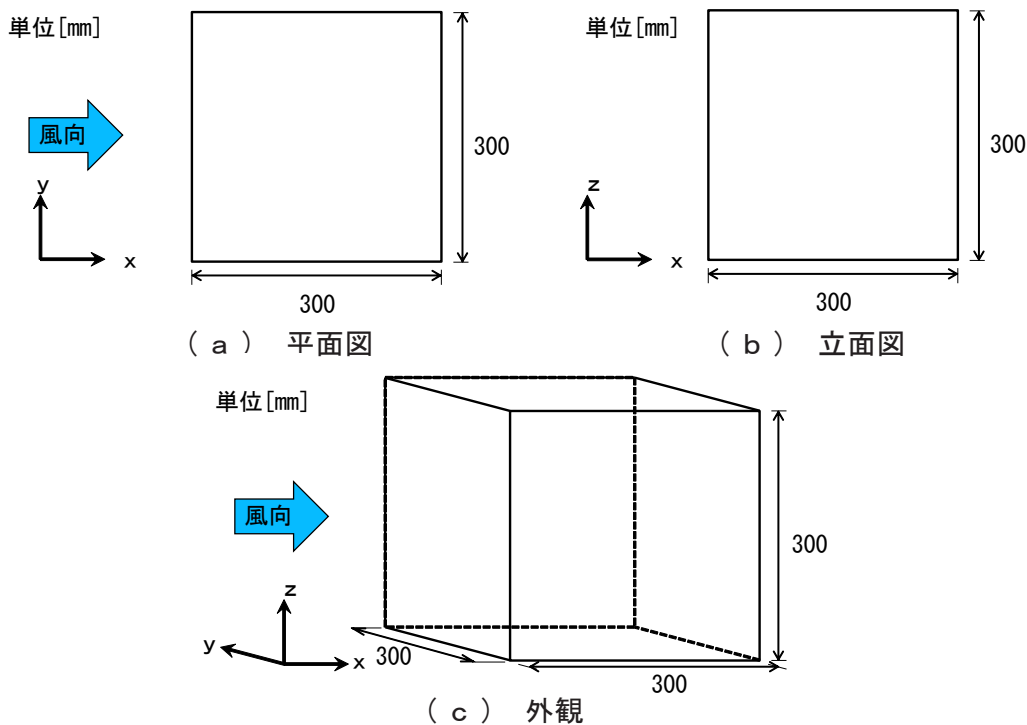


図 2.2.1 単純住宅モデル

2.2.1 相対する壁面に開口を1つずつ有する場合

2.2.1.1 風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する場合（モデルA）

図 2.2.2 にモデルAを示す。モデルAは風上側と風下側中央部に $40\text{mm} \times 40\text{mm}$ の開口を1つずつ有する。

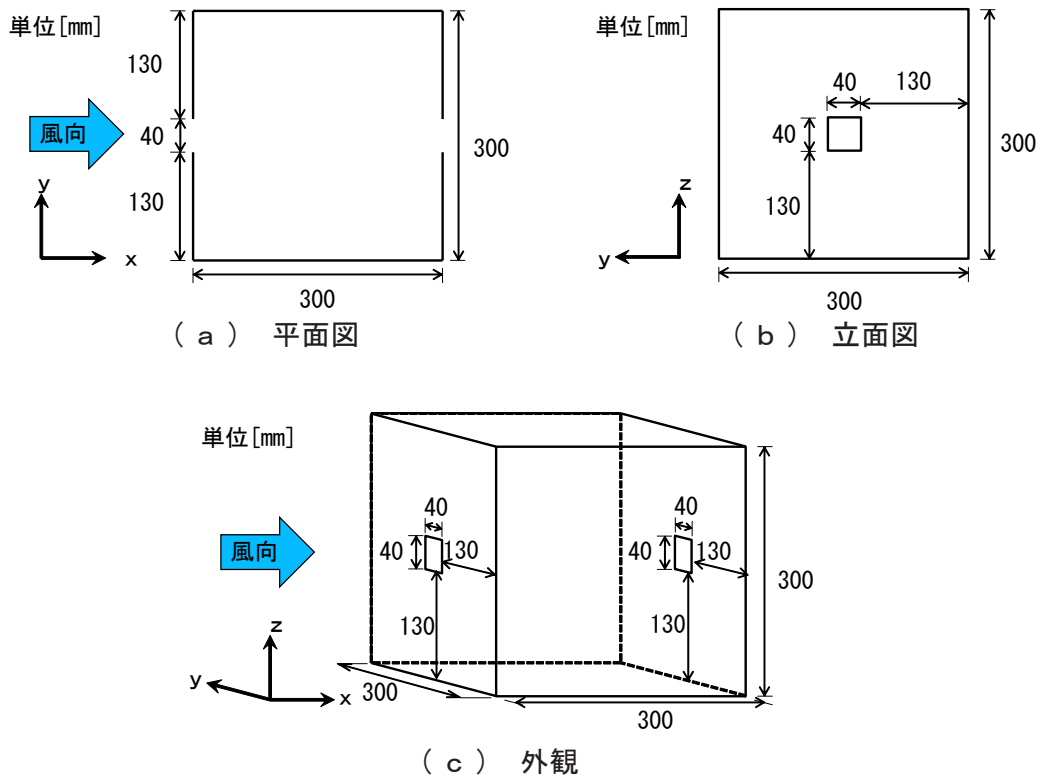


図 2.2.2 モデルA

2.2.1.2 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合（モデルB）

図 2.2.3 にモデルBを示す。モデルBは風向に対し平行な両側面中央部に 40mm × 40mm の開口を1つずつ有する。

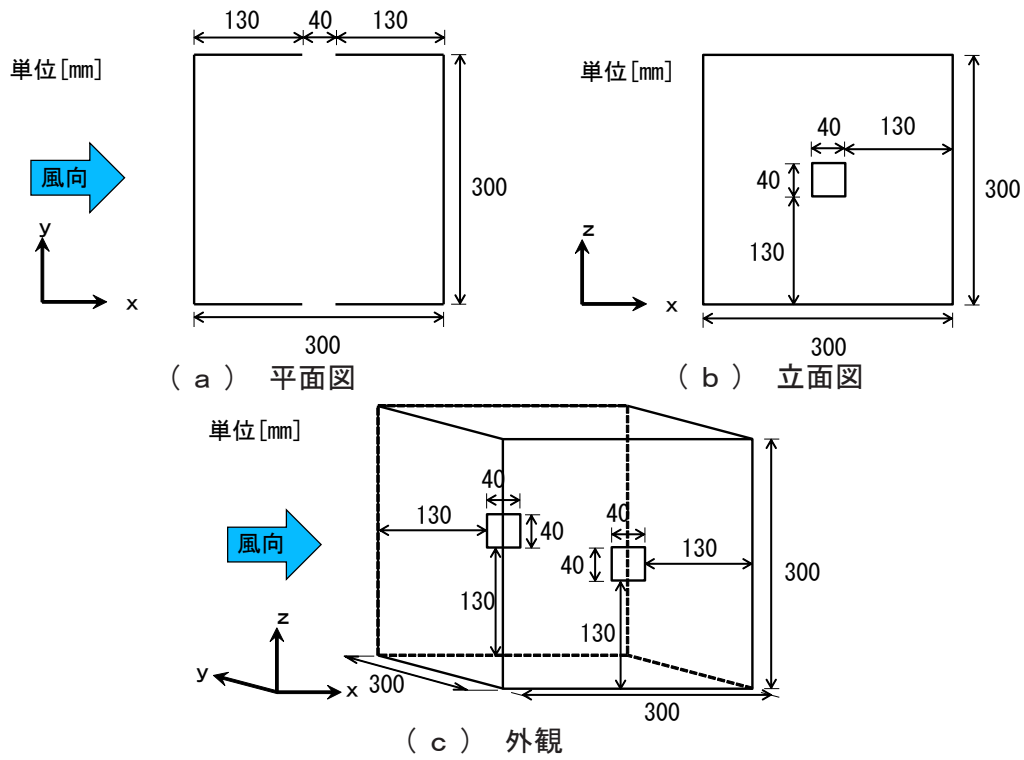


図 2.2.3 モデルB

2.2.2 同一壁面の同じ高さに開口を2つ有する場合

2.2.2.1 風上側壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルC）

図2.2.4にモデルCを示す。モデルCは風上側壁面の同じ高さに40mm×40mmの開口を2つ有する。

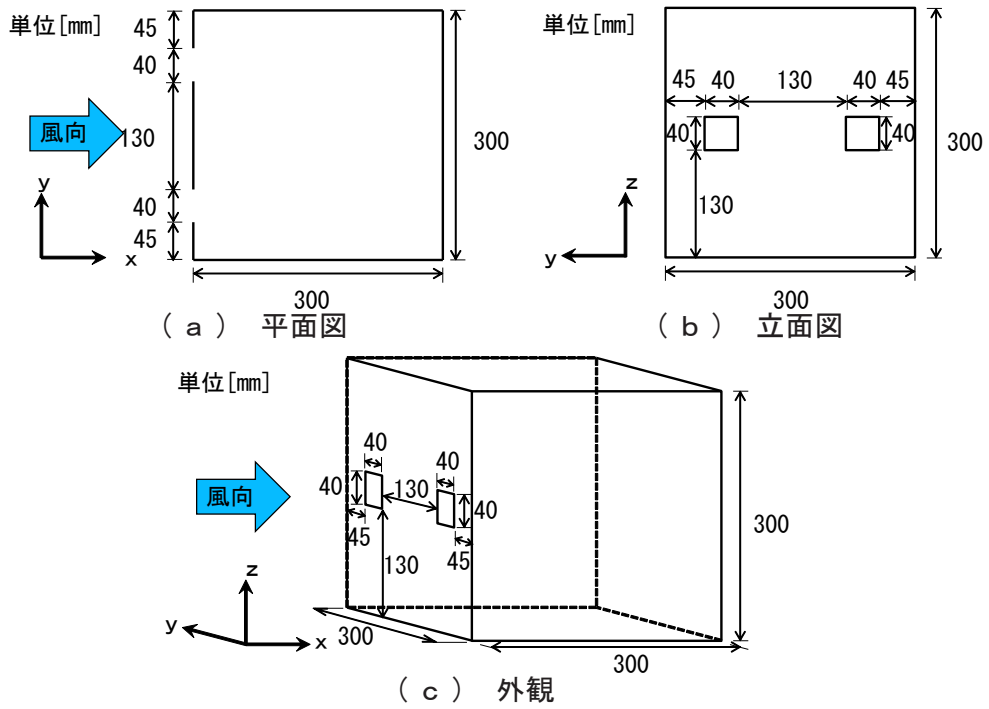
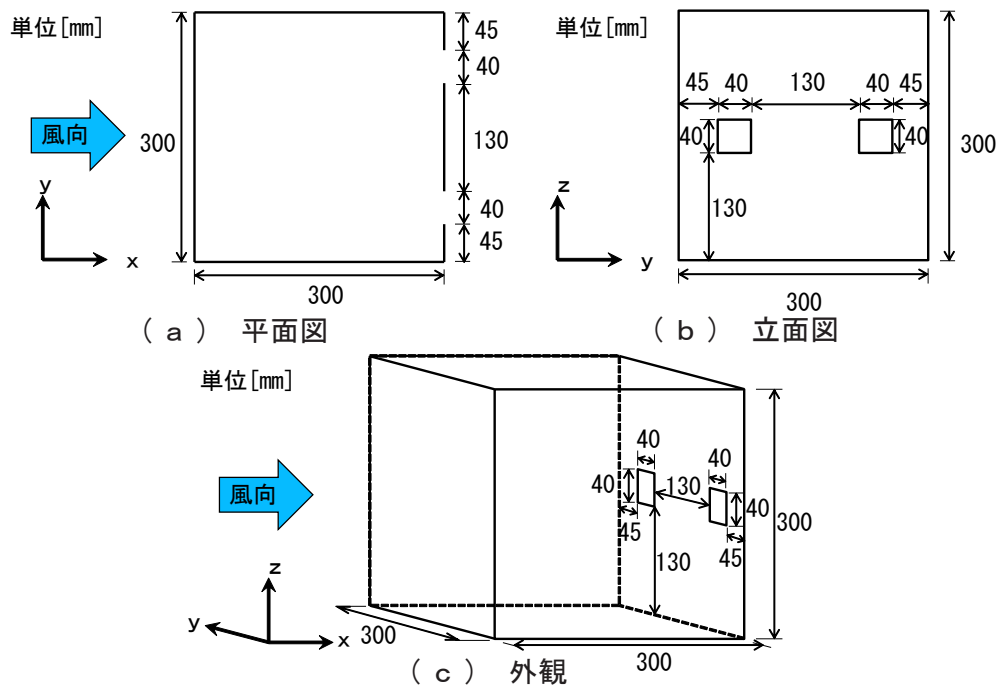


図 2.2.4 モデルC

2.2.2.2 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルD）

図2.2.5にモデルDを示す。モデルDは風下側壁面の同じ高さに40mm×40mmの開口を2つ有する。



2.2.2.3 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルE）

図2.2.6にモデルEを示す。モデルEは風向に対し平行な壁面の同じ高さに40mm×40mmの開口を2つ有する。

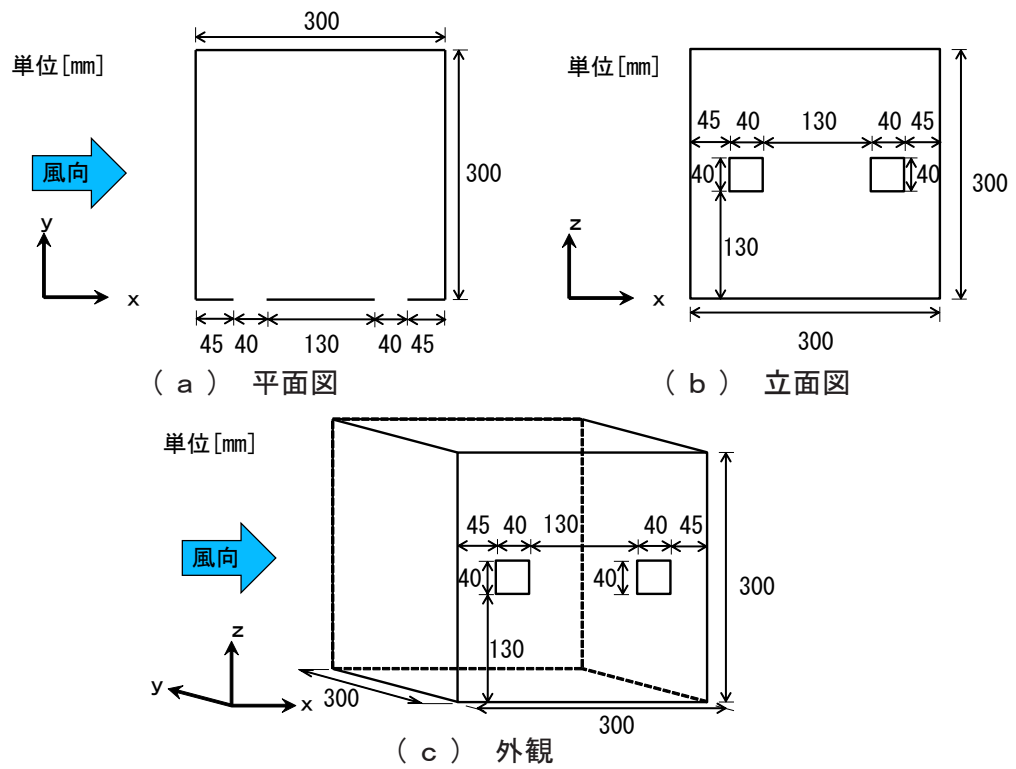


図 2.2.6 モデルE

2.2.3 開口部にパネルを有する場合

開口部に開口と同じ大きさのパネルを取り付ける。

2.2.3.1 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合（モデルF）

図 2.2.7 にモデルFを示す。モデルFは風向に対し平行な両側面中央部に 40mm × 40mm の開口を1つずつ有し、片方の開口部には風上側にパネルを、もう一方の開口部には風下側に、40mm × 40mm のガイドベーン（パネル）を設ける。

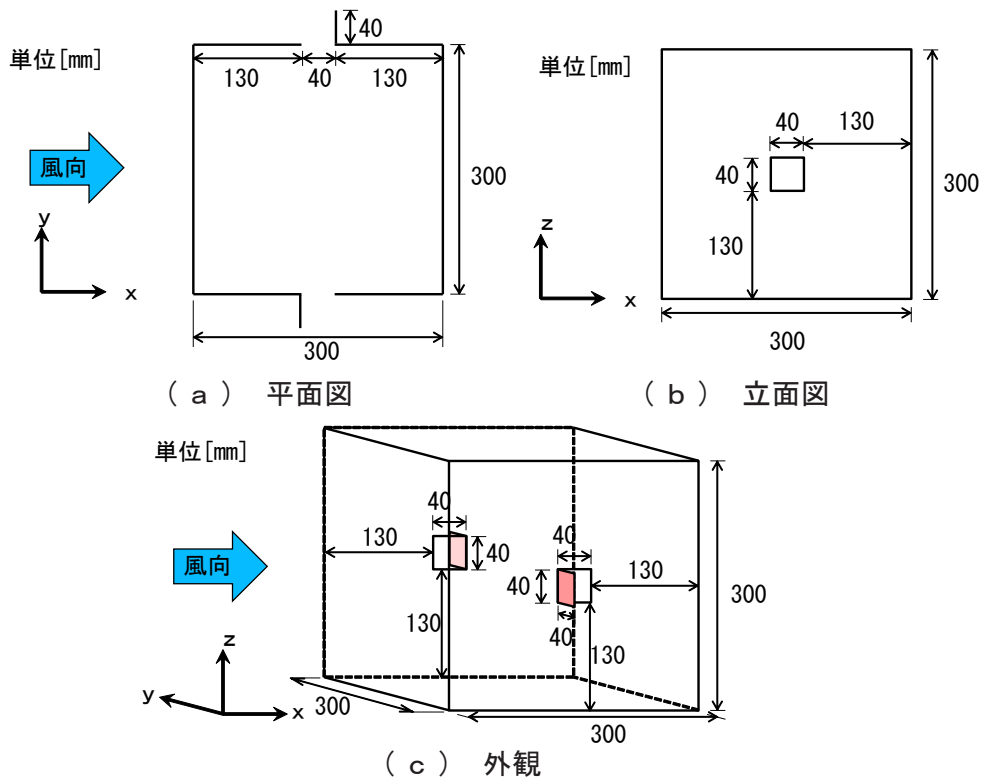


図 2.2.7 モデルF

2.2.3.2 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルG）

図2.2.8にモデルGを示す。モデルGは風向に対し平行な壁面の同じ高さに2つの開口を有する。風上側の開口部には風上側にガイドベーン（パネル）を、風下側の開口部には風下側に、40mm × 40mm のパネルを設ける。

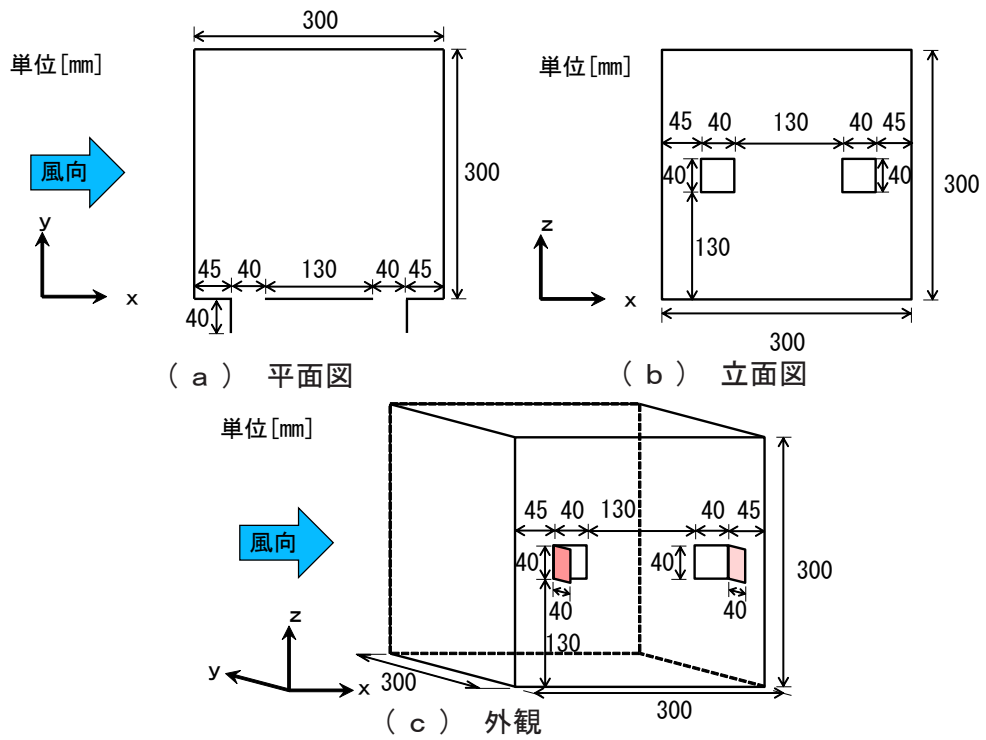


図2.2.8 モデルG

2.2.4 2棟の単純住宅モデルが隣接する場合

実際の街区を想定し、単純住宅モデルが隣接する場合についても解析対象とする。隣等間隔は100mmとし、ガイドベーン（パネル）の設置位置は、開口それぞれの内端に設置した場合と外端に設置した場合を対象とする。

2.2.4.1 パネルを設置しない場合（モデルH）

図2.2.9にモデルHを示す。モデルHは風向に対し平行な壁面の同じ高さに2つの開口を有する。全ての開口は、相対する単純住宅モデルに接する外壁面に設置する。ガイドベーン（パネル）は設置しない。

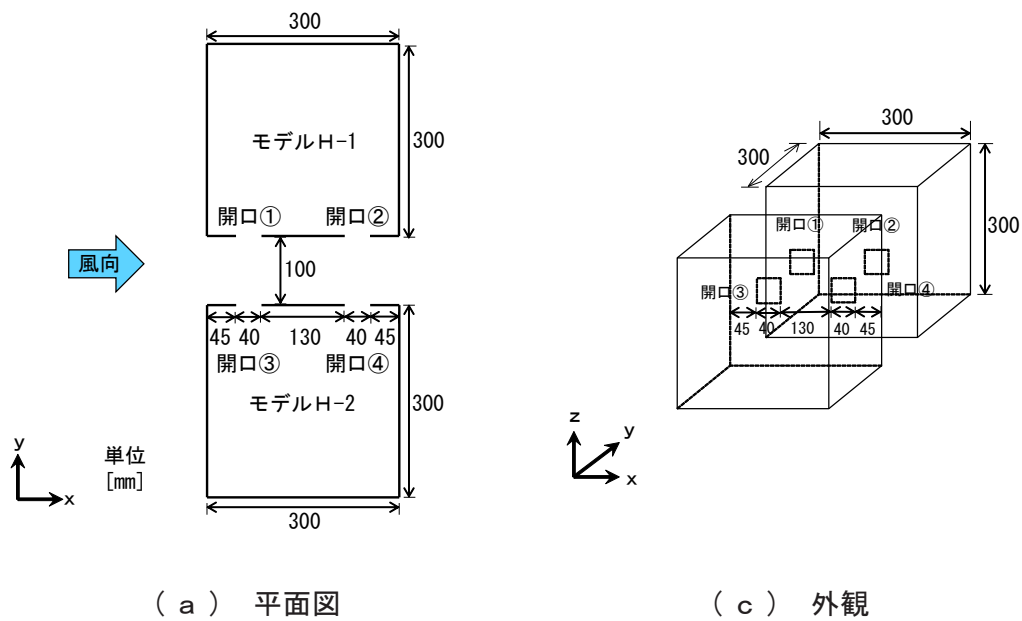


図 2.2.9 モデルH

2.2.4.2 パネルを風上側開口の風上側、風下側開口の風下側に設置する場合
(モデル I)

図 2.2.10 にモデル I を示す。モデル I は風向に対し平行な壁面の同じ高さに 2 つの開口を有する。全ての開口は、相対する単純住宅モデルに接する外壁面に設置する。ガイドベーン (パネル) は、風上側開口の風上側と風下側開口の風下側 (外端) に設置する。

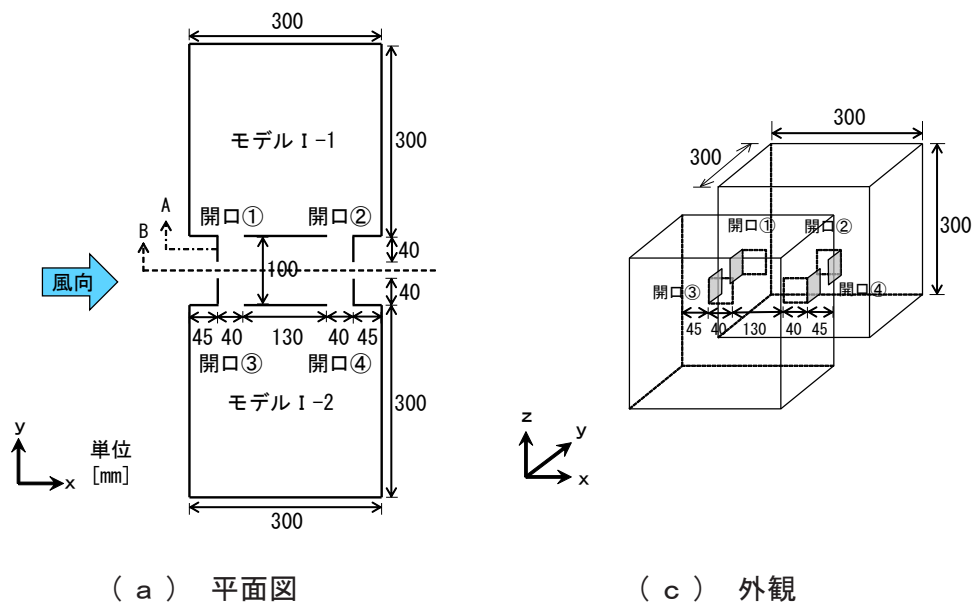


図 2.2.10 モデル I

2.2.4.3 パネルを風上側開口の風下側、風下側開口の風上側に設置する場合
(モデルJ)

図 2.2.11 にモデル J を示す。モデル J は風向に対し平行な壁面の同じ高さに 2 つの開口を有する。全ての開口は、相対する単純住宅モデルに接する外壁面に設置する。ガイドベーン (パネル) は、風上側開口の風下側と風下側開口の風上側に設置する。

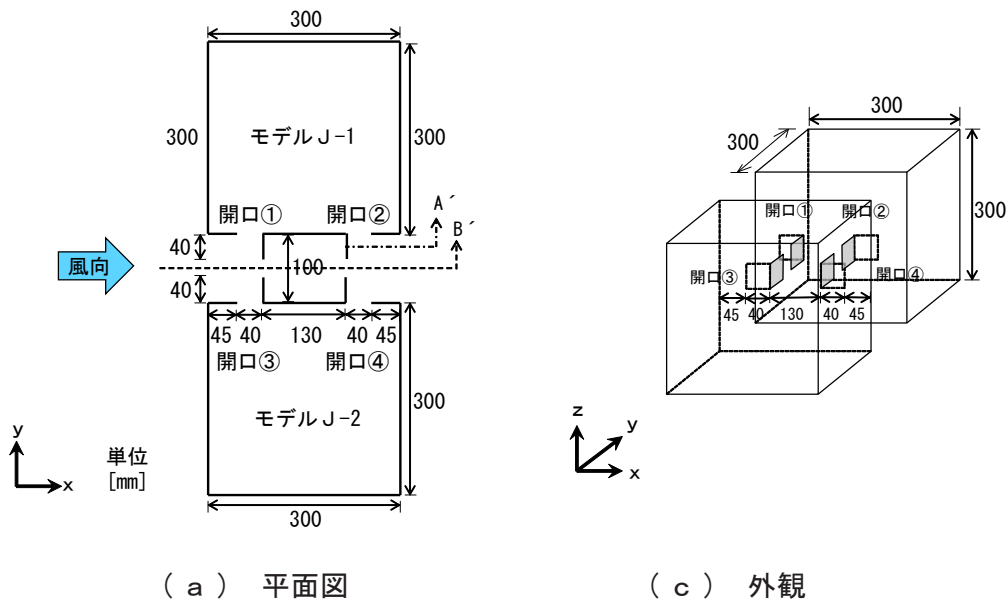


図 2.2.11 モデル J

第3章 解析条件

各モデルは、LES 解析と標準 $k-\epsilon$ による RANS 解析を行う。

2.3.1 LES 解析

2.3.1.1 LES 解析条件

表 2.3.1 に LES 解析条件（モデル A～モデル E）を、表 2.3.2 に LES 解析条件（モデル F、モデル G）を示す。

LES 解析における subgrid scale モデル (SGS モデル) は Dynamic 型 Smagorinsky モデルを使用し、等温解析で行う。壁面境界条件には Werner-Wengle 型の境界条件を三層モデルに拡張した条件式を用いる。

本研究における LES 解析は、まず、開口部が無い単純住宅モデル（図 2.2.1 参照）でドライバー領域を用いた流入変動気流を単純住宅モデルに対して流入させて解析（プレ解析）する。

次に、作成した流入変動気流を開口部を有する各単純住宅モデル（モデル A～モデル G：図 2.2.2～図 2.2.8 参照）に対し流入させ解析（本解析）し、室内気流分布及び室内気流分布及び開口部付近における気流性状の検討を行う。

計算開始後 2.6[s] までをプレ解析とする。

本解析開始後、2.0[s] 間は、モデル室内に気流場を形成するための移行期間として破棄する。

本解析の結果としては、4.6[s]～14.6[s] までの計 10.0[s] 間を用いる。

ドライバー領域下流端部 ($x=1500$ [mm]) での基準高さ ($z=1000$ [mm]) における平均風速は 5.0[m/s]、モデル軒高（地表面から高さ 300mm）における平均風速は 3.74[m/s] である。

本解析におけるサンプリング間隔は 200 サイクルに 1 回とする。

2.3.1.2 LES 解析メッシュ

図 2.3.1 に LES 解析における流入風作成時の単純住宅モデル（モデル A～モデル E）を、図 2.3.2～図 2.3.6 まで LES 解析における各モデル（モデル A～モデル E）のメッシュを示す。

図 2.3.7 に LES 解析における流入風作成時の単純住宅モデル（モデル F、モデル G）を、図 2.3.8～図 2.3.9 まで LES 解析における各モデル（モデル F、モデル G）のメッシュを示す。

図 2.3.10 に単純住宅モデルを 2 棟設置した場合の LES 解析における（流入風作成時共通）モデル H～J のメッシュを示す。

解析メッシュ分割では対象モデル 1 辺 (300 mm) を 60 分割、開口面一辺 (40 mm) を 8 分割し、最小メッシュ幅は 5 mm とした。

表 2.3.1 LES 解析条件 (モデルA～モデルE)

SGSモデル	Dynamic型Smagorinskyモデル		
解析領域	7.8 (x) × 1.8 (y) × 1.8 (z) [m]		
単純戸建住宅モデル	0.3 (x) × 0.3 (y) × 0.3 (z) [m]		
開口面積	0.04 × 0.04 = 0.0016 [m]		
境界条件	流入	ドライバー領域により作成	
	流出	自然流出	
	壁境界	Ymin, Ymax, Zmax面	フリースリップ
		Zmin面	拡張型ノースリップ
部品面		拡張型ノースリップ	
	流体と接するすべての面		拡張型ノースリップ
解析時間	プレ解析	2.6 [s]	
	本解析	10.0 [s]	
時間刻み Δt	1.0 × 10 ⁻⁵ [s]		
温度	等温		
初期乱流場	流入	1/4乗則 (基準高さ1.0[m]、流速5.0[m/s])	
	変動成分	流速成分 u の振幅 1.0 [m/s]	
		流速成分 v の振幅 3.0 [m/s]	
流速成分 w の振幅 3.0 [m/s]			
最小メッシュ幅	0.005 [m]		
解析領域メッシュ数	210 (x) × 148 (y) × 117 (z) = 3,636,360		

表 2.3.2 LES 解析条件 (モデルF、モデルG)

SGSモデル	Dynamic型Smagorinskyモデル		
解析領域	7.8 (x) × 1.8 (y) × 1.8 (z) [m]		
単純戸建住宅モデル	0.3 (x) × 0.3 (y) × 0.3 (z) [m]		
開口面積	0.04 × 0.04 = 0.0016 [m]		
境界条件	流入	ドライバー領域により作成	
	流出	自然流出	
	壁境界	Ymin, Ymax, Zmax面	フリースリップ
		Zmin面	拡張型ノースリップ
部品面		拡張型ノースリップ	
	流体と接するすべての面		拡張型ノースリップ
解析時間	プレ解析	2.6 [s]	
	本解析	10.0 [s]	
時間刻み Δt	1.0 × 10 ⁻⁵ [s]		
温度	等温		
初期乱流場	流入	1/4乗則 (基準高さ1.0[m]、流速5.0[m/s])	
	変動成分	流速成分 u の振幅 1.0 [m/s]	
		流速成分 v の振幅 3.0 [m/s]	
流速成分 w の振幅 3.0 [m/s]			
最小メッシュ幅	0.005 [m]		
解析領域メッシュ数	221 (x) × 156 (y) × 107 (z) = 3,688,932		

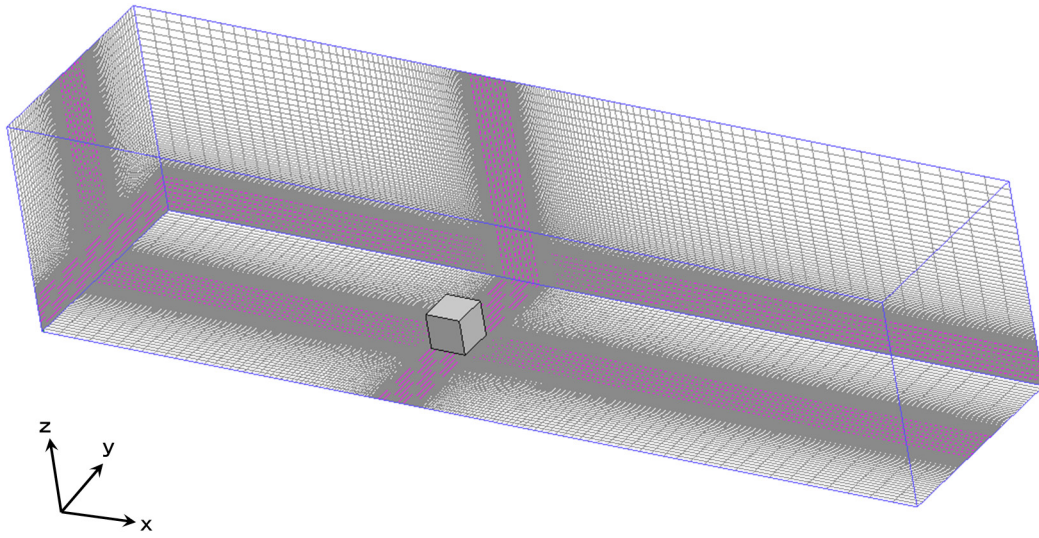


図 2.3.1 LES 解析における流入風作成時の単純住宅モデルの解析メッシュ（モデルA～モデルE）

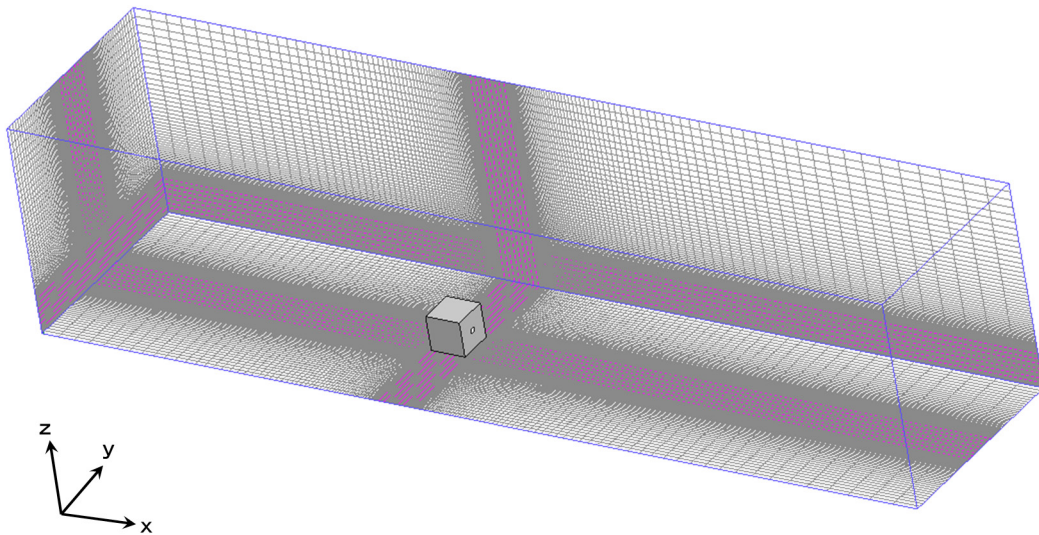


図 2.3.2 LES 解析におけるモデルAの解析メッシュ

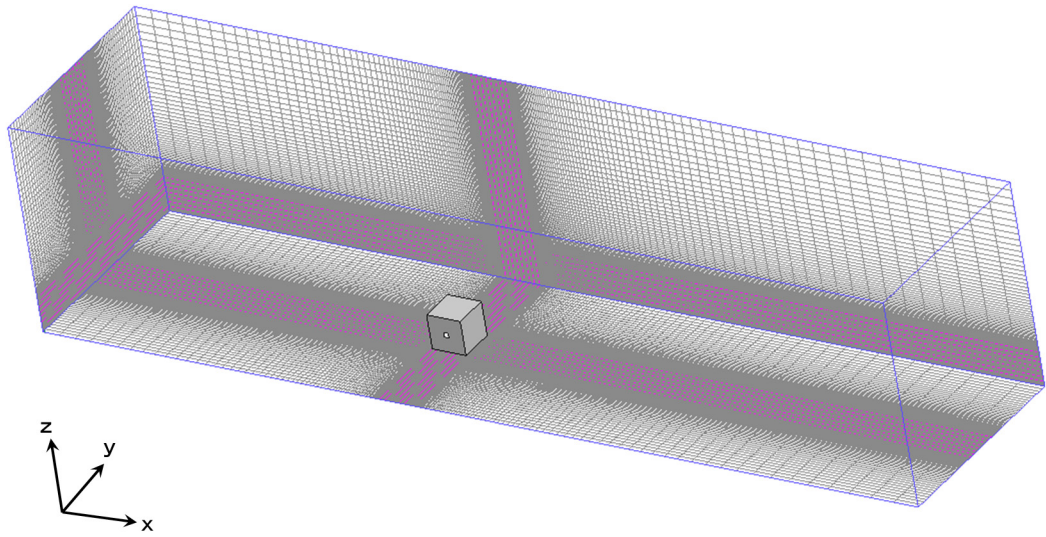


図 2.3.3 LES 解析におけるモデルBの解析メッシュ

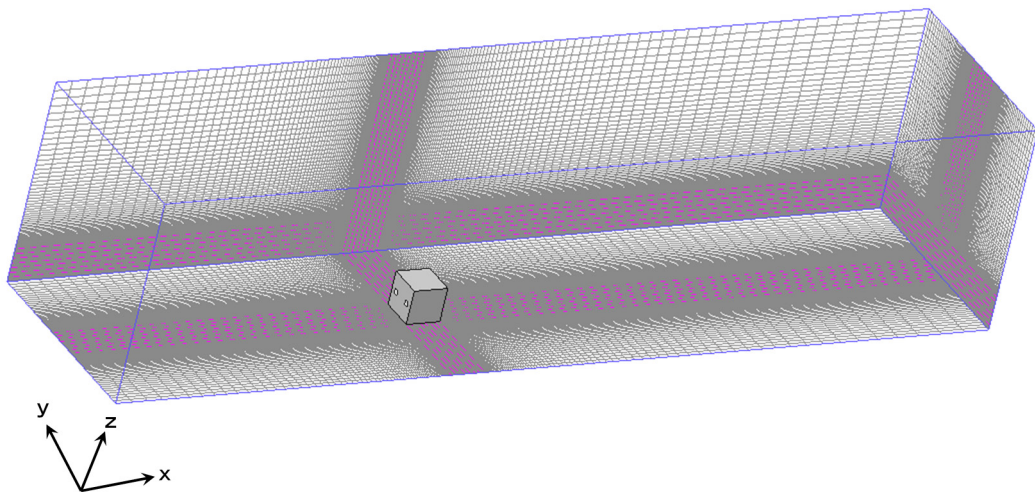


図 2.3.4 LES 解析におけるモデルCの解析メッシュ

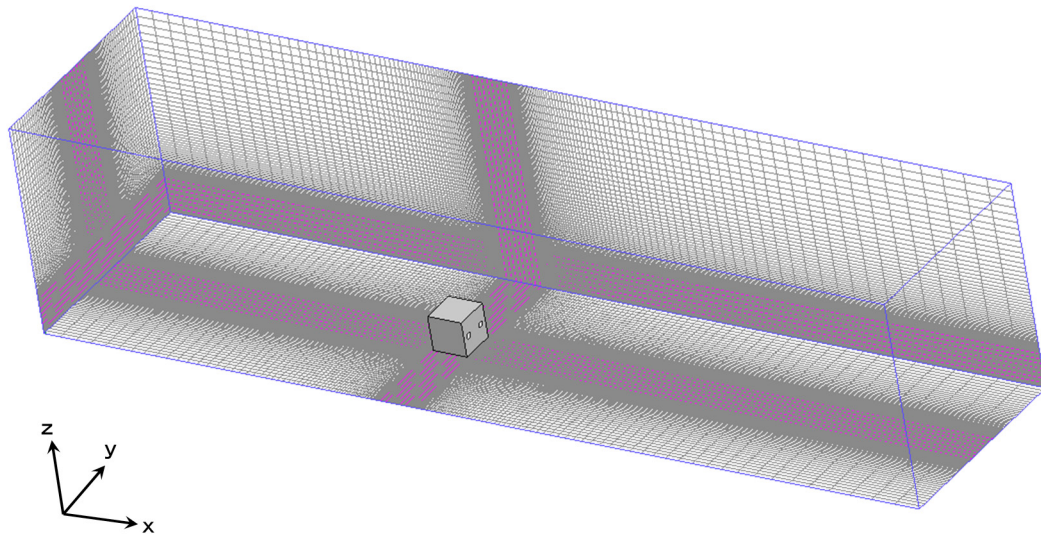


図 2.3.5 LES 解析におけるモデルDの解析メッシュ

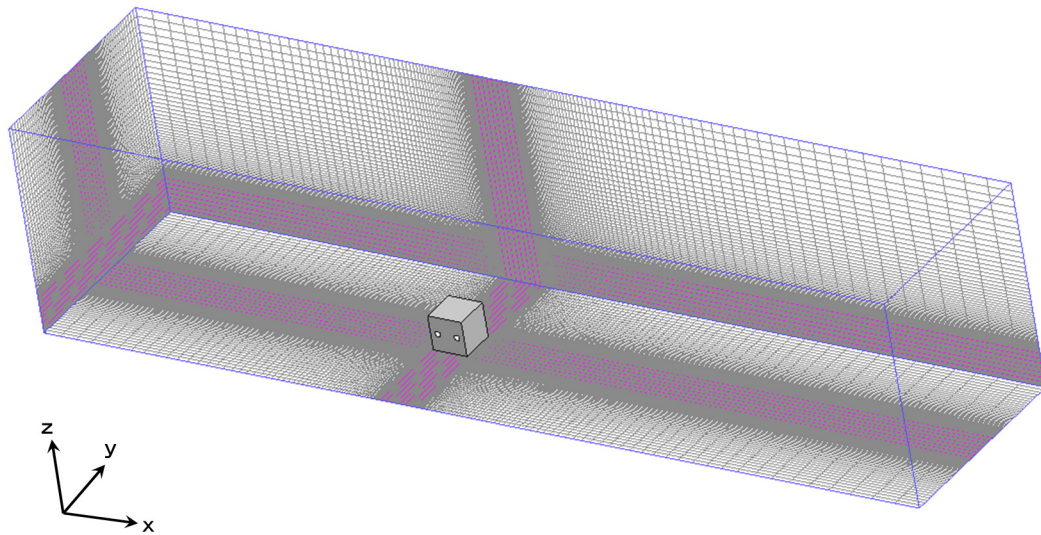


図 2.3.6 LES 解析におけるモデルEの解析メッシュ

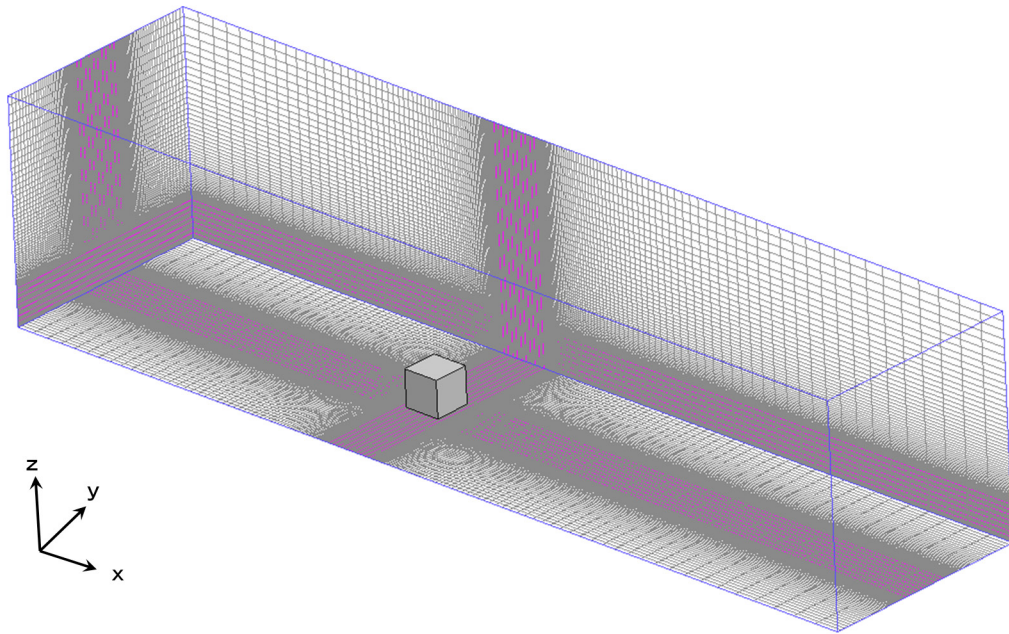


図 2.3.7 LES 解析における流入風作成時の単純住宅モデルの解析メッシュ（モデルF、モデルG）

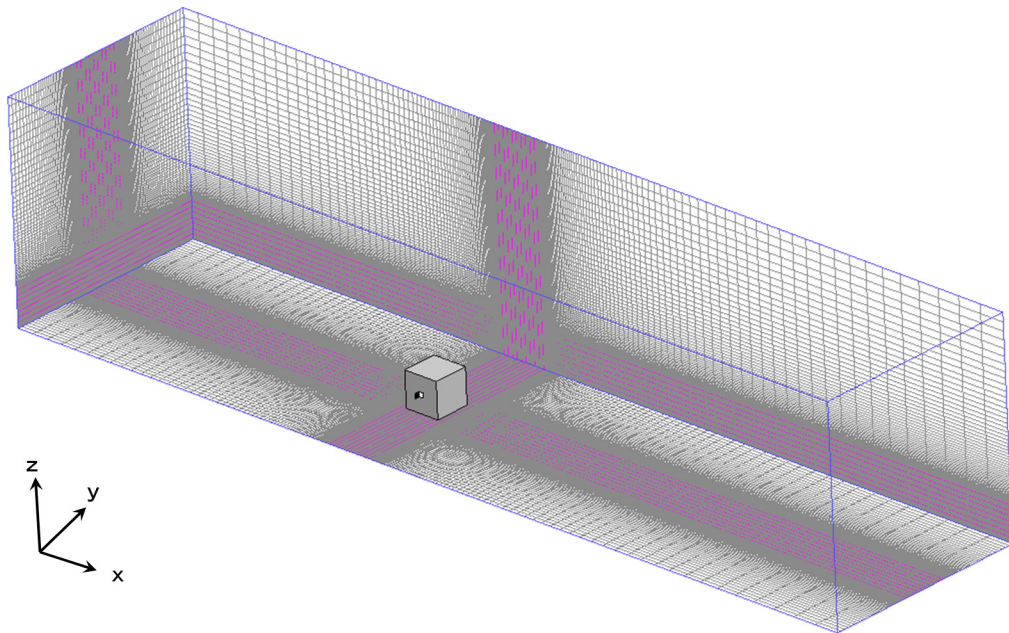


図 2.3.8 LES 解析におけるモデルFの解析メッシュ

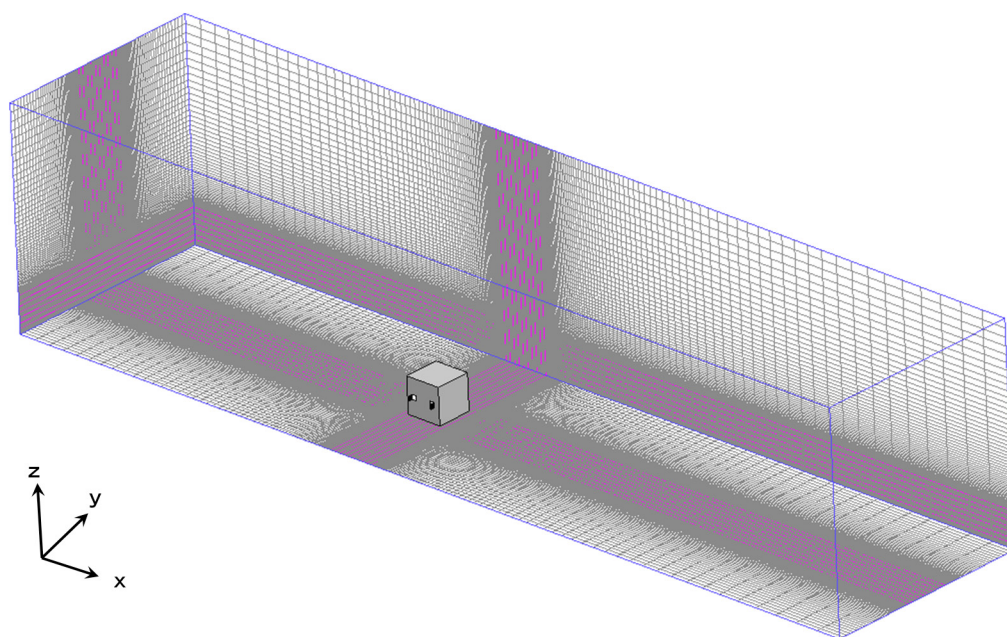


図 2.3.9 LES 解析におけるモデルGの解析メッシュ

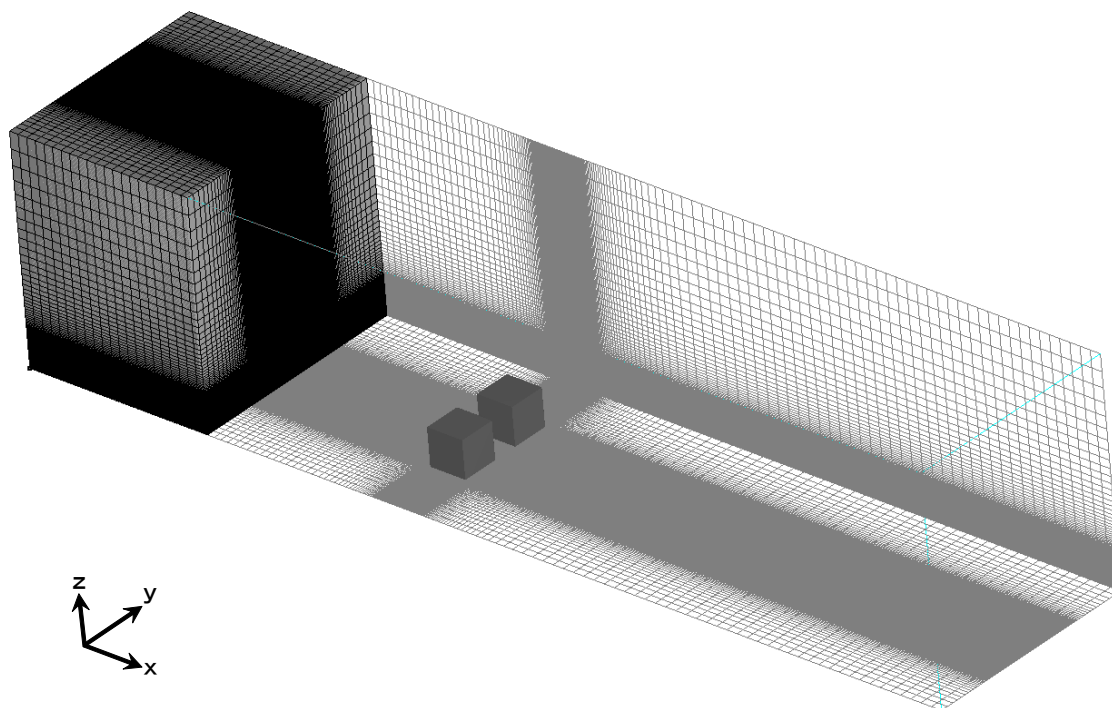


図 2.3.10 LES 解析におけるモデルH～モデルJの解析メッシュ

2.3.2 標準 k-ε モデルの解析条件

2.3.2.1 標準 k-ε モデルの解析条件

表 2.3.3 に標準 k-ε モデル解析条件を示す。

2.3.2.2 標準 k-ε モデルの解析全体メッシュ

図 2.3.10 ～図 2.3.16 に標準 k-ε モデル解析における各モデルの解析メッシュを示す。

表 2.3.2 標準 k-ε モデルの解析条件

乱流モデル	標準 k-ε			
解析領域	7.8(x) × 1.8(y) × 1.8(z) [m]			
単純戸建住宅モデル	0.3(x) × 0.3(y) × 0.3(z) [m]			
開口面積	0.04 × 0.04 = 0.0016 [m ²]			
境界条件	流入	1/4乗則(基準高さ1.0[m]、流速5.0[m/s])		
	流出	自然流出		
	壁境界	Ymin, Ymax, Zmax面	フリースリップ	
		Zmin面	ノースリップ	
		部品面	ノースリップ	
	流体と接するすべての面	ノースリップ		
解析時間	6.0 [s]			
時間刻み Δt	1.0 × 10 ⁻⁵ [s]			
温度	等温			
最小メッシュ幅	0.005 [m]			
解析領域メッシュ数	145(x) × 122(y) × 88(z) = 1,556,720			

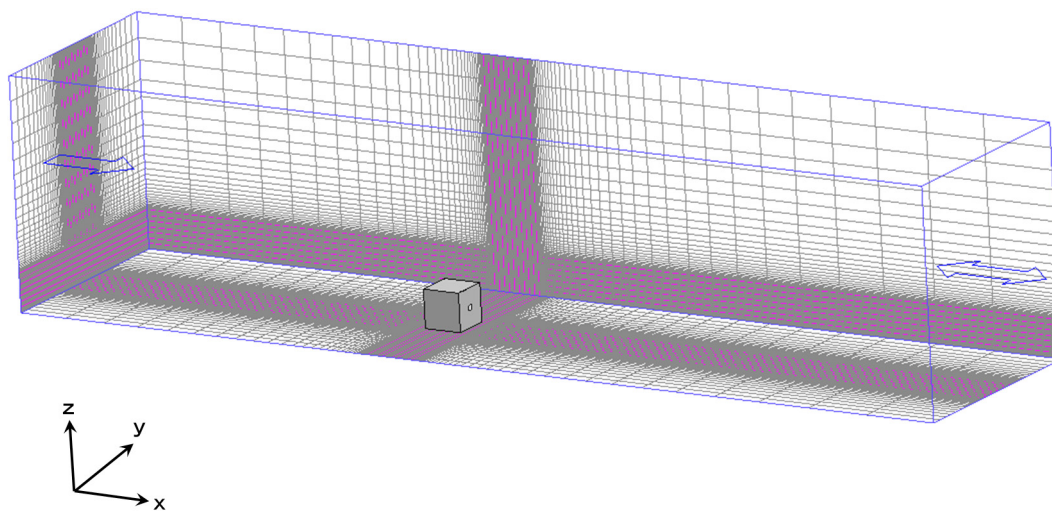


図 2.3.10 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルAの解析メッシュ

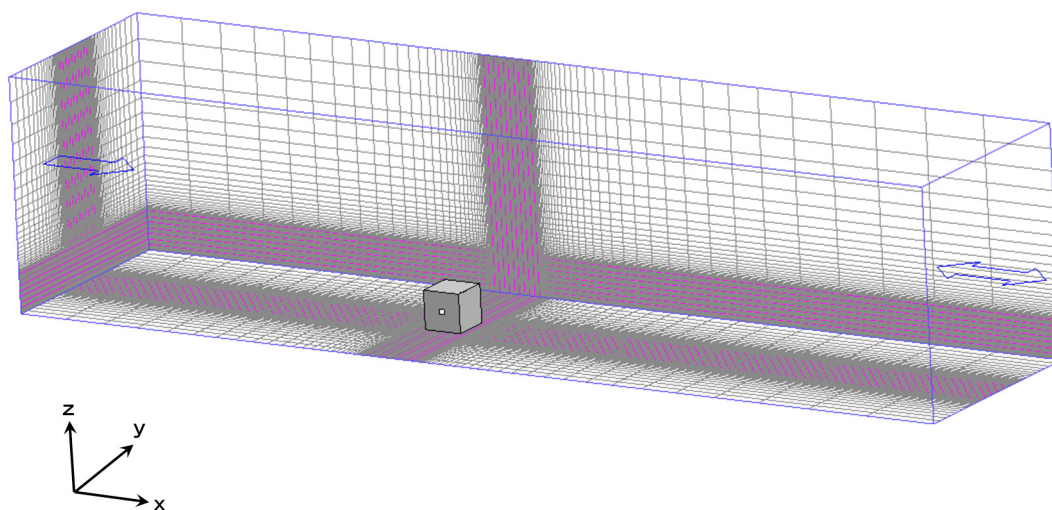


図 2.3.11 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルBの解析メッシュ

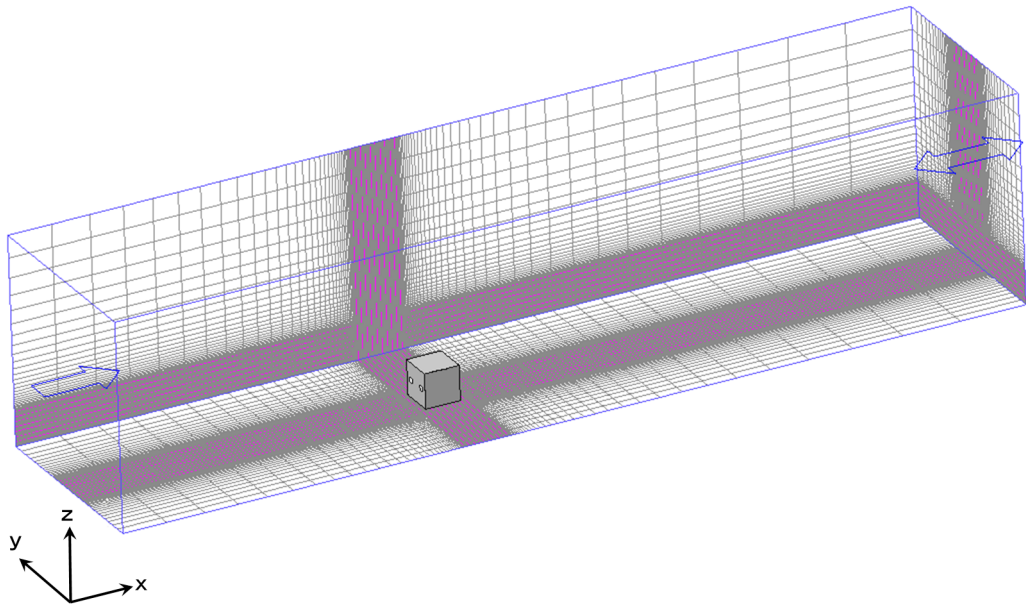


図 2.3.12 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルCの解析メッシュ

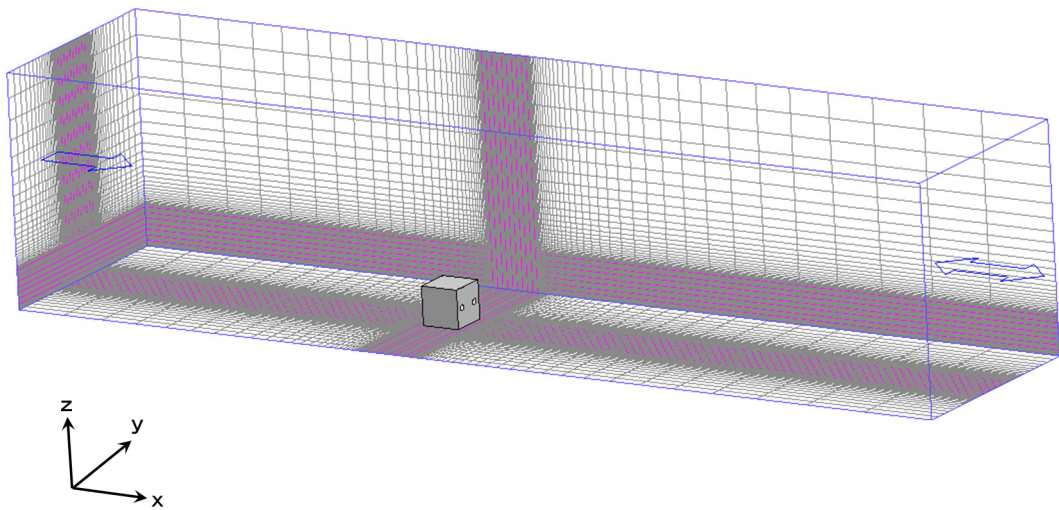


図 2.3.13 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルDの解析メッシュ

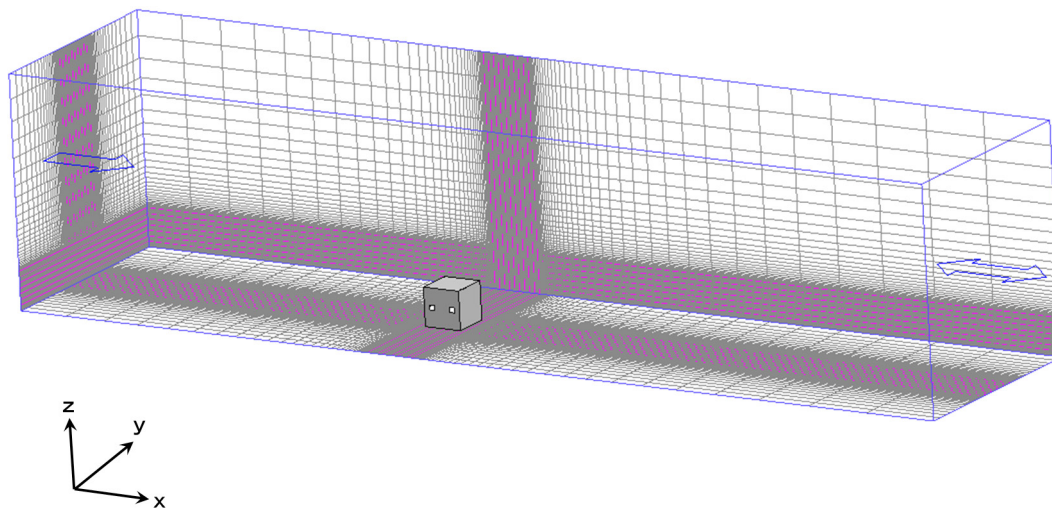


図 2.3.14 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルEの解析メッシュ

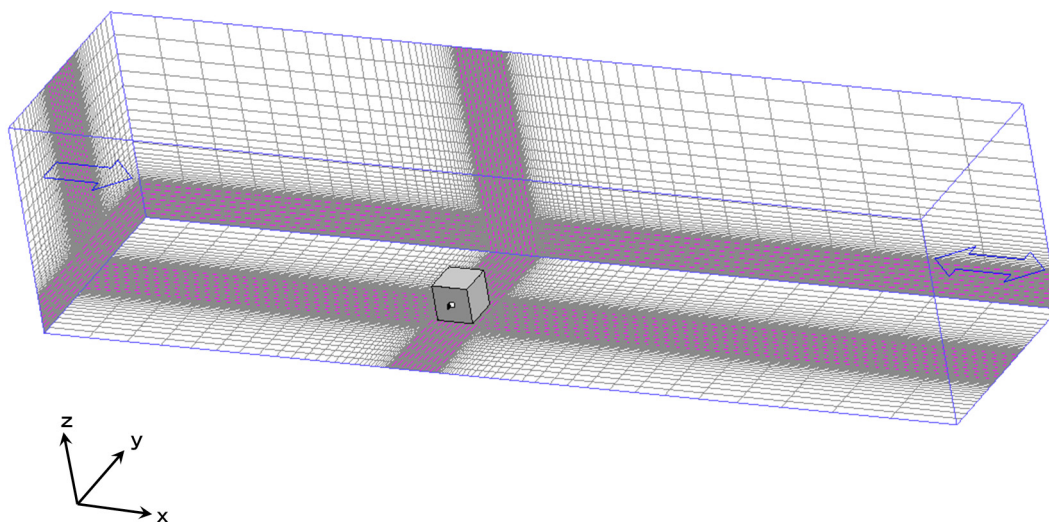


図 2.3.15 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルFの解析メッシュ

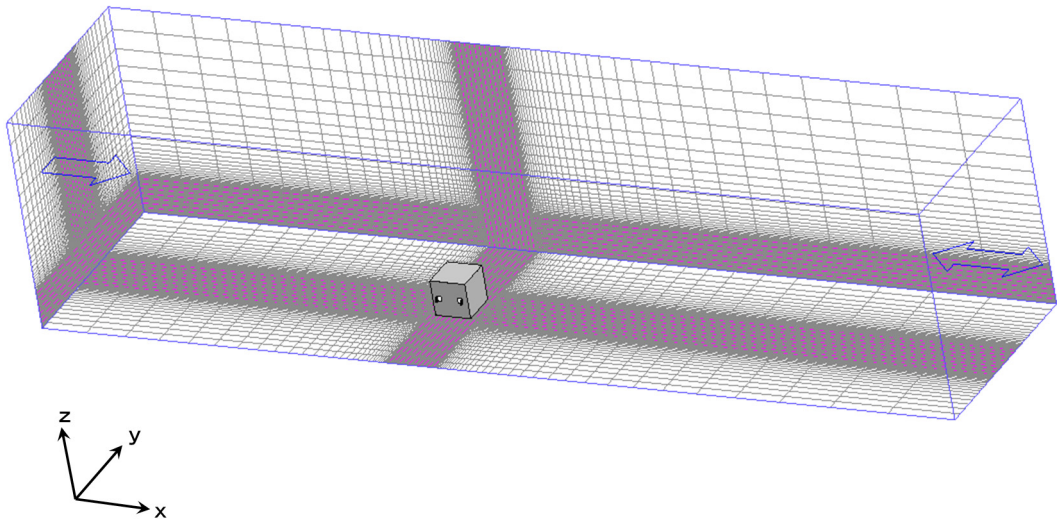


図 2.3.16 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデル G の解析メッシュ

第3編 数値流体解析の手法

第1章 数値流体解析 (CFD) の目的

3.1.1 数値流体解析 (CFD) の目的

数値流体解析 (Computational Fluid Dynamics : 以降 CFD) は、流れ現象を記述する非線形の基礎方程式を直線数値シミュレーションにより解析するものであり、様々な条件のもとでの複雑な流れ場解析も柔軟に行う能力を持つものである。

乱れた流れのシミュレーションでは、流体の基礎方程式を直接解いて、微細な渦運動全てを解析するのではなく、平均風速や乱れのエネルギー等の流れの平均的な性状を記述する乱流の数学モデル (流れの基礎方程式から近似的に導かれるもので、これも非線形の連立偏微分方程式をなす) を解いて行うことが一般的となっている。

CFD は非線形現象の計算を行うことができるので熱、汚染物質を輸送し、室内の温度分布、汚染物質分布の主因となる流れ場の解析を行うことが可能である。

室内環境の構造を理解する上では、気流速度だけでなく、輸送速度や拡散速度の能力を評価することが重要である。CFD は詳細に流れ場を解析することができるため、この様な情報を解析することができる。そのため CFD は室内環境設計におけるリスク回避のためと様々な設計パラメータの変更が室内に与える影響を考慮して合理的な環境設計を行うことができるようにするために利用される。

3.1.2 本研究における数値流体解析

本研究において、単純住宅モデルの気流性状を解析・再現するにあたり、CFD により単純住宅モデル周辺及び内部の流れ場を解析する。次章以降に、その解析手法の詳細を記述する。

第2章 数値流体解析 (CFD) の概要

3.2.1 基礎方程式

流体運動の基礎的な性質として、連続条件、運動保存条件がある。連続条件から連続の式と称される偏微分方程式が、運動量保存条件から運動方程式と称される偏微分方程式がそれぞれ導き出される。運動方程式はこの運動方程式の導出に功績のあった二人の科学者の名を冠して Navier-Stokes 方程式とも称される。

3.2.1.1 N - S 方程式と平均操作

層流、乱流に関わらず、非圧縮性である場合の流体现象は、以下に示す方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial t} + \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2.2)$$

によって記述される。

u_i : 速度ベクトルの瞬時値の各成分 ($i=1, 2, 3$)

p : 流体密度 ρ で割った圧力

ν : 分子動粘性係数

(テンソルの規約に従い、繰り返された下付添え字については縮約を取るものとする。)

(3.2.1) 式は Navier-Stokes 方程式と呼ばれ (以後、N-S 方程式と呼ぶ) 流体の運動量保存を表す。(3.2.2) 式は連続の式と呼ばれ、流体の質量保存を表す。これらの式における u_i, p の4つの変数がすべての時間、空間においてわかれば、流体の現象がわかったことになる。風工学や室内気流で一般的に現れる乱流現象も等温、非圧縮性の流れであれば (3.2.1)、(3.2.2) 式により完全に記述されることになる。しかし、これらを用いて数値計算を行えば直ちに乱流が解けると考えるのはやや早計である。なぜなら、数値解析では例外なく時間的、空間的に連続的な量を有限な離散量で近似するという手法を用いて解析する。しかしこのように連続量を離散化して表すという操作は、風速変動に対してはローパスフィルターと同様の効果を持つものであり、差分分割の大きさに対応したカットオフ周波数を与えたことになる。つまり差分分割の大きさに対応したカットオフ周波数を与えたことになる。つまり差分分割以下の風速変動を捉えることができなくなるわけである。従って (3.2.1)、(3.2.2) 式を用いて数値計算を行っても、通常の実力のコンピュータを用いた計算では細かい変動はカットされてしまい、乱流の特質の全てを捉えることは困難である。

一般に、乱流の本質を知るためには高周波の変動まで捉えることが必要とされており、そのためには極めて高いカットオフ周波数を持つローパスフィルターを用いて数値シミュレーションを行う必要がある。つまり、空間的に考えれば非常に細かいメッシュ分割が必要となり、そのためメッシュ数は膨大な量となる。又、空間差分を細かくすれば、当然対応して時間間隔も細かくする必要があり、時間間隔を細かく取れば、定常解を得るまでの計算時間は非常に長いものとなる。このような大規模な計算を行うためには、それに対応した高性能の計算機が必要となる。しかし、後述するように、あまりにも計算量が膨大になるため、近い将来にそのような計算機の出現を期待することは困難であると考えられる。

$$u_i = \langle u_i \rangle + u_i' \quad , \quad p = \langle p \rangle + p' \quad (3.2.3)$$

ここで、風速 u_i , 圧力 p を平均値と変動値に分けて、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &= \langle \langle u_i \rangle + u_i' \rangle + \frac{\partial}{\partial t} \langle \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle + \langle u_i \rangle u_j' + u_i' \langle u_j \rangle + u_i' u_j' \rangle \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \langle \langle p \rangle + p' \rangle + \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \langle u_i \rangle + u_i' \rangle + \frac{\partial}{\partial t} \langle \langle u_i \rangle + u_i' \rangle \right\} \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

($\langle u_i \rangle$), ($\langle p \rangle$) : 平均値、 $u_i \cdot p$ 秩 F 変動量)

と置き、(3.2.1) 式に代入し、アンサンブル平均 $\langle \rangle$ をとれば次式を得る。

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \langle u_i' u_j' \rangle \right\} \quad (3.2.5)$$

(3.2.4) 式で変動量の平均値が 0 となるので、最終的には次式となる。

(3.2.5) 式はレイノルズ方程式と呼ばれる。(3.2.5) 式の右辺の ($-\langle u_i' u_j' \rangle$) がレイノルズ応力であり、乱流による運動量の輸送を表す。(3.2.5) 式は時間的に平均化された乱流場を記述しているので細かい変動は消されており、この方程式が記述している風速や圧力の空間分布は比較的緩やかである。従ってこの式を用いれば比較的荒い差分メッシュによっても、乱流の平均的性状をある程度正しく捉えられるものと考えてよい。多くの数値シミュレーションのための乱流モデルがレイノルズ方程式を出発点としている。この場合、高周波の風速変動の寄与は平均的にレイノルズ応力として表現されているので、数値計算に伴うローパスフィルターの効果により、高周波成分がカットされることに伴う不都合は小さいものと考えてよい。

3.2.1.2 方程式の無次元化

(3.2.1) 式を代表長さ L_0 、代表速度 $\langle u_0 \rangle$ を用いて無次元化すれば次のようになる。

ここで添え字*は無次元量を表し、

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial u_i^* u_j^*}{\partial x_j^*} = \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) \quad (3.2.6)$$

である。

$$u_j^* = \frac{u_j}{\langle u_0 \rangle}, \quad x_i^* = \frac{x_i}{L_0}, \quad t^* = \frac{t}{t_0} = \frac{t}{L_0 / \langle u_0 \rangle}, \quad p_i^* = \frac{p}{\langle p_0 \rangle} = \frac{p}{\langle u_0 \rangle^2},$$

$$\Delta \rho^* = \frac{\Delta \rho}{\Delta \rho_0}, \quad \text{Re} = \frac{\langle u_0 \rangle L_0}{\nu}$$

(3.2.6) 式から判るように、右辺第2項の分子粘性による拡散項はRe数の増大と共に減少していく。従って、(3.2.1) 式を基礎式として数値シミュレーションを行う場合、Re数が大きい流れでは、分子粘性の効果は期待できないことになる。一方、移流項等の差分化に伴う打ち切り誤差による正や負の大小さまじまの数値粘性が生じ、Re数の増大と共にこれらの方が分子粘性より卓越するようになる。数値粘性は、差分化に伴う打ち切り誤差により発生する粘性であり、物理的に何ら意味を持たないものである。負の数値粘性は計算不安定をもたらし、正の数値粘性は不当に安定した数値解を与える。前者の場合は一見乱流に見えるような解を与えることがあり、後者の場合は一見正しい層流解が得られたかのような印象を与える。たとえ実現象によく似た解が得られたとしても、それが数値粘性に基づくものであれば、物理的裏付けが乏しいという意味で正しい解であるとはいえないし、又、そのような方法に安易に頼っている場合は、数値シミュレーションを乱流の予測手法として確立することはできない。

一方、レイノルズ方程式を用いる場合には、一般にレイノルズ応力に対して、新たに渦動粘性係数 n_t を導入したモデル化 (Eddy Viscosity Model (EVM)) が行われる (但し、応力方程式モデルでは n_t は用いない)。この場合には、 n_t に基づく乱流粘性項にRe数に対する依存性はない。なぜならば一般に $\nu_t \propto \langle u_0 \rangle L_0$ であるため、 n_t を L_0 、 $\langle u_0 \rangle$ を用いて無次元化しても、

$$\frac{\nu_t}{\langle u_0 \rangle L_0} \approx \text{const.} \quad (3.2.7)$$

となるからである。従って、Re数の増大に伴い粘性項が小さくなり、その評価を行うのが困難になるという事態は生じにくい。

3.2.2 コントロールボリューム法

CFD で一般的に用いられる計算格子には、スタガードグリッド (staggered grid: 食い違い格子) とコロケーショングリッド (collocated grid: 集中格子) の2種類がある。後者はレギュラグリッド (regular grid: 一般格子) とも呼ばれる。

スタガードグリッドでは図3.2.1(a)で示すように圧力、温度、乱流エネルギーなどのスカラー変数をコントロールボリュームの中心で定義し、速度などのベクトル変数の成分をコントロールボリュームの界面で定義する。スタガードグリッドの採用により、圧力の空間振動を回避することが容易になった。現在もっとも多く使用されているグリッドである。

コロケーショングリッドは図3.2.1(b)で示すように全ての変数をコントロールボリュームの中心、すなわちグリッドの交点で定義する。このため、コロケーショングリッドはスタガードグリッドに比べて、一般化曲線座標や複合グリッドへの拡張が容易であることや、解析結果として算出する乱流統計量の取り扱いが簡明であり、メモリーが大幅に節約できるといった利点を有する。しかし、一方でこのような変数配置の場合、圧力の空間振動が発生しやすく、従来ではその使用を避ける傾向が強かった。この問題に対しいくつかの修正方法が提案されており、この中でも一般的に用いられているのは、Rhie-Chowにより提案されたもので、コントロールボリューム中心で定義する速度に加え、スタガードグリッドと同様にコントロールボリューム中心で定義する速度を与え、これが連続式を満足するように圧力を求める解法したコロケーショングリッドである。現在、コロケーショングリッドといえば、おの方法を採用したコロケーショングリッドを指す場合が多い。但し、このコロケーショングリッドを採用した場合、コントロールボリューム中心で定義する速度に基づく連続条件が高精度で満足されない。このため、LES (Large Eddy Simulation) などに適用した場合、運動エネルギーが保存されず、スタガードグリッドを用いた解析に比べ予測精度が悪化するという報告もあり、注意を要する。

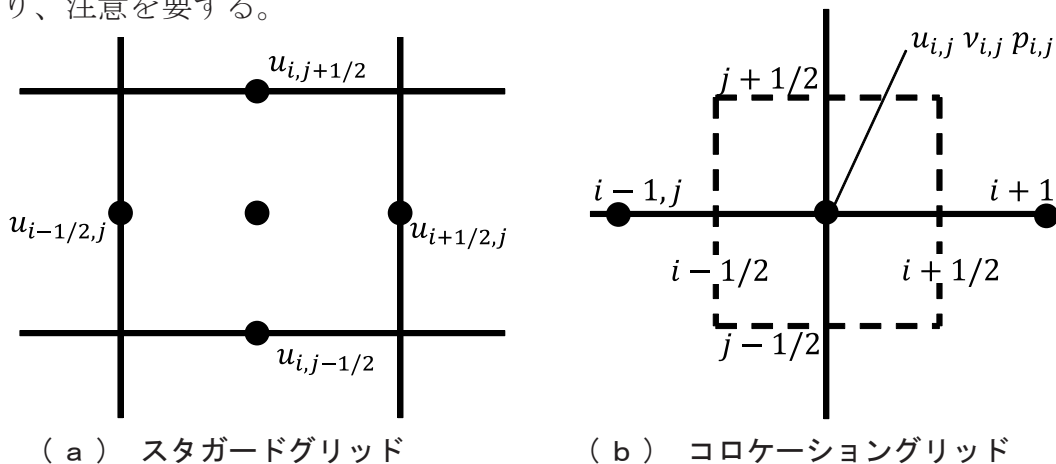


図 3.2.1 CFD で用いられる計算格子

3.2.3 移流項の差分スキーム

N-S 方程式の移流項は非線形項で大きな数値誤差を生む原因となりやすいのでその差分近似は特に大切である。この項の存在が N-S 方程式の数値解法を特に困難なものにしている。移流項の差分演算子は、数値積分のプロセスにおいて不安定の原因になることが多く、これを避けるために様々な工夫が施されるが、反面この工夫が数値粘性などの誤差をもたらす原因となりやすい。

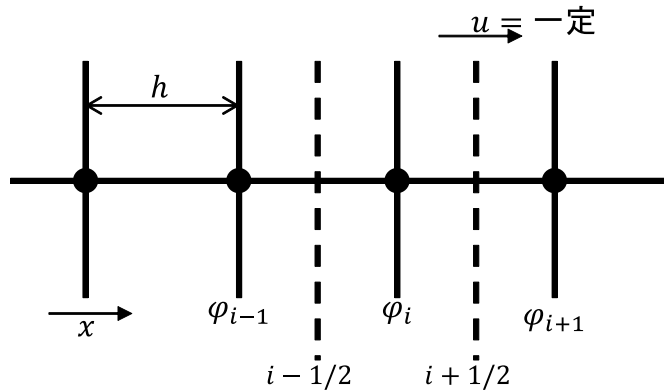
3.2.3.1 移流項の差分スキームの誤差

差分スキームを用いて離散化を行う場合、当然差分スキームの次数に応じて打ち切り誤差が生じる。この誤差には大きく分けて 2 つある。1 つは偶数階の微分項を含む打ち切り誤差項に由来する散逸誤差 (dissipative error) と呼ばれる誤差である。これは格子分解能近くの高波数成分を減衰させ、得られる数値解析結果を空間的に滑らかで拡散的にする性質を持つものである。散逸誤差を生じる誤差項は結果的に人工的な粘性として機能することから数値粘性項と呼ばれる。もう 1 つは奇数階の微分項を含む打ち切り誤差項に由来する分散誤差 (dispersive error) と呼ばれる誤差である。これは格子分解能近くの高波数成分の位相誤差を生じさせ、空間的な数値振動 (wiggle) を引き起こす性質をもつものである。

数値解析を行う上では、散逸誤差は数値粘性を生じ安定化条件として働くことになるが、過剰な数値粘性が付加されると本来の流体とは大きく性質の異なる流れを解くことになり解析結果を大きく歪めてしまう。一方、分散誤差は数値振動を生じさせ計算不安定を招くことが多い。差分スキームを構築する場合、この両者を同時にかつ完全に除去することは困難であり、そのため数値粘性と数値不安定のバランスを考えて、実用上利用しやすいスキームが各種提案されている。表 3.2.1 に単純な一次元流れ場におけるスカラーの移流項 $-u\partial\phi/\partial x$ (または $-\partial u\phi/\partial x$) について、各種の差分スキームを示す。但し、ここでは流速 u は一定流速を仮定する。

表 3.2.1 移流項に関する各種差分スキーム

(アンダーラインは打ち切り誤差項を意味する。点線の部分は、そのスキーム独特の機能を発揮させるため意図して導入した数値粘性を、実線の部分はそれ以外の結果的に発生した打ち切り誤差を示す。)



(A) 2次精度中心差分スキーム

$$\begin{aligned}
 -u \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_i &\cong -u \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_{i-1}}{2h} \\
 &= -u \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_i + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3} \right)_i h^2 + \dots \right]
 \end{aligned}$$

(B) 風上差分スキーム

(a) 1次精度風上差分

$$\begin{aligned}
 -u \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_i &\cong -u \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_{i-1}}{2h} + |u| \frac{\varphi_{i+1} + 2\varphi_i + \varphi_{i-1}}{2h} \\
 &= -u \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_i + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3} \right)_i h^2 + \dots - \frac{1}{2} \frac{|u|}{u} \left\{ \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right)_i h + \frac{1}{12} \left(\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} \right)_i h^3 + \dots \right\} \right]
 \end{aligned}$$

(b) 2次精度風上差分

$$\begin{aligned}
 -u \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_i &\cong -u \frac{-\varphi_{i+2} + 4\varphi_{i+1} - 4\varphi_{i-1} + \varphi_{i-2}}{4h} + \frac{\varphi_{i+2} - 4\varphi_{i+1} + 6\varphi_i - 4\varphi_{i-1} + \varphi_{i-2}}{4h} \\
 &= -u \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_i - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3} \right)_i h^2 + \dots - \frac{1}{4} \frac{|u|}{u} \left\{ \left(\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} \right)_i h^3 + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^6 \varphi}{\partial x^6} \right)_i h^5 + \dots \right\} \right]
 \end{aligned}$$

(c) QUICK (2次精度風上差分)

$$\begin{aligned}
 -u\varphi_{i+1/2} &\cong u \frac{-\varphi_{i+2} + 9\varphi_{i+1} + 9\varphi_i - \varphi_{i-1}}{16} + |u| \frac{\varphi_{i+2} - 3\varphi_{i+1} + 3\varphi_i - \varphi_{i-1}}{16} \\
 &= u \left[\varphi_{i+1/2} - \frac{3}{128} \left(\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} \right)_{i+1/2} h^4 + \cdots - \frac{1}{16} \frac{|u|}{u} \left\{ \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3} \right)_{i+1/2} h^3 + \frac{1}{8} \left(\frac{\partial^5 \varphi}{\partial x^5} \right)_{i+1/2} h^5 + \cdots \right\} \right] \\
 - \left(\frac{\partial u \varphi}{\partial x} \right)_i &\cong \frac{-(u\varphi)_{i+1/2} + (u\varphi)_{i-1/2}}{h} \\
 &= -u \frac{-\varphi_{i+2} + 9\varphi_{i+1} + 9\varphi_i - \varphi_{i-1}}{16} - |u| \frac{\varphi_{i+2} - 3\varphi_{i+1} + 3\varphi_i - \varphi_{i-1}}{16} \\
 &\quad + u \frac{-\varphi_{i+1} + 9\varphi_i + 9\varphi_{i-1} - \varphi_{i-2}}{16} - |u| \frac{\varphi_{i+1} - 3\varphi_i + 3\varphi_{i-1} - \varphi_{i-2}}{16} \\
 &= -u \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_i + \frac{1}{24} \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3} \right)_i h^2 + \cdots - \frac{1}{16} \frac{|u|}{u} \left\{ \left(\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} \right)_i h^3 + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^6 \varphi}{\partial x^6} \right)_i h^5 + \cdots \right\} \right]
 \end{aligned}$$

(d) ハイブリッド及び最適化風上差分スキーム

$$-u \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_i \cong -u \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_{i-1}}{2h} + \left\{ |u| \frac{\varphi_{i+1} + 2\varphi_i + \varphi_{i-1}}{2h} \right\} \times A$$

①ハイブリッドスキーム (2次精度中心差分又は1次精度風上差分)

$$Pe = \frac{uh}{\Gamma} \leq 2 : A = 0 \quad , \quad Pe = \frac{uh}{\Gamma} > 2 : A = 1 \quad , \quad \text{ここで } \Gamma \text{ は拡散係数}$$

②最適化風上差分スキーム

$$0 \leq A \leq 1 \quad , \quad A : Pe \text{ と場所によって経験的判断に基づき変化させる}$$

3.2.3.2 中心差分スキーム

このスキームはもっとも一般的でよく用いられる差分スキームである。2次精度の差分を指すのが一般的であるが、近年では4次精度、6次精度のような高次精度の中心差分の利用も多くなっている。中心差分スキームの場合、偶数階の打ち切り誤差を持たないのでこれに由来する数値粘性(散逸誤差)を持たないながら、奇数階の微分項を打ち切り誤差として含むため分散誤差による空間的振動(wiggle)を生じやすく、計算安定性に欠ける。2次精度中心差分の場合、表3.2.1に示したように具体的には $(1/6) \cdot (\partial^3 \varphi / \partial x^3) \cdot h^2$ が最も大きな分散誤差となる。

3.2.3.3 風上差分スキーム

風上差分スキームは、一般に中心差分項と人工的に付加した数値粘性項の2つの項として分離することができる。表 3.2.1 に示す各種風上差分スキームは、いずれも (中心差分項)+(数値粘性項) という形式で示されている。このことからわかるように、風上差分スキームにも中心差分項起源による分散誤差が含まれていることになるが、一般には分散誤差よりも散逸誤差 (数値粘性項) が大きく働く。したがって風上差分系のスキームを利用した場合には滑らかで拡散的な解析結果が得られることになる。なお、表 3.2.1 の破線のアンダーラインで示した項は、各種風上差分スキームの中で意図して導入された最も重要な数値粘性項を表している。1次精度風上差分の場合、表 3.2.1 に示すような具体的には $-(1/2) \cdot (|u|/u) \cdot (\partial^2 \phi / \partial x^2) \cdot h$ が意図して導入した主要な数値粘性項である。

(1) 1次精度風上差分

2次精度中心差分に2階微分項を持つ1次精度の大きな数値粘性項を導入したものであり、きわめて安定なスキームである。実用的には大変便利であるので幅広く利用されている。但し、数値粘性のもたらす誤差が一般的に大きくなり過ぎることが多いので十分注意して用いるべきである。

(2) QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics)

Leonardにより1979年に提案された風上差分スキームである。2次精度中心差分と同じく2次の打ち切り誤差を含むが、風上側の重みをもつように設計されており、表 3.2.1 に示すように4階微分を含む3次の数値粘性項 $-(1/16) \cdot (|u|/u) \cdot (\partial^4 \phi / \partial x^4) \cdot h^3$ を持つ。比較的小さな数値粘性による安定性と精度のバランスがとれていることから $k-\epsilon$ モデルなどの RANS (Raynolds Averaged Navier-Stokes equations) モデルに基づく数値解析ではきわめて広く用いられている。ただし LES や DNS (Direct Numerical Simulation) では QUICK スキームの有する数値粘性が誤差要因となり得るので用いられることは殆どない。LES や DNS で風上差分スキームを利用する場合には、付加される数値粘性項の寄与が相対的に小さくなる高次精度のスキームを導入することが必要となる。

(3) ハイブリッド及び最適化風上差分スキーム

中心差分、風上差分のどちらのスキームを利用した場合でも打ち切り誤差に伴う問題が生じる。そこで、両スキームを局所的に使い分けて、両スキームの欠点を補うことを意図したスキームが提案されている。このスキームではセルペクレ (peclet, Pe) 数 uh/Γ (Γ : 拡散係数) (またはセルレイノルズ (Reynolds, Re) 数) などを判定基準として、①中心差分と使い分ける、②中心差分に風上差分の数値粘性項を重み付けるといった方法がとられる。一般に①の方法をハイブリッド

スキーム、②を最適化風上差分スキームと呼ぶ。表 3.2.1 では 2 次精度中心差分と 1 次精度風上差分を基にしたスキームを示しているが、ハイブリッド及び最適化風上差分スキームの考え方は、高次精度の中心・風上差分に対しても適用できる。

3.2.4 乱流のモデル化

3.2.4.1 乱流におけるエネルギー散逸機構とマイクロスケール

乱流の最も顕著な特徴の一つは、大小様々なスケールの渦（風速変動）が存在することである。Re 数が大きくなると渦のスケールも極めて小さなスケールにまで及び、その極めて小さい風速変動までが重要な意味を持つ。乱流の運動エネルギーは、大きなスケールの渦が小さなスケールの渦を作り出すいわゆるカスケードと呼ばれるプロセスにより大きな渦（長波長の風速変動）から小さな渦（短波長の風速変動）に順次伝達される。大きなスケールの渦においては粘性力はほとんど作用しないが、カスケードの最終段階である最も小さなスケールの渦（最小渦）においては、運動エネルギーは分子粘性により熱エネルギーとして消散される。従って、これより小さなスケールの渦は存在しない。この運動エネルギーの散逸のプロセスが乱流において非常に重要であり、乱流の本質を知るためには極めて短波長の変動まで捉えなければならない理由である。

この過小渦の大きさは、Kolmogoroff のマイクロスケール η と呼ばれ、その大きさは次式で評価される。

$$\eta \sim \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.2.8)$$

ε は単位時間、単位質量当たりのエネルギー散逸率 [m^2/s^2] であり具体的には風速変動を用いて

$$\varepsilon = \nu \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \quad (3.2.9)$$

で定義される。一方、 ε は η よりはるかに大きなスケールにおけるエネルギー輸送によって順次伝達されたエネルギーが最終的に消散される量であるから、大きなスケールのエネルギー輸送量 = ε による散逸量という考えにより、次式で評価される。

$$\varepsilon \sim \frac{V_0^3}{L_0} \quad (3.2.10)$$

V_0 : 代表的速度 [m/s]

L_0 : 代表的長さ [m]

$$\frac{\eta}{L_0} \sim \text{Re} \quad (3.2.11)$$

$$\text{但し、} \quad \text{Re} = \frac{V_0 L_0}{\nu}$$

(3.2.11) 式よりわかるように、無次元化されたマイクロスケール η の値は L_0 の増大と共に小さくなるのがわかる。 η と L_0 は乱流を特徴づける最も大切な長さスケールであり、乱流の数値シミュレーションにおいてもこれらの量に、注意を払う必要がある。

3.2.4.2 乱流モデル導入の必要性

乱流を含む流体现象をモデル化せずに (3.2.1) 式をそのまま解くシミュレーションを DNS (Direct Numerical Simulation) と呼ぶ。最も単純明快であるので、この方法で正しい解を得ることができれば理想的であるといえる。しかし DNS により高 Re 数の流れを正しく解くには、極めて細かいメッシュ分割が要求されるので、現状のコンピュータの能力のもとでは容易ではない。

メッシュ分割数を試算してみる。正しい解を得るためにはエネルギー散逸機構が再現されるべきであるため、メッシュの分割間隔 h とマイクロスケール η が同程度である必要がある。建築空間内の流れ場では Re 数は小さな場合でも 10^6 を超えており、 $h = \eta$ と仮定すれば (3.2.11) 式からメッシュの分割間隔は代表長さ L_0 の 10^5 分の1程度、即ち L_0 を対象空間の幅とすれば、三次元的には 10^{13} 程度のメッシュ分割が必要である。

このように乱流現象をモデル化せずに乱流の数値解析を行うことは一般的に困難である。そこで変動量に何らかの平均化操作を与えることによって必要な計算量を減らしたうえで扱わざるを得ない。

次章では、乱流モデルとして、LES (Large-Eddy Simulation) と $k-\epsilon$ モデルについて述べる。

第3章 LES (Large Eddy-Simulation) の解析手法

3.3.1 フィルタリングと基礎方程式

LES (Large Eddy Simulation) におけるフィルタリングは、以下に示す定義に従う。

$$\bar{u}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x - \xi) u(\xi, t) d\xi \quad (3.3.1)$$

ここで、 G はフィルタ関数と呼ばれる。瞬時速度 u にフィルタを掛けて得られる \bar{u} は、 u の GS 成分と呼ぶ。NS 方程式にフィルタを掛ける場合、フィルタリングに関する次の条件

$$\overline{u + u} = \bar{u} + \bar{u}$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial s} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial s} \quad \text{ただし、} \quad s = x, t$$

に従うと、次式が得られる（ただし、密度は定数）。

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.3.2)$$

又は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \rho (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} \\ &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \right] \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

なお、LES では、 $\overline{u_i u_j} \neq \bar{u}_i \bar{u}_j$ の関係が成り立つ。

式で、 \bar{u}_i は直接求めることが出来るが、 $\overline{u_i u_j}$ を直接求めることは出来ない。その為、 $\overline{u_i u_j}$ を以下のように分解する。

$$\overline{u_i u_j} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u_j'} + \overline{\bar{u}_j u_i'} + \overline{u_i' u_j'} \quad (3.3.4)$$

ただし、 $u_i' = u_i - \bar{u}_i$ の関係に基づく。あるいは、

$$\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{\bar{u}_i u_j'} + \overline{\bar{u}_j u_i'} + \overline{u_i' u_j'} \quad (3.3.5)$$

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

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u_j'} + \overline{\bar{u}_j u_i'}$$

$$R_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$$

とし、 L_{ij} を Leonard 項 (レナード項)、 C_{ij} を Cross 項 (クロス項)、 R_{ij} を

と Reynolds 項 (レイノルズ項) と分離する。

L_{ij} 、 C_{ij} 、 R_{ij} は、使用するフィルタによって現れない場合がある。

次に、 R_{ij} に対するモデル化について記述する。

3.3.2 Subgrid Scale モデル (SGS モデル)

NS 方程式の非線形項 (= 移流項) をフィルタ化して得られた $\overline{u_i u_j}$ は、そのままでは直接扱うことが出来ない。ただし、 $\overline{u_i u_j}$ を L_{ij} 、 C_{ij} 、 R_{ij} に分解し、 $L_{ij} + C_{ij} = 0$ とすることで、扱う対象を $R_{ij} = \overline{u_i u_j}$ のみに限定することが出来る。

ここでは有限体積法をベースとしている為、体積平均型フィルタを掛けているものと見なせる。従って、フィルタ化した NS 式からは、Reynolds 項 R_{ij} のみが生じる。そこで、Reynolds 項 R_{ij} のモデル化のみを行う。ここでは、以下に示す 4 種類の SGS モデルを採用している。

- Smagorinsky モデル
- Dynamic Smagorinsky モデル (DSM)
- WALE (Wall-Adapting Local Eddy-viscosity) モデル
- 混合時間スケールモデル (MTS)

3.3.2.1 Smagorinsky モデル

Smagorinsky モデルは、最もシンプルかつ広く使われている SGS モデルである。Smagorinsky モデルは、次式により示される。

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = 2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \\ \nu_{SGS} &= (C_S \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \\ |\bar{S}| &= \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \\ \bar{S}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \tag{3.3.6}$$

ここで、 C_S は Smagorinsky 定数、 $\bar{\Delta}$ はフィルタのサイズを表す。Smagorinsky 定数 C_S は、ダクトや円管内流れの様な内部流れでは $C_S = 0.1$ を、物体周りの流れの様な外部流れでは $C_S = 0.15$ が推奨値とされている。

一方、フィルタサイズ $\bar{\Delta}$ は、コントロールボリュームの体積

$$V = \bar{\Delta}x * \bar{\Delta}y * \bar{\Delta}z (\bar{\Delta}x, \bar{\Delta}y, \bar{\Delta}z: x, y, z \text{ 方向の格子長さ})$$

を用いて、 $\bar{\Delta} = V^{\frac{1}{3}}$ で定義する。

3.3.2.2 Dynamic Smagorinsky モデル (DSM)

前述の Smagorinsky モデルは、簡便故に解析形状の複雑さを問わず、多くの乱流場の予測に使われている。しかし、同時に以下の様な問題点が指摘されている。

- ・最適な Smagorinsky 定数 が一意に定まらない（流れ場に強く依存）。
- ・壁近傍で渦粘性係数が有限値となる（壁面近傍における物理量の漸近値が正しくない）。
- ・層流領域においても、有限な渦粘性係数を予測する（層流⇄乱流の遷移問題を扱えない）。

上記の問題に対する解決策として、次に示す Dynamic Smagorinsky モデルがある。このモデルは、Smagorinsky モデルで導入したグリッドフィルタ $\bar{\Delta}$ より大きなサイズのテストフィルタ $\tilde{\Delta}$ を導入し、これを NS 式に適用して新たな SGS モデルを導出する。次式により表される。

$$C_S^2 = \frac{1M_{ij}I_{ij}}{2\tilde{\Delta}^2 M_{kl}M_{kl}} \quad (3.3.7)$$

$$M_{ij} = |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} - \alpha^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij}$$

$$I_{ij} = (\bar{u}_i \bar{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) - \frac{\delta_{ij}}{3} (\bar{u}_k \bar{u}_k - \tilde{u}_k \tilde{u}_k)$$

$$\bar{\Delta} = \gamma \tilde{\Delta}, 1 + \gamma^2 = \alpha^2, \alpha = 2.0$$

ここで、上式で表現される C_S の決定に対し、Lilly によって提案された最小二乗法による方法を採用している。又、任意の変数 $\bar{\Phi}$ に対するテストフィルタ操作は次式で行う。

$$\tilde{\bar{\Phi}} = \bar{\Phi} + \frac{\bar{\Delta}^2}{24} \frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.3.8)$$

以上の操作を行うことで、 C_S を前もって与える必要は無く、 C_S を場の関数として表現することが出来る。しかし、(1.10-7) 式で得られる C_S は、そのままでは負の値を許容する。これは、一般に、計算上の不安定性や発散を招くため、次の様な平均化操作とクリッピングを行うことでこれらの問題を回避する。平均化操作については、一般に次式で表現される。

$$C_S^2 = \frac{1}{2\bar{\Delta}^2} \frac{\langle M_{ij} I_{ij} \rangle}{\langle M_{kl} M_{kl} \rangle} \quad (3.3.9)$$

ここで、 $\langle \rangle$ は平均化操作を意味する。STREAM では加藤らが行っているテストフィルタを用いた平均化操作を行う。なお、加藤らが指摘している様に、 C_S を厳密に評価する必要は無く、大まかな傾向が得られれば良いと思われるので、常に毎サイクル計算せず、指定されたサイクル毎に指定された回数だけ平均化操作を行う。これにより、計算時間の増加を抑えることが出来る。

クリッピングについては、 C_S が負にならないことを保障すれば良いので、加藤らと同様、次の様な方法で行う。

1. 計算で得られた C_S が負の場合、 $C_S = 0$ とする。
2. $C_S = 0.1$ としたスマゴリンスキーモデルで評価される渦粘性係数が動粘度の1%以下の場合も、 $C_S = 0$ と設定する。
3. C_S の上限値については、一様等方性乱流をスマゴリンスキーモデルで計算する際に使われる $C_S = 0.23$ とする。

3.3.2.3 WALE モデル (Wall-Adapting Local Eddy-viscosity model)

WALE モデルは、DSM 同様、スマゴリンスキーモデルの欠点を克服するために開発された SGS モデルで、次式で表される。

$$v_{SGS} = (C_W \bar{\Delta})^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (3.3.10)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij} + \bar{g}_{ji})$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}^2$$

$$\bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_j}$$

$$\bar{g}_{ij}^2 = \bar{g}_{ik}\bar{g}_{kj}$$

ここで、 C_W は唯一のモデル定数であり、STREAM では、Temmerman らと同様、 $C_W = 0.316$ を採用する。WALE モデルの特徴は渦粘性係数の壁面漸近挙動を正しく再現出来ることである。加えて、DSM で見られるような、テストフィルタ操作、平均化操作及びクリッピングが不要な為、計算負荷は小さくなる。更に、Smagorinsky モデルと同様、その場の速度勾配とグリッドフィルタのみに依存する為、複雑な形状の解析にも適用可能である。

3.3.2.4 混合時間スケールモデル (MTS: Mixed-Time Scale model)

稲垣らによって開発された MTS モデルは、WALE モデルと同様、DSM と Smagorinsky モデルの問題点を解決する為の開発された。MTS モデルの特徴としては、一般的な渦粘性係数が

$$\nu_t \propto (\text{速度スケール}) \times (\text{長さスケール})$$

$$\propto (\text{速度スケール})^2 \times (\text{時間スケール})$$

で記述されることに着目し、速度スケールを

$$(\text{速度スケール})^2 = k_{es} = (\bar{u}_k - \hat{u}_k)^2 \quad (3.3.11)$$

更に時間スケールを、

$$(\text{時間スケール}) = T_S$$

$$T_S^{-1} = \left(\frac{\Delta}{\sqrt{k_{es}}} \right) + \left(\frac{C_T}{|\bar{S}|} \right)^{-1} \quad (3.3.12)$$

の様に2種類の時間スケールを混合した形で与えることにある。ここで、(3.3.11)式に現れる $\hat{\mathbf{u}}_k$ は、 $\bar{\mathbf{u}}_k$ をフィルタリング操作することを意味する。STREAMでは、稲垣らと同様、Simpson 則の適用を前提としたフィルタリング操作を施す。又、(3.3.12) 式の右辺第一項目は、小さな乱流渦の特性時間を、右辺第二項目は、流れの大きなスケールでの特性時間をそれぞれ表す。特に、壁面近傍での時間スケールとしては、 $1/|\bar{S}|$ が適切な時間スケールであるため、これを直接用いることで、壁面で渦粘性係数をゼロにする減衰関数が不要となる。又、層流域では、 $k_{es} \rightarrow 0$ となるため、DSM 同様、遷移問題への適用も可能となる。

なお、MTS モデルの最終形は次の様になる。

$$\begin{aligned} \nu_{SGS} &= C_{MTS} k_{es} T_S \\ C_{MTS} &= 0.05, C_T = 10.0 \end{aligned} \quad (3.3.13)$$

以上より、LES で用いる基礎式は以下となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} &= - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_{SGS}) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \\ \mu_{SGS} &= \rho (C_W \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \\ \mu_{SGS} &= \rho \frac{1}{2} \frac{\langle M_{ij} I_{ij} \rangle}{\langle M_{kl} M_{kl} \rangle} |\bar{S}| \\ \mu_{SGS} &= \rho C_W \bar{\Delta}^2 \frac{S_{ij}^d S_{ij}^{d3/2}}{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}^{5/2} + S_{ij}^d S_{ij}^{d5/4}} \\ \mu_{SGS} &= \rho C_{MTS} k_{es} \frac{C_T \bar{\Delta}}{C_T \sqrt{k_{es}} + \bar{\Delta} |\bar{S}|} \end{aligned} \quad (3.3.14)$$

3.3.3 空間及び時間の離散化精度

LES では (3.3.14) 式を離散化する場合、その離散化精度が需要である。(3.3.14) 式の移流項と拡散項に対し、2次精度中心差分を適用する。一方、時間項については、移流項に対し2次精度のアダムス・バッシュフォース法を、拡散項に対しクランク・ニコルソン法(2次精度)をそれぞれ適用する。

3.3.4 壁面境界条件

STREAM では LES で用いる壁面境界条件に対し、Werner-Wengle 型の境界条件を三層モデルに拡張した以下の式を用いる。

$$\begin{aligned}
 u^+ &= y^+ & (y^+ \leq y_{c1}^+) \\
 u^+ &= A_1 (y^+)^{B_1} & (y_{c1}^+ \leq y^+ \leq y_{c2}^+) \\
 u^+ &= A_2 (y^+)^{B_2} & (y_{c2}^+ \leq y^+)
 \end{aligned} \tag{3.3.15}$$

$$y_{c1}^+ = A_1^{1/(1-B_1)}$$

$$y_{c2}^+ = (A_2/A_1)^{1/(B_1-B_2)}$$

$$u^+ = (u^+/\sqrt{\tau_w})$$

$$y^+ = \sqrt{\tau_w} y/\nu$$

$$A_1 = 2.7$$

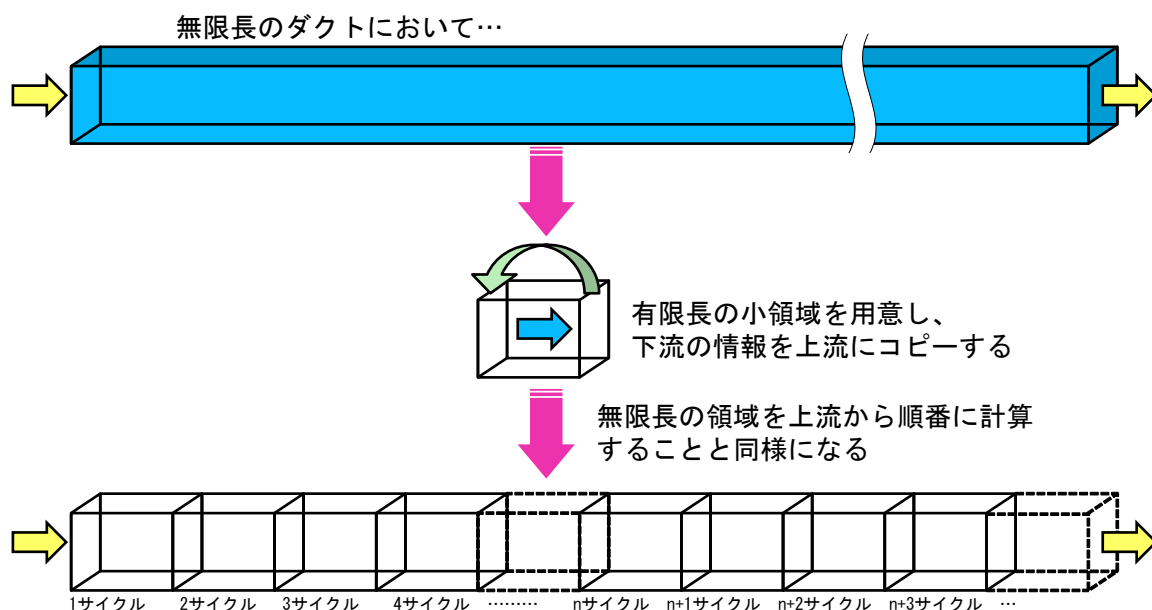
$$A_2 = 8.6$$

$$B_1 = 1/2$$

$$B_2 = 1/7$$

3.3.5 流入条件（ドライバー条件）

LES では、速度規定や圧力規定などの流入条件の他に、ドライバーと呼ばれる特殊な流入条件が利用できる。LES の計算を行う場合、 $k-\epsilon$ モデルのような RANS とは異なり、瞬時の速度情報を流入させる必要がある。しかし、既存の流入条件は、平均値に対する流入のみに対応しているため、そのままでは LES で利用できない。そこで、瞬時の速度情報を流入させる方法が必要となる。ドライバー条件は、（一方通行の）周期境界条件の考え方を利用して、流れ場を発達させながら必要な瞬時速度を作り出す方法である。例えば、図 3.3.1 のようなダクト内部の乱流解析を行う場合、ダクトをそのまま扱うことは、膨大なメッシュ数と計算時間を必要とする。十分に発達した乱流場のみを必要とするのであれば、図 3.3.1 のように、有限長の小領域を用意し、周期境界条件を適用して下流の情報を上流にコピーすることで、あたかも無限長のダクトを上流から時間を追って計算することになり、発達した乱流場を短時間で経済的に得ることが出来る。このように、有限な小領域と周期境界条件を併用して計算を進めることが、ドライバー条件の考え方である。



ここでは、以下のドライバー条件を利用出来る。

1. 完全発達型ドライバー
2. 境界層発達型ドライバー（片岡らの方法）

完全発達型ドライバーは、十分に発達した乱流場を流入条件にする方法であり、主に内部流れの LES 解析で使用される流入条件となる。なお、完全発達型ドライバーでは、予めドライバー上流の流入面の流量または平均流速を設定するだけで、下流の流出面（またはリサイクル面）で十分に発達した乱流速度分布が得られる。

一方、境界層発達型ドライバーは、乱流境界層厚さが徐々に厚くなることを考

慮するドライバーである。ただし、この方法は、壁面摩擦速度や境界層厚さの時間平均値を必要とし、更に、ドライバー下流の流出面において流入面の y^+ を用いて流速を補間する必要があるなどの煩雑な手続きが必要となる。そこで、ここでは、境界層厚さを一定と仮定する以下の片岡らの方法を採用する。

$$\begin{aligned}
 u_{inlet}(y, z, t) &= \langle U \rangle_{inlet}(t) + \Phi(\theta) \times (u_{recy}(y, z, t) - [u](z, t)) \\
 v_{inlet}(y, z, t) &= \Phi(\theta) \times v_{recy}(y, z, t) \\
 W_{inlet}(y, z, t) &= \Phi(\theta) \times (W_{recy}(y, z, t) - [W](z, t)) \\
 \Phi(\theta) &= \frac{1}{2} \left\{ 1 - \tanh \left[\frac{0.8\theta - 0.8}{-0.6\theta + 0.8} \right] / \tanh(0.8) \right\} \quad (3.3.16)
 \end{aligned}$$

$\langle U \rangle_{inlet}(t)$ は予め流入面に設定しておくターゲット流速を、 $[u](z, t)$ は、 x - y 断面での平均値を表す。 x 方向（流速）を流れ方向、 y 方向（流速）をスパン方向、 z 方向（流速 w ）を鉛直方向とする。また、添え字 $inlet$ 及び $recy$ は、それぞれ流入面及びリサイクル面を表す。

$\Phi(\theta)$ は境界層厚さ θ で定義される減衰関数で、流速の変動成分が乱流境界層の外側にまで伝わるのを防ぐ機能を有す。

第4章 k-εモデルの解析手法

3.4.1 レイノルズ方程式に基づく乱流モデル

本章では、レイノルズ方程式を基礎に数値計算を行うモデルとしてk-ε 2方程式モデルを取り上げる。

レイノルズ方程式((3.2.5)式)を数値的に解く場合、未知数は $\langle u_i \rangle$ (平均風速の3成分)、 p の4つとレイノルズ応力($= -\langle u_i' u_j' \rangle$)である。方程式の数は3成分に関する運動方程式(レイノルズ方程式)と連続式の4つであり、レイノルズ応力($= -\langle u_i' u_j' \rangle$)をそのままの形で残せば方程式系が完結しなくなるので、これをモデル化して $\langle u_i \rangle$ 等で表示してやる必要が生じる。

そこで分子粘性とのアナロジーから渦粘性係数を導入し、レイノルズ応力を表現する。

これを Boussinesq の渦粘性モデルといい、2次元境界層の場合、次式で示される。

$$-\langle u_1' u_2' \rangle = \nu_t \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_2} \quad (3.4.1)$$

これは乱流による運動量輸送が平均風速の勾配に比例して輸送されると仮定して、その比例定数として渦粘性係数 ν_t を与えるものであり、EVM(Eddy Viscosity Model)と呼ばれる。渦粘性 ν_t は分子粘性 ν とは異なり物性値ではなく乱れの状態に強く依存し、流れの中で大きく変化する。この ν_t の分布を決定することが次なる問題である。

k-εモデルでは乱流エネルギー k 、乱れの長さスケール l を用いて、渦粘性 ν_t を以下の様に表す。

$$\nu_t = k^{1/2} \cdot l \quad (3.4.2)$$

この時、(3.4.1)式の渦粘性モデルをテンソルの一般形で示せば、

$$-\langle u_i' u_j' \rangle = \nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.4.3)$$

(3.4.3)式の右辺第2項の δ_{ij} はクロネッカーのデルタであり、これはノルマルストレスの和が乱れの乱流エネルギー($k = \langle u_i' u_j' \rangle / 2$)の2倍に等しいことを保つために必要である。

3.4.2 kの輸送方程式

kの輸送方程式は次のようにして導き出される。N-S方程式((3.2.1)式)から平均流に関する運動方程式(レイノルズ方程式(3.2.5)式)を引けば変動量に関する運動方程式として次式が導かれる。

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial u_i'}{\partial t} + \langle u_j' \rangle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial \langle u_i' \rangle}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \\ & = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_i' u_j' \rangle \end{aligned} \quad (3.4.4)$$

(3.2.15)式に u_i' をかけて時間平均をとれば、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j' \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} + \langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i' \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_i' \cdot k' \rangle \\ & \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(1)} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(2)} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(3)} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(4)} \\ & = -\frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_j' \cdot p' \rangle + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left\langle u_j' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \right\rangle - \nu \left\langle \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right\rangle \\ & \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(5)} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(6)} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(7)} \end{aligned} \quad (3.4.5)$$

(但し、 $k' = \frac{1}{2} u_i' u_j'$)

(3.4.5)式がまだ近似を行っていない厳密な形での輸送方程式である。(3.4.5)式の各項の物理的意味を以下に示す。

- (1) kの時間変化
- (2) 平均流によるkの移流
- (3) レイノルズ応力によるkの生産
- (4) kの乱流拡散による輸送
- (5) 圧力変動によるkの方向成分間の再分配
- (6) 分子拡散によるkの輸送
- (7) 分子粘性により熱エネルギーに変換される割合(粘性消散率)

分子粘性に関係のある(6)、(7)の項を書き直して次のように表現する。

$$\begin{aligned} & \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left\langle u_i' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \right\rangle - \nu \left\langle \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right\rangle \\ & \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(6)} \quad \underbrace{\hspace{1.5cm}}_{(7)} \\ & = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \nu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial u_j'}{\partial x_j} \right\rangle \end{aligned} \quad (3.4.6)$$

(8) (9)

(6)の第2項、(7)の第2項が互いに消去され、結局(8)、(9)が残る。

(7) から (9) の変形に関しては、もし、細かいスケールに関して近似的に一様な乱流であるとみなすことができれば、統計量の空間微分が 0 になることにより、

$$\begin{aligned} \nu \left\langle \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right\rangle &= \nu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right\rangle + \frac{\partial}{\partial x_j \partial x_j} \langle u_i' u_j' \rangle \\ &= \nu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right\rangle \end{aligned} \quad (3.4.7)$$

とすることが可能である。したがって、(6) から (8) への変形についても同様の近似化が可能である。(3.4.5)、(3.4.6) 式において時間的平均 ($\langle \rangle$) のついた相関項は未知量であるのでこれらの項を何らかの形で近似しない限り解くことはできない。Launder と Spalding によるこれらの近似の方法について次に概説する。

(3.4.5) 式の (3) の項の $\langle u_i' u_j' \rangle$ に対しては (3.4.2) 式の渦粘性の概念を用いる。従って次式となる。

$$\begin{aligned} -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} &= \nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \\ &= \nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3.4.8)$$

(3.4.5) 式の (4)、(5) の項に関して、両者をまとめて勾配輸送の近似を用いる。

$$\langle u_j' \cdot k' \rangle + \left\langle u_j' \cdot \frac{p'}{p} \right\rangle = -\frac{\nu_t}{\sigma_1} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (3.4.9)$$

(σ_1 : 経験定数)

(3.4.5) 式の (6)、(7) のかわりに (3.4.5) 式の (8)、(9) を用いるが、(9) の項は

$$\nu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_j} \right\rangle = \varepsilon \quad (3.4.10)$$

と置く。 ε は粘性消散率であり、その大きさは十分発達した乱流においては、一般に次式で評価される。

$$\varepsilon \approx \frac{V_t}{l} \quad (3.4.11)$$

(V_t : 例えば乱流速度)

V_t の代わりに $k^{1/2}$ を用い、比例定数を C_D とすれば、

$$\varepsilon \approx C_D \frac{k^{3/2}}{l} \quad (3.4.12)$$

l に関しては、代数のモデルの場合と同様、その空間分布を事前に決めて与える。これが1方程式モデルの特徴であり、また、このモデルの弱点につながるものである。モデル化された方程式は結局次のようになる。

$$\frac{Dk}{Dt} = D_k + P_k - \varepsilon \quad (3.4.13)$$

但し、 D/D_t は実質微分 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \langle u_1 \rangle \frac{\partial}{\partial x_1} + \langle u_2 \rangle \frac{\partial}{\partial x_2} + \langle u_3 \rangle \frac{\partial}{\partial x_3} \right)$ を表し、

$$\text{拡散項 } D_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_1} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (3.4.14)$$

$$\text{生産項 } P_k = \nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (3.4.15)$$

である。

3.4.3 $k-\varepsilon$ 型 2 方程式モデル (浮力を伴わない場合 (等温))

$k-\varepsilon$ 型 2 方程式モデルでは、 k の輸送方程式以外に ε 輸送方程式を用いる。 ε は長さのスケール代表として選ばれたという側面を持っている。 ε の輸送方程式は次のように導かれる。変動量に関する運動方程式 ((3.4.4) 式) を x_k で微分し、両辺に $2v \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right)$ をかけて時間平均をとれば次式となる。

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} &= \underbrace{-2v \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_k \partial x_j} \left\langle u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right\rangle}_{(3)} - \underbrace{2v \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \left(\left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u_k'}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial u_k'}{\partial x_j} \right\rangle \right)}_{(4)} \\
 &\quad - \underbrace{2v \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right\rangle}_{(5)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_j' \cdot \varepsilon' \rangle}_{(6)} - \underbrace{\frac{2v}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial p'}{\partial x_k} \right\rangle}_{(7)} \\
 &\quad + \underbrace{v \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_j \partial x_j} - 2v^2 \left\langle \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j \partial x_k} \right\rangle^2}_{(9)} \tag{3.4.16}
 \end{aligned}$$

(ただし、 $\varepsilon' = \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}$)

(3.4.16) 式において、(3)、(4) は平均流による、また (6) はボルティックスストレッチングによる ε のプロダクションを示す。(6)、(7)、(8) の項はそれぞれ速度変動、圧力変動、粘性の寄与による ε の拡散項と解釈される。(9) 項は粘性による ε の消散を示す。

(3.4.16) 式中で時間平均 ($\langle \rangle$) を含む項は何らかの近似が必要である。しかしながら (3.4.16) 式の右辺の各項は、いずれも粘性が主要な役割を果たす極めて小さなスケールで生じる現象により記述されているため、これを平均流の勾配やレイノルズストレス等の 2 次相関項等を用いて近似することは、式の本来の特性に鑑みて適切でないと考えられる。すなわち (3.4.16) 式の各項は、乱流エネルギー k や平均流の運動方程式で現れる比較的大きなスケール (乱れの積分長さスケール等が対応) の現象に比べ極めて小さなスケールにより特徴づけられているため、この各項を直接大きなスケールで変化する諸量で近似することが不可能である。しかしながら、前述したように ε は最終的には大きなスケールの流れ場によりコントロールされているため ($\varepsilon \sim k^{3/2}/l$)、(3.4.16) 式で示される exact な方程式とは別にマクロスコピックな知見からこれをモデル化するというアプローチを採ることが可能である。乱流では、大局的には大きなスケールの乱れが平均流からエネルギーを受け取る割合 (乱流エネルギー生産の割合) と、小さなスケールの乱れの粘性散逸によりエネルギーが消散される割合が釣り合っていると考えられる。この意味で ε の輸送方程式のモデルをこの乱流エネルギーの生産に関連した物理量のスケールで作成することは、十分な妥当性を持っている。

ところで、 ε は k の輸送方程式と同様に生産項と消散項を持っているものと考えるのが妥当であり、この考えに基づいて Davidov らによりマクロな見地から両者が次式のように近似されている。 ε の平均流による生産項 P_ε 、 ε の粘性消散項を ε_ε と表すとすれば、

$$P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon = (C_1 P_k - C_2 \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} \quad (3.4.17)$$

ここで P_k は (3.4.15) 式で定義されている k の生産項であり C_1 、 C_2 は経験定数である。また、 ε の乱流拡散も k の輸送方程式と同様に曾於拡散フラックス ($\langle u_j, \varepsilon' \rangle$) が、 ε の勾配に比例するモデルを用い、次式を用いる。

$$\langle u_j' \cdot \varepsilon' \rangle = -\frac{\nu_t}{\sigma_2} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \quad (3.4.18)$$

(3.4.17)、(3.4.18) 式の拡散、生産、消散を表す各項により、 ε の輸送方程式は結局次式のようにモデル化される。

$$\frac{D_\varepsilon}{D_t} = D_\varepsilon + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 P_k - C_2 \varepsilon) \quad (3.4.19)$$

$$\text{但し、 } D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_2} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} \quad (3.4.20)$$

上記 (3.4.19) 式は、やや乱暴であるが、 k の輸送方程式 (3.4.14) 式に ε/k を乗じて次元を ε に変更したものに近いと解釈することも可能である。

渦粘性 ν_t は (3.4.3)、(3.4.12) 式の関係より、

$$\nu_t = C_D \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.4.21)$$

となる。

これまでに、 C_D 、 C_1 、 C_2 、 s_1 、 s_2 の5つの経験定数が表れた。

Spalding と Launder は σ_1 、 σ_2 については、

$$\sigma_1 = 1.0 \quad , \quad \sigma_2 = 1.3 \quad (3.4.22)$$

を提案している。 C_D については、 k の生産と散逸がだいたい平衡であるような流れ場の中の実験に基づいて次のように定められた。

$$C_D = 0.09 \quad (3.4.23)$$

$$C_D = \left(\frac{-\langle u_i' u_j' \rangle}{k} \right)^2 \quad (3.4.24)$$

従ってこれより $\frac{|\langle u_i' u_j' \rangle|}{k} = 0.3$ である。従って、 $C_D=0.09$ という値は、乱れが等

方と考えた時の u_i' 、 u_j' の相関係数 $|\langle u_i' u_j' \rangle| / \frac{2}{3}k$ が 0.45 であるということの意味していると考えてよい。

Launder 等は、 C_1 については壁近傍の乱流境界層における実験式より、又、 C_2 については格子背後の乱れの減衰の実験から次のように導いている。

$$C_1 = 1.59 \quad , \quad C_2 = 2.0 \quad (3.4.25)$$

さらに彼らは、より広範な流れ場に適合する推奨値として computer optimization により次の値を提案している。

$$C_1 = 1.44 \quad , \quad C_2 = 1.92 \quad (3.4.26)$$

3.4.4 $k-\varepsilon$ 型2方程式モデル（浮力を伴う場合（非等温））

非等温の浮力を伴う場合の平均流れ場は以下の方程式系によって記述される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} \\ &= -\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - g\beta \langle \Delta \theta \rangle \delta_{i3} \end{aligned} \quad (3.4.27)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4.28)$$

$$\frac{\partial \langle \Delta \theta \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle \Delta \theta \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_t \cdot \frac{\partial \langle \Delta \theta \rangle}{\partial x_j} \right) \quad (3.4.29)$$

但し、 $\langle \Delta \theta \rangle = \langle \theta \rangle - \langle \Delta \theta_0 \rangle$

$\langle \theta \rangle$: 各点における温度

$\langle \Delta \theta_0 \rangle$: 周辺の流体の平均温度

g : 重力加速度 (-9.8m/s^2 , x_3 座標軸と逆方向)

β : 空気の体積膨張率 (約 1/300)

$$\Delta \rho = -\beta \rho_0 \langle \theta \rangle \quad (3.4.30)$$

但し、 $\Delta \rho = \rho - \rho_0$

ρ : 各点の流体密度

ρ_0 : 周辺の温度 T_0 の流体の平均密度

上式では、温度差により浮力の生じる場合を示したが、空気と密度の異なるガスの場合も取り扱いと同じである。この場合、 Δr と代表密度差 Δr_0 及び濃度 C の間には次式の関係が成り立つ。

$$\Delta \rho = \Delta \rho_0 \times C \quad (3.4.31)$$

但し、 $\Delta \rho = \rho_s - \rho_0$

ρ_s : 排出されたガスの密度

C : 各点におけるガスの濃度 (希釈率)

(3.4.26) 式の浮力項に対して、(3.2.1) 式と (3.2.5) 式から等温の場合の k の輸送方程式と同様の操作を施せば、 k の輸送方程式中に新たな浮力による乱流エネルギー k の生産項 G_k が現れる。

$$G_k = -g\beta\langle\theta \cdot u_i'\rangle\delta_{i3} \quad (3.4.32)$$

但し、 θ : 温度の瞬時値
 $\langle\theta\rangle$: 温度の時間平均値

これを勾配輸送で近似すると、

$$G_k = -g\beta\langle\theta' \cdot u_i'\rangle\delta_{i3} \quad (3.4.33)$$

となる。

又、 ε の方程式においても同様に、浮力に基づく ε の生産項 G_k が新たに現れる。非等温流の場合の (3.4.4) 式に相当する式に含まれる浮力項 ($-gbq'd_{i3}$) に対して、(3.4.4) 式から (3.4.16) 式を導くのと同一操作を施すことによって、次元に示す G_ε が得られる。

$$G_\varepsilon = -2vg\beta\left\langle\frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial \theta'}{\partial x_k}\right\rangle\delta_{i3} \quad (3.4.34)$$

浮力による ε の生産項が加わった場合も、等温の場合の (3.4.19) 式と同様のマクロ近似を行うとすれば、(3.4.34) 式の G_k は次元と数値定数を考慮して、

$$(\varepsilon \text{ の生産と消散}) = (C_1P_k + C_3G_k - C_{2\varepsilon})\frac{\varepsilon}{k} \quad (3.4.35)$$

と表されるので、結局、非等温の場合の k の輸送方程式は、

$$\frac{Dk}{Dt} = D_k + P_k + G_k - \varepsilon \quad (3.4.36)$$

ε の輸送方程式は

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = D_\varepsilon + \frac{\varepsilon}{k}(C_1P_k + C_3P_k) - \frac{\varepsilon}{k}(C_{2\varepsilon}) \quad (3.4.37)$$

となる。

非等温の場合を対象とした k - ε モデルでは、(3.4.27)、(3.4.29)、(3.4.30)、(3.4.36)、(3.4.37) 式を解く。

非等温の場合、等温の場合に現れた 5 つの定数以外に s_3 ((3.4.29) 式) と C_3 ((3.4.37) 式) の 2 つの定数が新たに現れる。 s_3 は乱流プラントル数と呼ばれ、例えば、乱流壁面で 0.85 ~ 1.0、自由乱流で 0.5 ~ 0.7 程度とされている。

浮力による ε の生産に関わる定数 C_3 は、他の定数に比べてまだ確定されておらず、検討の余地が残されている。もし、平均流の勾配による ε の生産と浮力による ε の生産が同等の寄与を持つとするならば、 C_3 は C_1 と同様の値 (~ 1.44) となるはずで Rodi は (3.4.37) 式の下線部の項を次式に書き直している。

Rodi をはじめとする既往の研究により、この 1.44 という値は鉛直方向の速度成分が卓越する流れ場においては比較的良い結果をもたらすが、水平方向の速度成分が卓越する流れ場では、この値を大幅に減ずる必要があることが明らかとなっている。

$$\frac{\varepsilon}{k}(C_1 P_k + C_3 G_k) = \frac{\varepsilon}{k}(P + G_k)(1 + C_3' Rf) \quad (3.4.38)$$

2次元垂直せん断流の場合、

$$Rf = 0 \quad (3.4.39)$$

又、2次元水平せん断流の場合、

$$Rf = -\frac{G_k}{P_k + G_k} \quad (3.4.40)$$

という形で Rf を定める方法を提案している。又、 C_3' の値に関して Rodi は

$$C_3' = 0.8 \quad (3.4.41)$$

としている。これは $Rf=0$ (垂直せん断流) の場合 $C_3=1.44$ に、又 Rf が (3.4.40) 式から与えられる場合 (水平せん断流)、 $C_3=0.29$ に相当する。

又、Viollet 等は (3.4.33) 式で定義される浮力による k の生産項 G_k の正負から C_3 を決定する方法を採用している。彼らは $G_k > 0$ の場合、 $C_3=C_1=1.44$ 、 $G_k < 0$ の場合 $C_3=0$ として計算を行っている。ここで G_k の正負は (3.4.34) 式から明らかのように、流れ場の安定度に対応する。

$$\text{即ち、 } G_k > 0 \text{ は } \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial z} < 0 \quad \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} > 0 \right) \text{ の不安定状態を、}$$

$$\text{又、 } G_k > 0 \text{ は } \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial z} > 0 \quad \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} < 0 \right) \text{ の安定状態を意味する。}$$

非等温の場合の $k-\varepsilon$ モデルをまとめて表 3.4.1 に示す。

$k-\varepsilon$ 型 2 方程式モデルはその導出のプロセスから見て十分に発達した乱流を対象にしていると考えられる。このモデルは理工学分野の各種の問題に適用され、かなりの成功を収めており、現在も広く使われている乱流モデルである。

表 3.4.1 非等温の場合の k - ε モデル

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4.42)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle P \rangle + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] - g\beta \langle \theta \rangle \delta_{i3} \quad (3.4.43)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_1} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + (P_k + G_k) - \varepsilon \quad (3.4.44)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_2} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 P_k + C_3 G_k) - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.4.45)$$

$$P_k = v_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (3.4.46)$$

$$G_k = -g\beta \frac{v_t}{\sigma_\theta} \cdot \frac{\partial \langle \Delta \theta \rangle}{\partial x_i} \delta_{i3} \quad (3.4.47)$$

$$\frac{\partial \langle \Delta \theta \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle \Delta \theta \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_\theta} \cdot \frac{\partial \langle \Delta \theta \rangle}{\partial x_j} \right) \quad (3.4.48)$$

数値定数 : $C_D=0.09$ 、 $C_I=1.44$ 、 $C_2=1.92$

$\sigma_1=1.0$ 、 $\sigma_2=1.3$ 、 $\sigma_3=1.0$

C_3 に関しては

① Viollet 型の場合

• $G_k > 0$ (不安定) の場合 $C_3=C_I$

• $G_k \leq 0$ (安定) の場合 $C_3=0$

② Rodi 型の場合

• 垂直せん断流の場合 $C_3=1.44$

• 水平せん断流の場合 $C_3=0.92$

第4編 非定常状態における自然換気・通風 性能評価手法

第1章 自然換気・通風性能評価の目的

既往の研究では、定常的な気流場の換気性能の評価において換気量・換気回数が用いられている。しかし、非定常状態における気流場の換気性能を評価することは困難である。そこで、本研究では、非定常状態における自然換気・通風性能を評価する手法を作成し、単純住宅モデルにおける自然換気・通風性能を評価することを目的とする。

第2章 自然換気・通風性能評価手法

4.2.1 評価手法の概要

図 4.2.1～4.2.5 に各モデルにおける自然換気・通風性能評価手法を示す。

本研究では非定常状態における自然換気・通風性能を評価する手法として、LES 解析結果を用いて開口部から従量・大きさの無い気流に追従する粒子を散布し、粒子が換気性能評価領域にまで達する到達率を用いる。

粒子は開口部から 1.0[s] 毎に 100 個ずつ散布する。散布した粒子の到達数が一定となり、定常状態に達するまで解析結果を周期的に読み込ませる。

モデルAでは風上側の開口部からのみ室内に流入する様子が観察された為、風上側開口部からのみ粒子を 1.0[s] 毎に 100 個ずつ、10 秒間で計 1000 個を散布する。

モデルB、モデルC、モデルDでは両開口部から交互に気流が流入する為、それぞれの開口部から 1.0[s] 毎に 100 個ずつ、10 秒間で計 2000 個を散布する。

モデルEでは風下側の開口部からの流入が殆どである為、風下側の開口部からのみ粒子を 1.0[s] 毎に 100 個ずつ、10 秒間で計 1000 個を散布する。

散布した粒子の流入数と到達数から 4.1 式より到達率を算出し、開口部の流入量と到達率から、4.2 式を用い、有効流量を求める。又、モデルAの結果とその他のモデルの結果から、4.5 式より有効流量比を求める。尚、開口部流入流量 Q は各粒子散布タイミングにおいて開口面の各メッシュにおける室内流入流速の法線成分をそれぞれの開口面積で積分した値である。

$$r = n_r/n_{in}[\%] \quad (4.1)$$

$$Q_e = Q * r[m^3/h] \quad (4.2)$$

$$Q_s = Q/(v * A)[-] \quad (4.3)$$

$$Q_{se} = Q_s * r[-] \quad (4.4)$$

$$r_e = Q_e/Q_{ea}[-] \quad (4.5)$$

r :到達率[%]、 n_r :到達数 [個]、 n_{in} :流入数[個]、 Q_e :有効換気量[m³/h]、 Q :開口流入量[m³/h]、 Q_s :基準化流入量[-]、 v :基準風速(5.0)[m/s]、 A :開口面積(0.0016)[m²]、 Q_{se} :基準化有効換気量[-]、 r_e :有効換気量比[-]、 Q_{ea} :モデルAの有効換気量[m³/h]

4.2.2 換気性能評価領域の概要

建物の給気口、排気口の位置関係により、流入した気流が居住域へ分配される前に排気される「ショートサーキット」が形成される場合がある^{文15)}。

本研究では「ショートサーキット」を考慮し、モデル中心線から粒子散布面と相対する壁面内を換気性能評価領域とする。換気性能評価領域に到達した粒子のみを換気に寄与する粒子として算出する。尚、モデルBについては粒子散布面 i から散布した粒子は換気性能評価領域 i を、粒子散布面 ii から散布した粒子は換気性能評価領域 ii を評価領域とする。

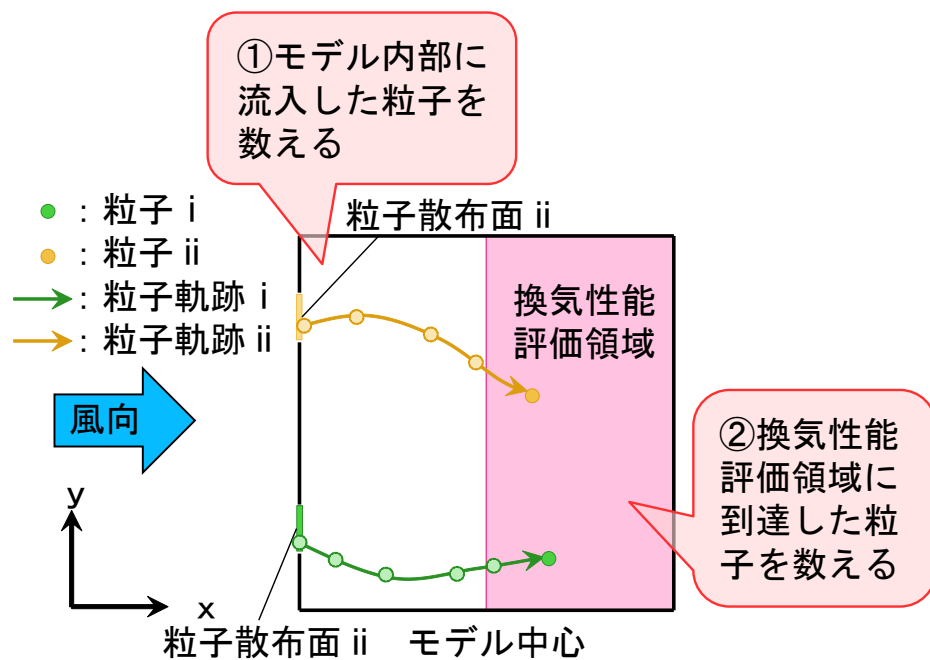


図 4.2.1 モデルAにおける自然換気・通風性能評価手法

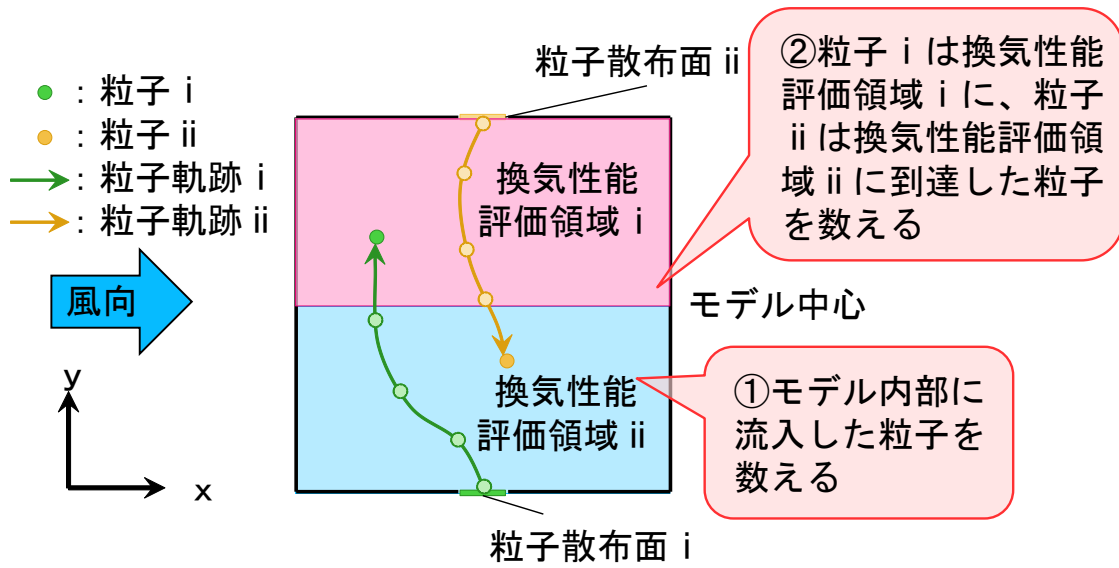


図 4.2.2 モデルBにおける自然換気・通風性能評価手法

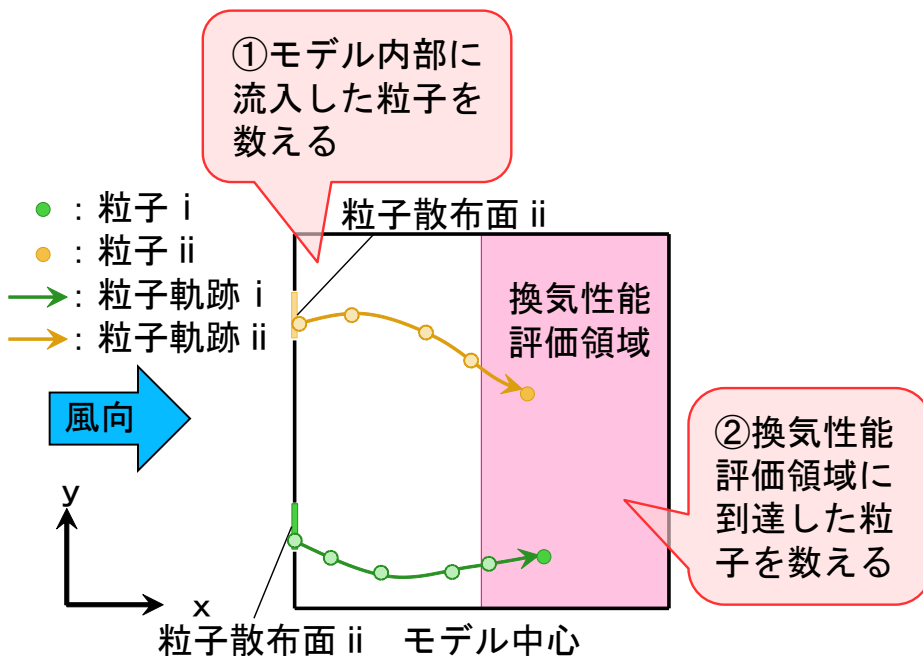


図 4.2.3 モデルCにおける自然換気・通風性能評価手法

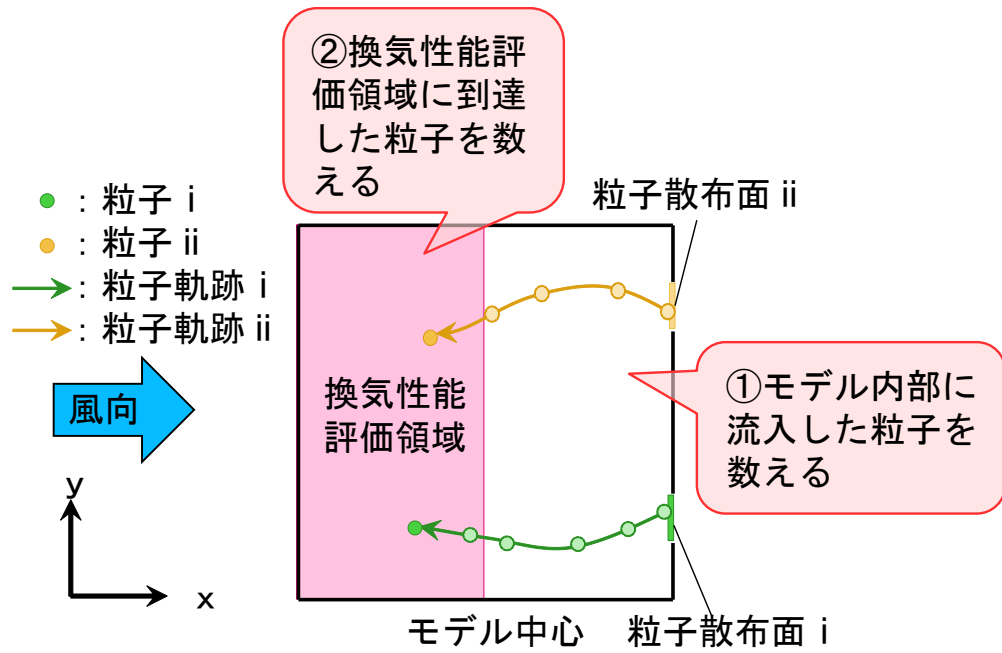


図 4. 2. 4 モデルDにおける自然換気・通風性能評価手法

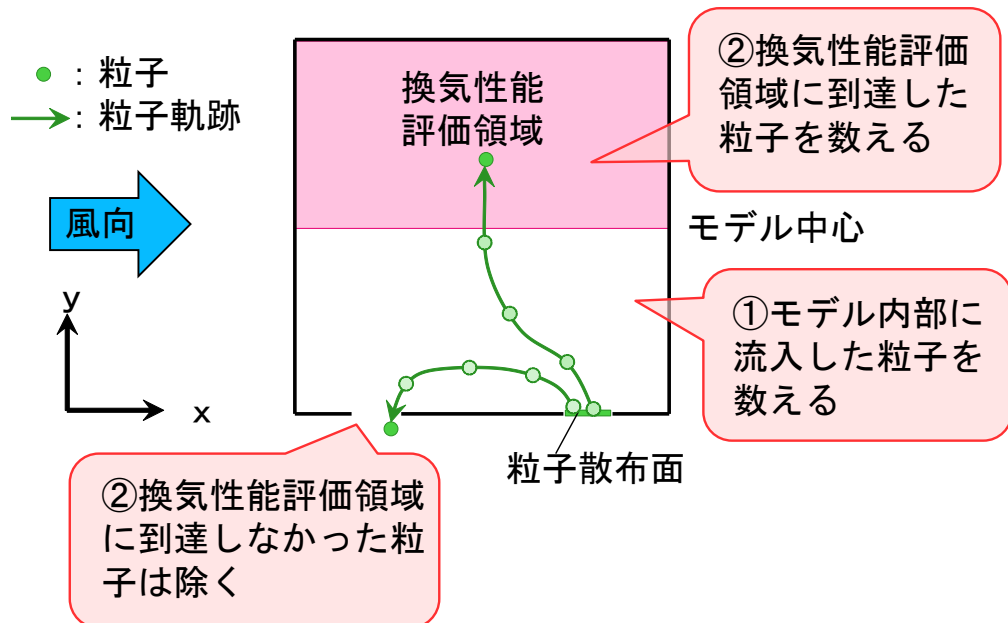


図 4. 2. 5 モデルEにおける自然換気・通風性能評価手法

第5編 数値流体解析の結果

第1章 LESによる解析結果

本章にはLESを用いた数値流体解析の結果を示す。

5.1.1 アプローチフロー

図5.1.1に流入変動気流のx方向の平均風速比分布と乱流エネルギーの鉛直プロファイル(ドライバー領域下流端部: $x = 1500$ [mm])を示す。x方向の平均風速比分布は基準とした $U \propto Z^{1/4}$ の鉛直プロファイルとほぼ一致する。乱流エネルギーの鉛直分布では、風洞実験値と比較して全体的に小さい値となっており、軒高($Z=300$ mm)では風洞実験値と比較して約45~80%となる。

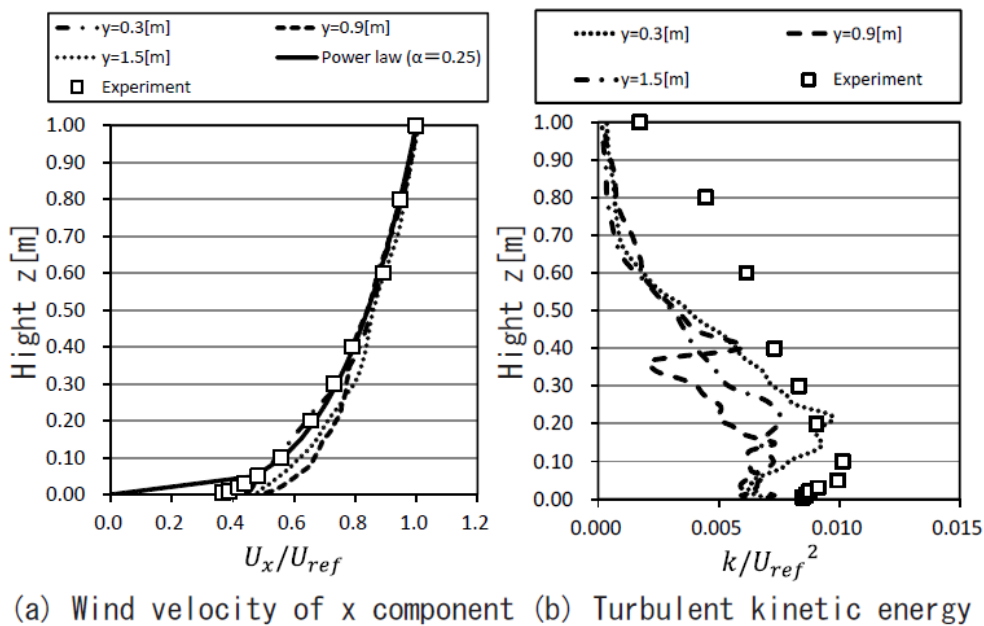


図5.1.1 流入変動気流の平均風速比分布と乱流エネルギーの鉛直プロファイル (ドライバー領域下流端部: $x = 1500$ [mm])

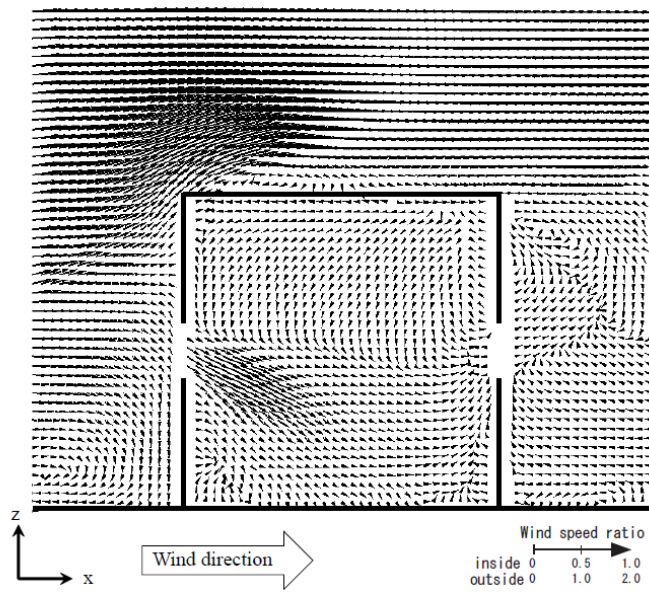
5.1.2 風洞実験によるPIV測定結果とLES解析結果の比較

図5.1.2に平均室内外流速分布の比較(モデルA、鉛直断面)を示す。PIV測定とは、流れに追従する微細なトレーサ粒子を流れ場に散布してレーザシートにより可視化を行い、ハイスピードカメラ等により取得した連続する二時刻間の流れ場の画像を解析することで、流れ場の速度分布を非接触で測定する技術の総称である。

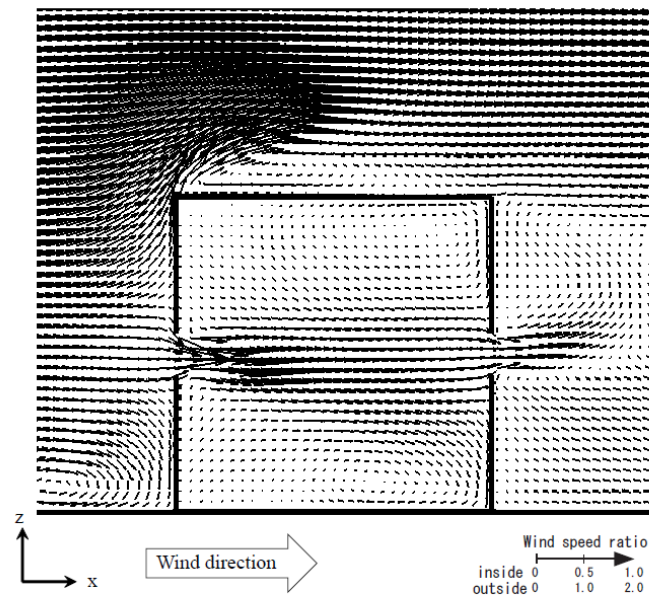
PIV測定結果とLES解析結果を比較すると、モデル室外では風上側外壁面の上流の地表面付近に形成される渦及び屋根面の剥離域内の渦で大きさ、位置ともにほぼ一致している。モデル室内では、両結果ともに風上側の開口部から気流が斜め下向きに流入し、風下側開口部から斜め上向きに気流が流出する様子が捉えられている。ただし、建物モデル内の主流の流入角度はPIV測定結果の方が大きく傾斜している。一方、流出気流ではPIV測定結果は流出角度が比較的上向きとなる傾向があり、LES解析結果では直線的に交流域へ流出後に上昇する傾向がある。

これらの気流性状の不一致の原因としては、図5.1.1(a)において、LES解析結果では流入変動気流の地表面付近の風速が風洞実験結果と比較して速いこと、図5.1.1(b)において、乱流エネルギーが風洞実験結果と比較してLES解析結果では小さいことが考えられる。

本研究で用いた単純住宅モデルを対象とした場合、室内外気流性状はPIV測定とLES解析で定性的に概ね一致しており、流れ場の基本的な構造は再現されているため、LES解析により通風性能評価対象となり得る風洞実験の再現ができたと考えられる。



(a) Distribution of velocity vectors by wind tunnel experiment using particle image velocimetry (PIV)



(b) Distribution of velocity vectors using LES

図 5.1.2 平均室内外流速分布の比較（モデルA、鉛直断面）

5.1.3 相対する壁面に開口を1つずつ有する場合

5.1.3.1 風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する場合（モデルA）

図 5.1.3 ～ 図 5.1.8 に各断面の LES 解析におけるモデルAの解析結果を示す。

モデル側面周辺、モデル上面周辺では、剥離流と逆流が再現されている。

水平断面を見ると、平均的には風上側開口部から風下側開口部に向かって、風速 2.5[m/s] 程度で直線的に流入している。又、モデル内部を循環する流れが形成されている。

しかし、瞬時を見ると、 y 正方向と、 y 負方向に交互に風向きを変え、 y 方向に振幅しながら流入している。又、モデル隅角部では渦を形成している。

鉛直断面を見ると、流入は上下に僅かに風向きが変化し、 z 方向に振幅しながら流入している。流出は、上向きの流れが出来ている。

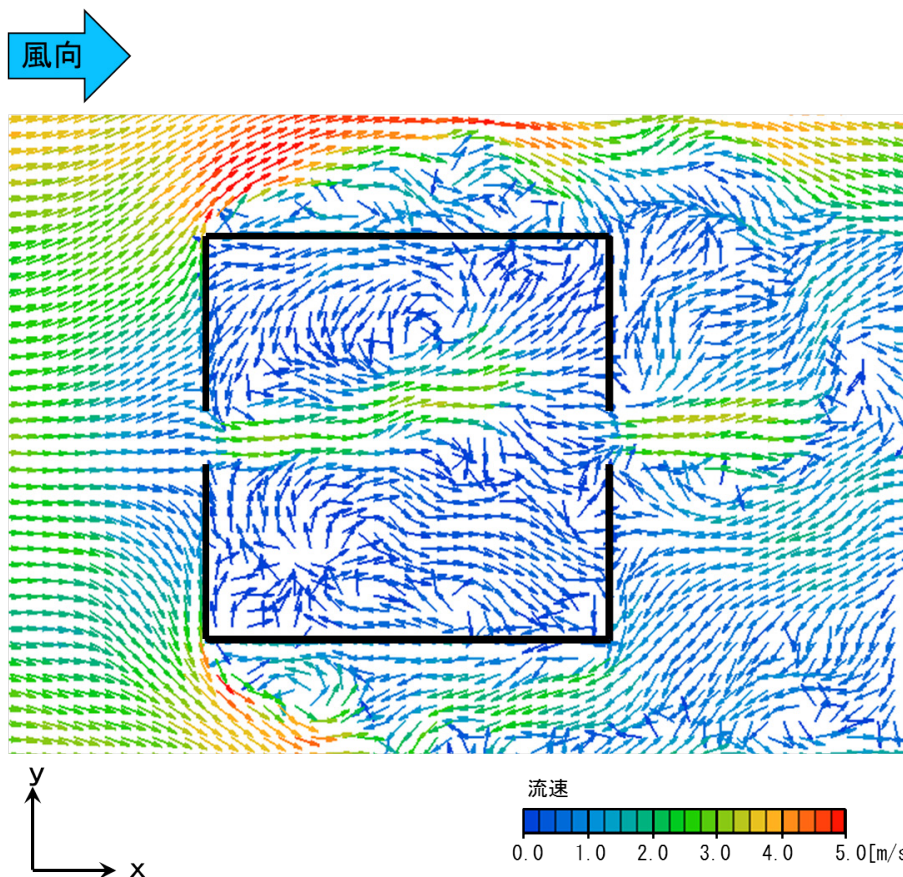


図 5.1.3 LES 解析におけるモデルAの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、6.5492[s])

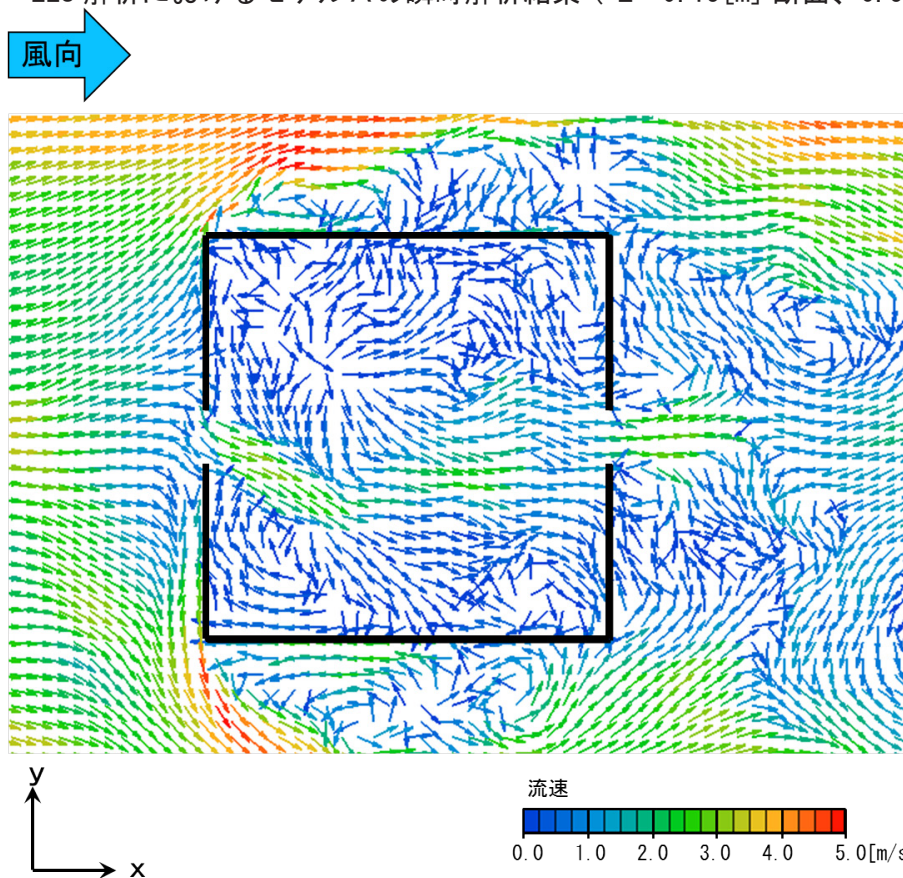


図 5.1.4 LES 解析におけるモデルAの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.3195[s])

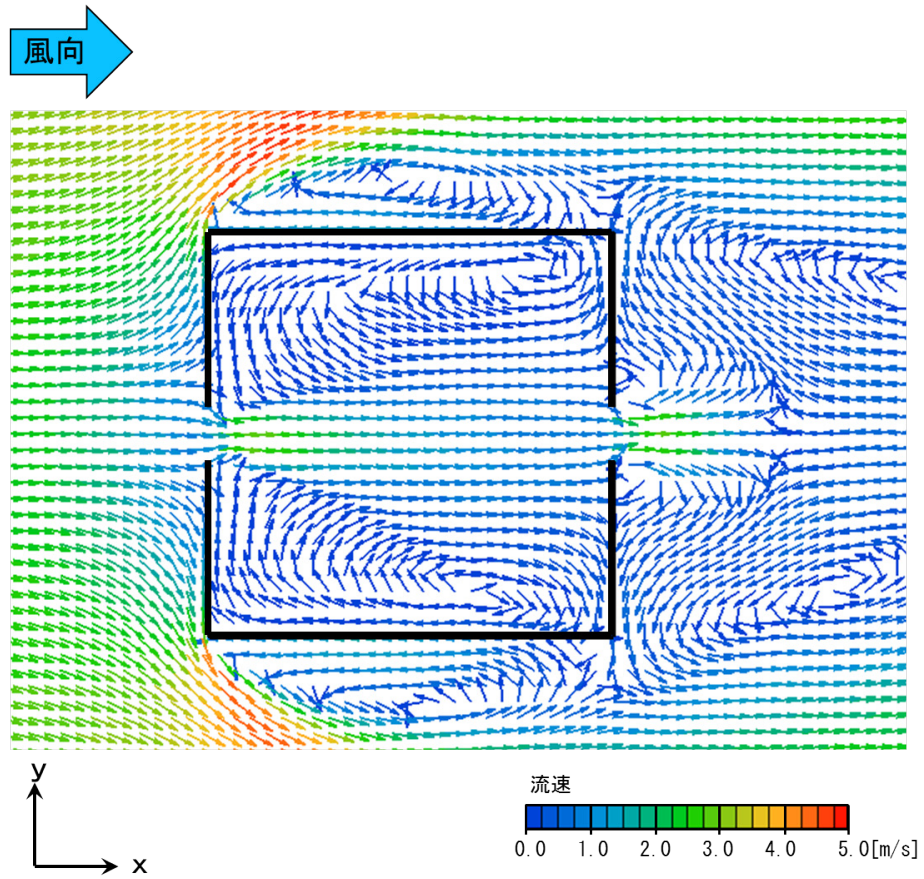


図 5.1.5 LES 解析におけるモデルAの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

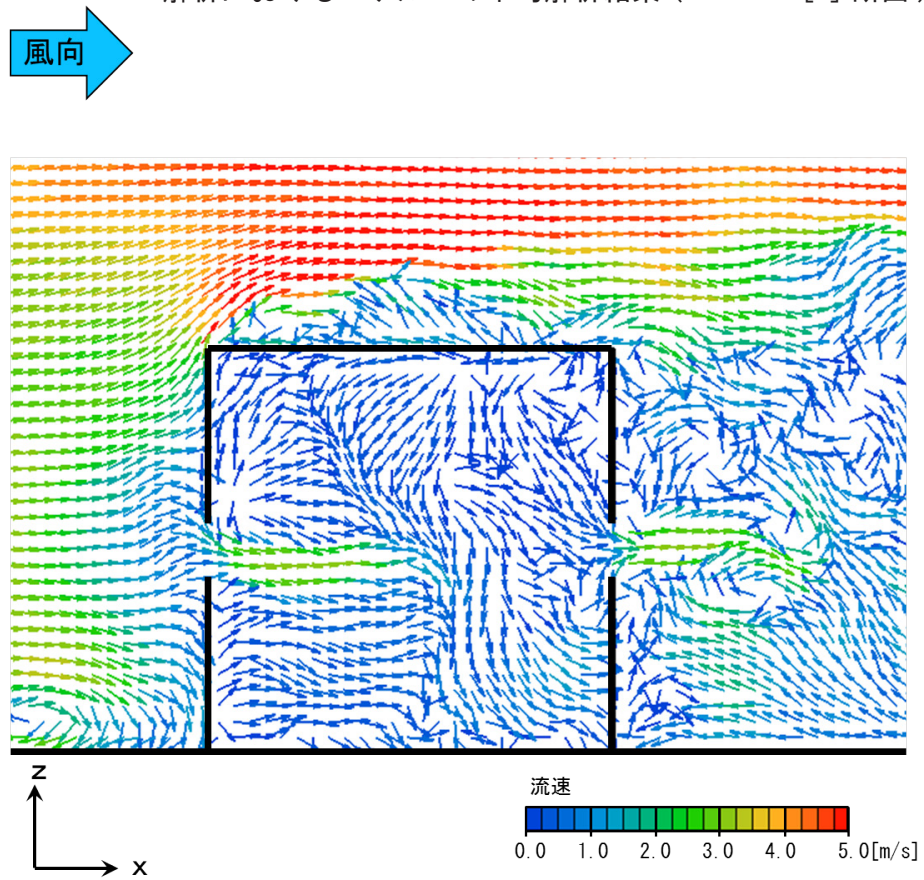


図 5.1.6 LES 解析におけるモデルAの瞬時解析結果 ($y = 0.9$ [m] 断面、 6.5492 [s])

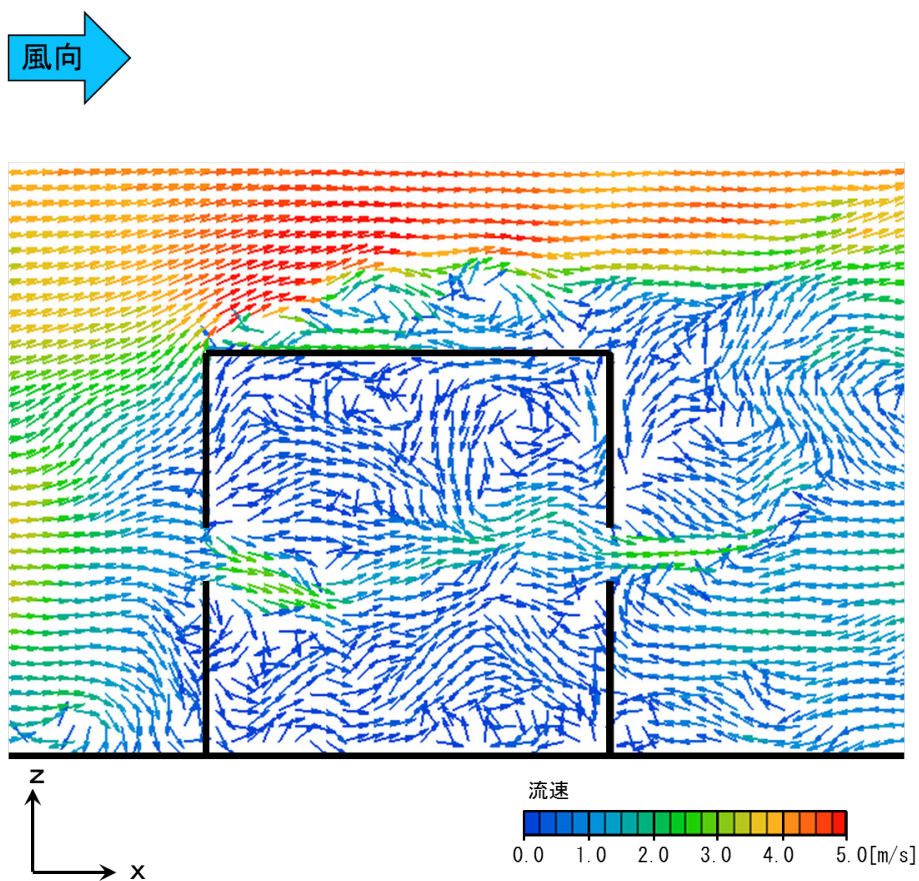


図 5.1.7 LES 解析におけるモデルAの瞬時解析結果 ($y = 0.9$ [m] 断面、7.3195[s])

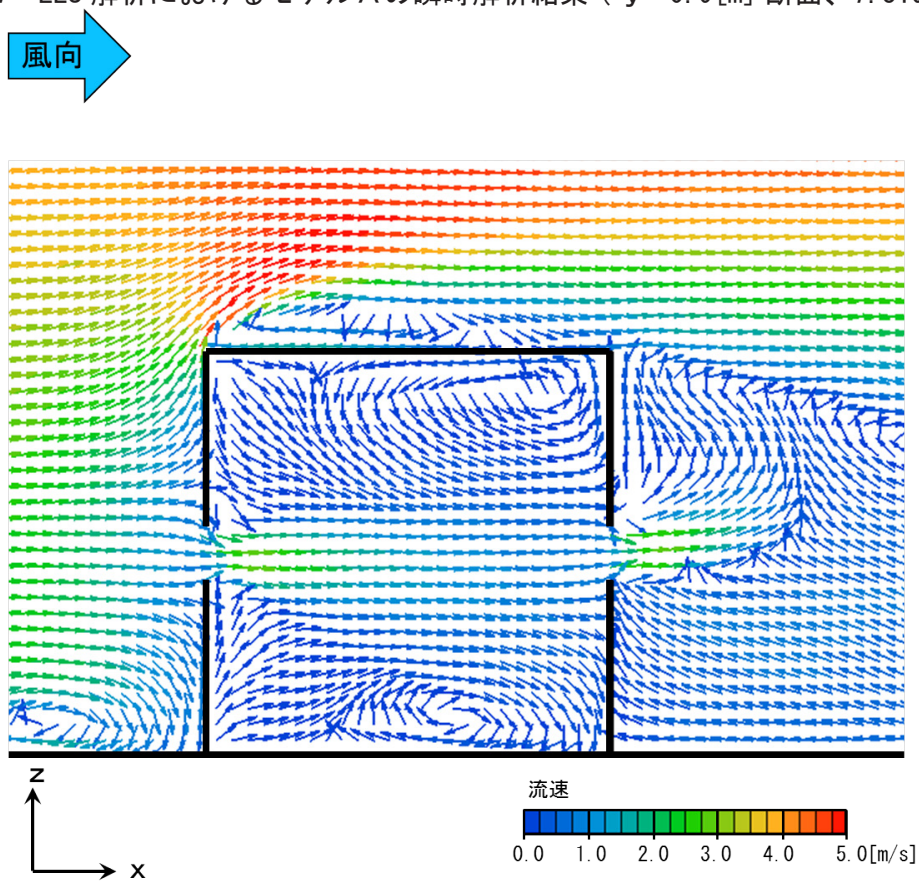


図 5.1.8 LES 解析におけるモデルAの平均解析結果 ($y = 0.9$ [m] 断面)

5.1.3.2 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合（モデルB）

図 5.1.9 ～図 5.1.14 に各断面の LES 解析におけるモデルBの解析結果を示す。モデル側面周辺、モデル上部周辺では、剥離流と逆流が再現されている。水平断面を見ると、平均的には、流入するベクトルが見られない。

しかし、瞬時を見ると、図下部と図上部の開口から交互に気流が風速 1.5 ～ 2.0[m/s] 程度で流入している。又、モデル隅角部では渦を形成している。

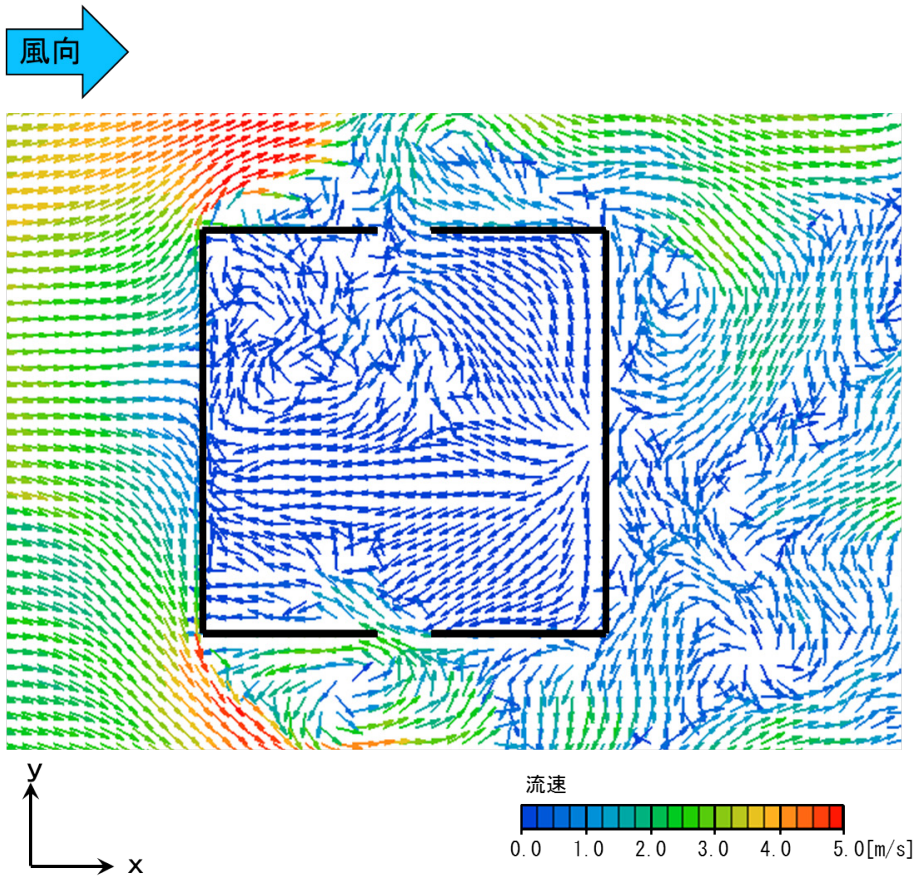


図 5.1.9 LES 解析におけるモデルBの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.6810[s])

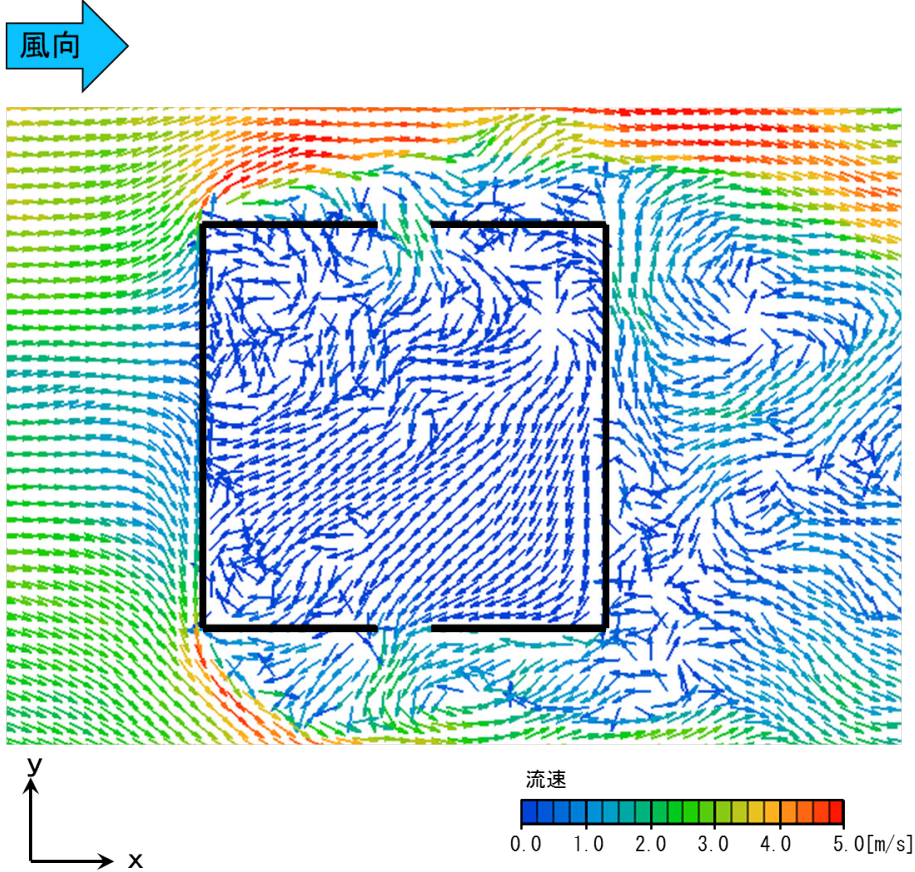


図 5.1.10 LES 解析におけるモデルBの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.8225[s])

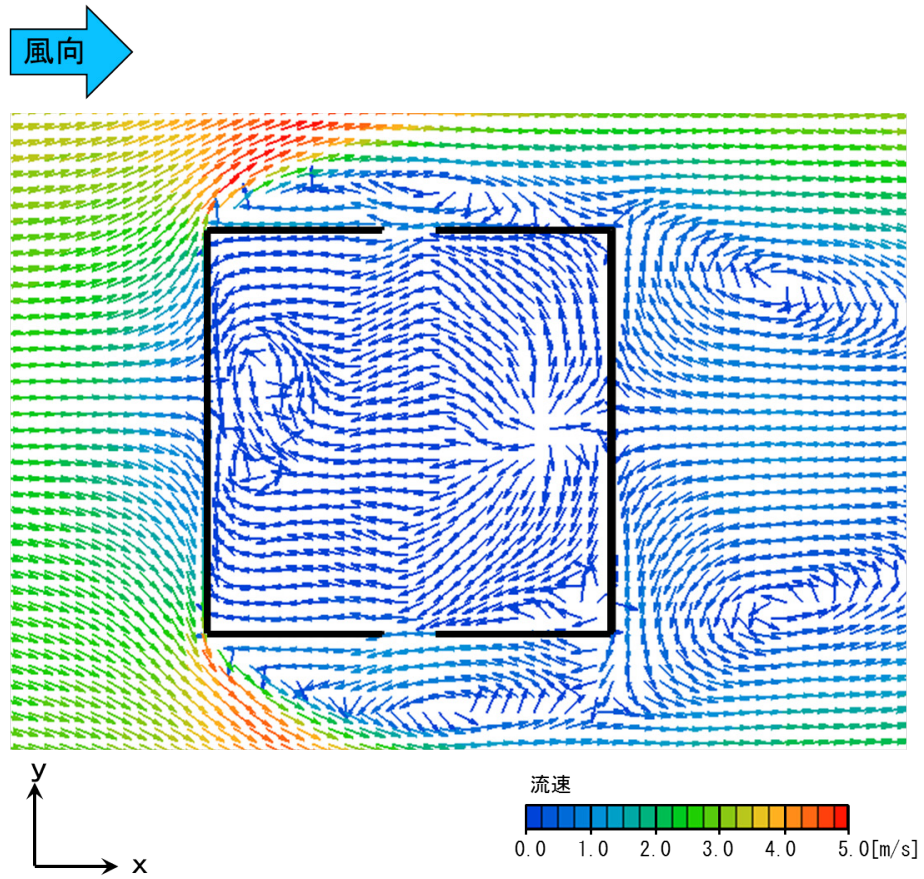


図 5.1.11 LES 解析におけるモデルBの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

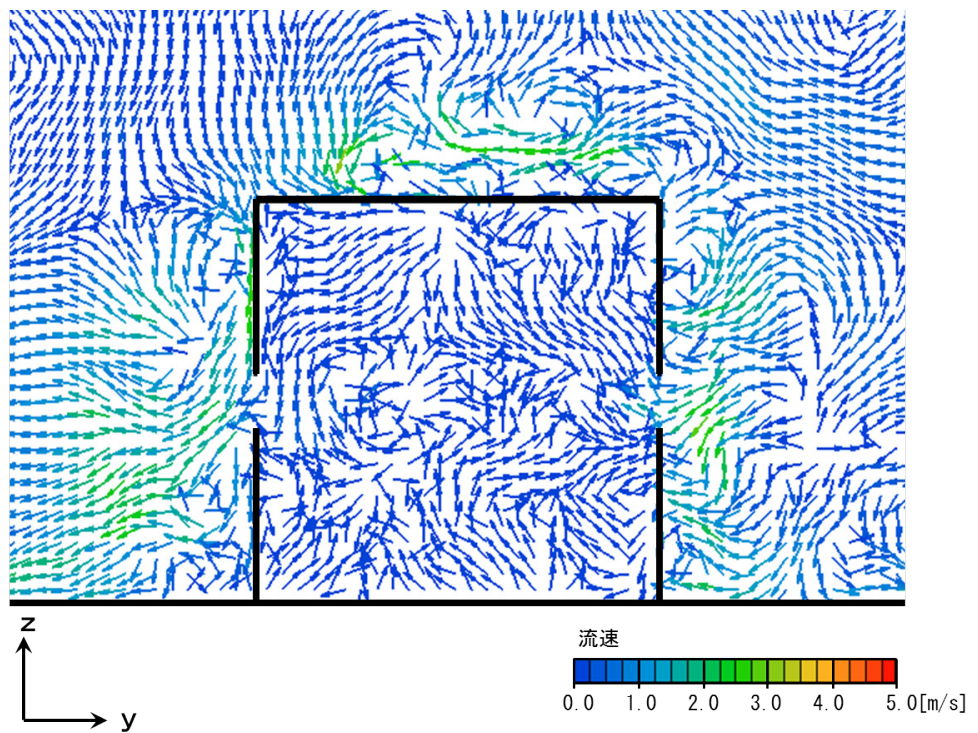


図 5.1.12 LES 解析におけるモデルBの瞬時解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面、7.6810 [s])

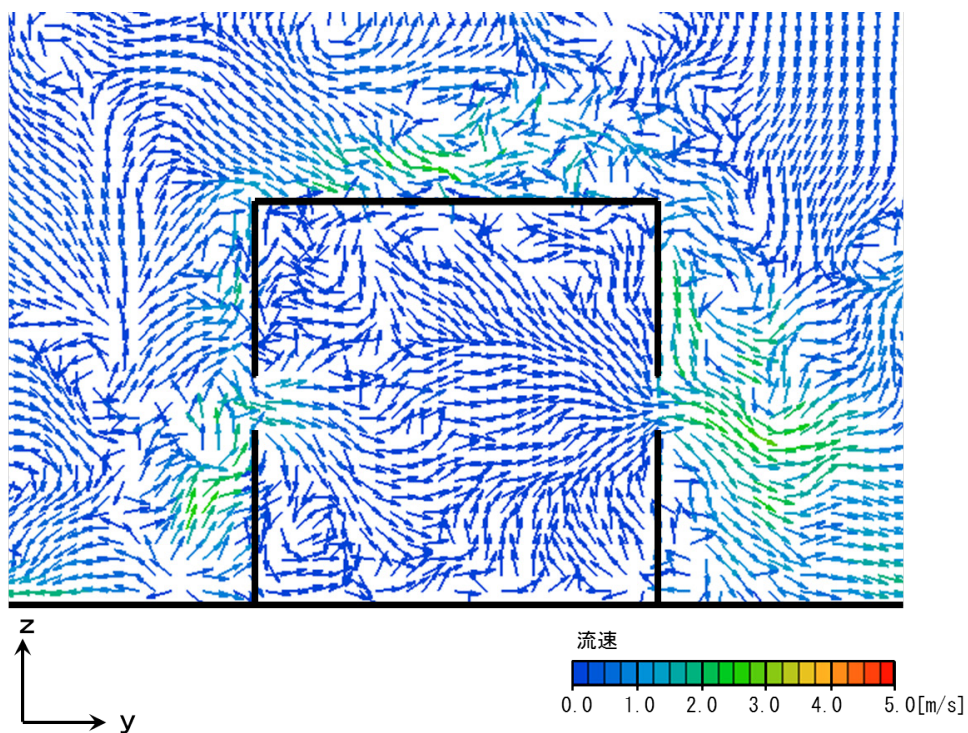


図 5.1.13 LES 解析におけるモデルBの瞬時解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面、7.8225[s])

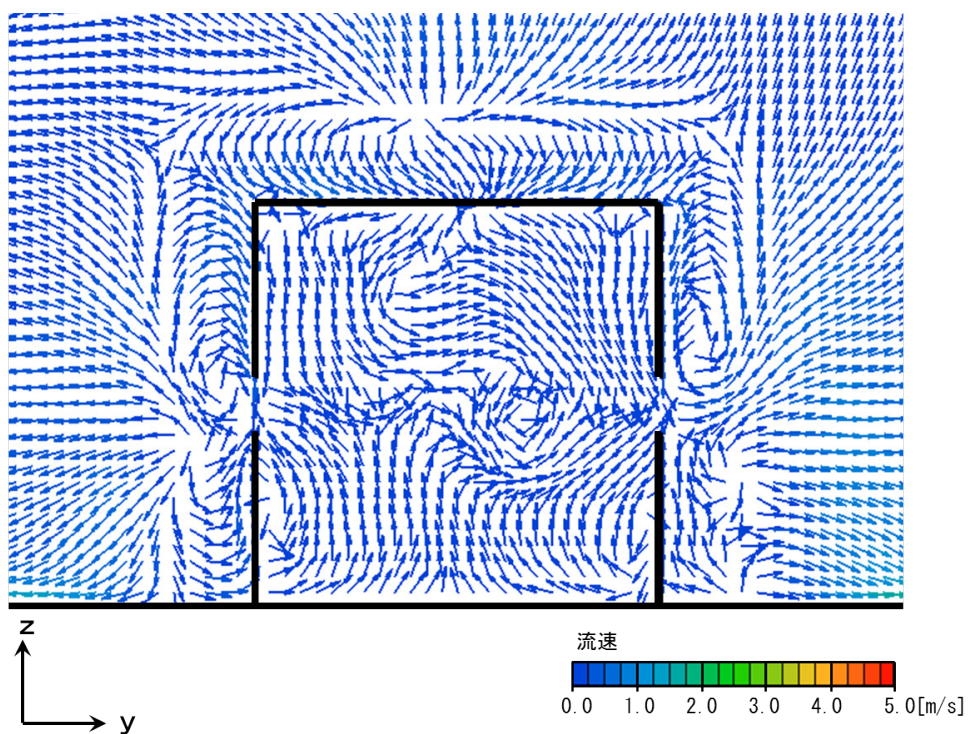


図 5.1.14 LES 解析におけるモデルBの平均解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面)

5.1.4 同一壁面の同じ高さに2開口有する場合

5.1.4.1 風上側壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルC）

図5.1.15～図5.1.23に各断面のLES解析におけるモデルCの解析結果を示す。モデル側面周辺、モデル上部周辺では、剥離流と逆流が再現されている。

水平断面を見ると、平均的には、流入するベクトルが殆ど見られない。

しかし、瞬時を見ると、図下部と図上部の開口から交互に気流が風速1.2～2.5[m/s]程度で流入している。又、モデル隅角部では渦を形成している。

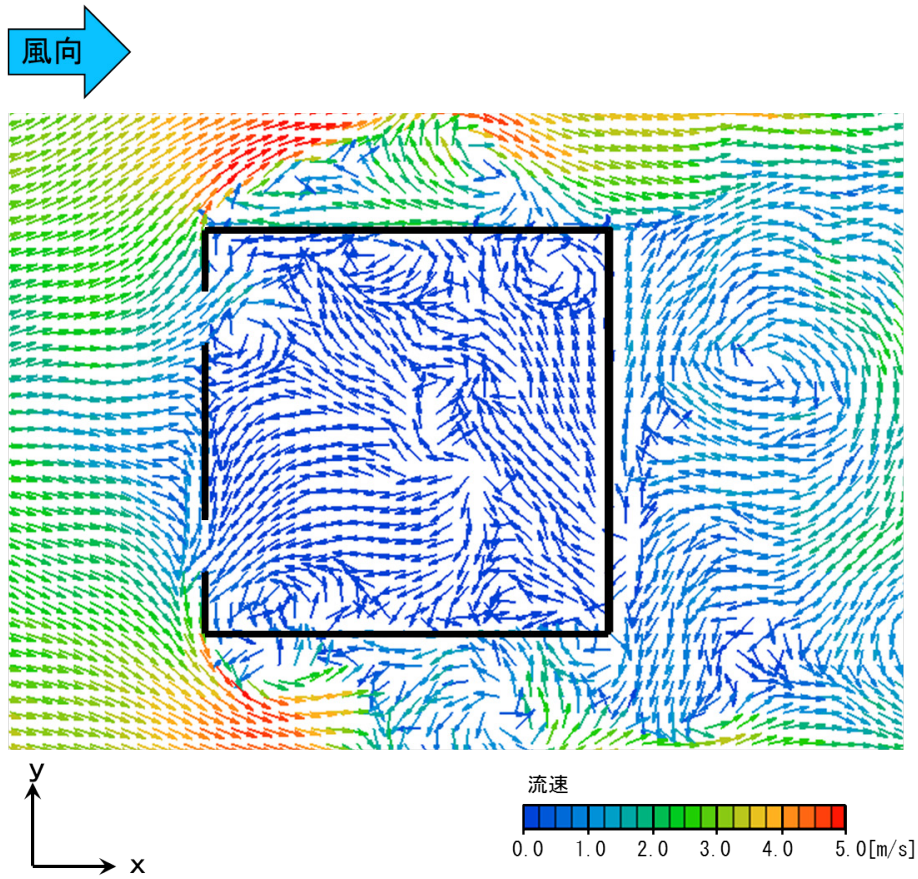


図 5.1.15 LES 解析におけるモデルCの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.3195[s])

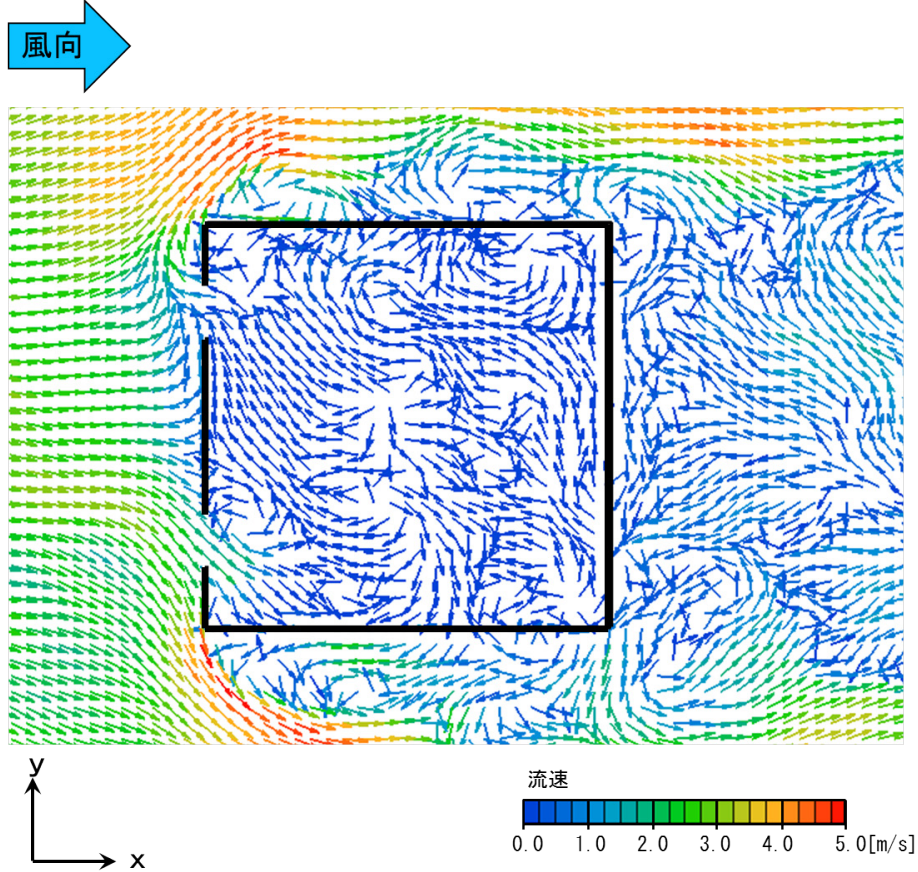


図 5.1.16 LES 解析におけるモデルCの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.7125[s])

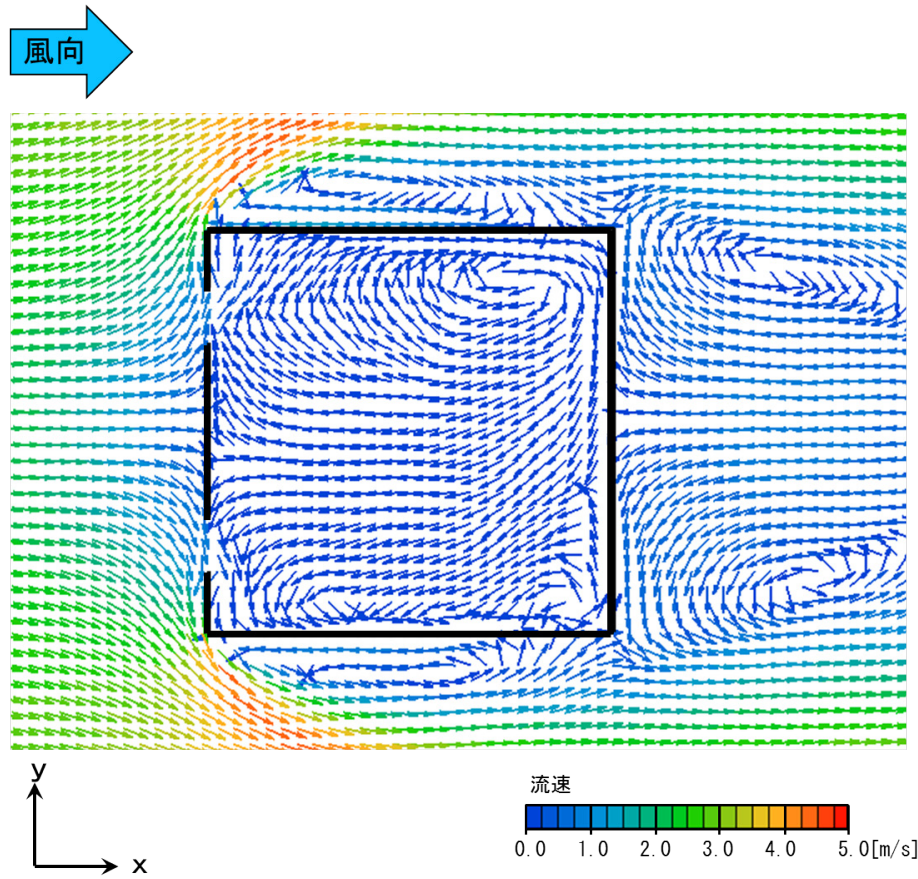


図 5.1.17 LES 解析におけるモデルCの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

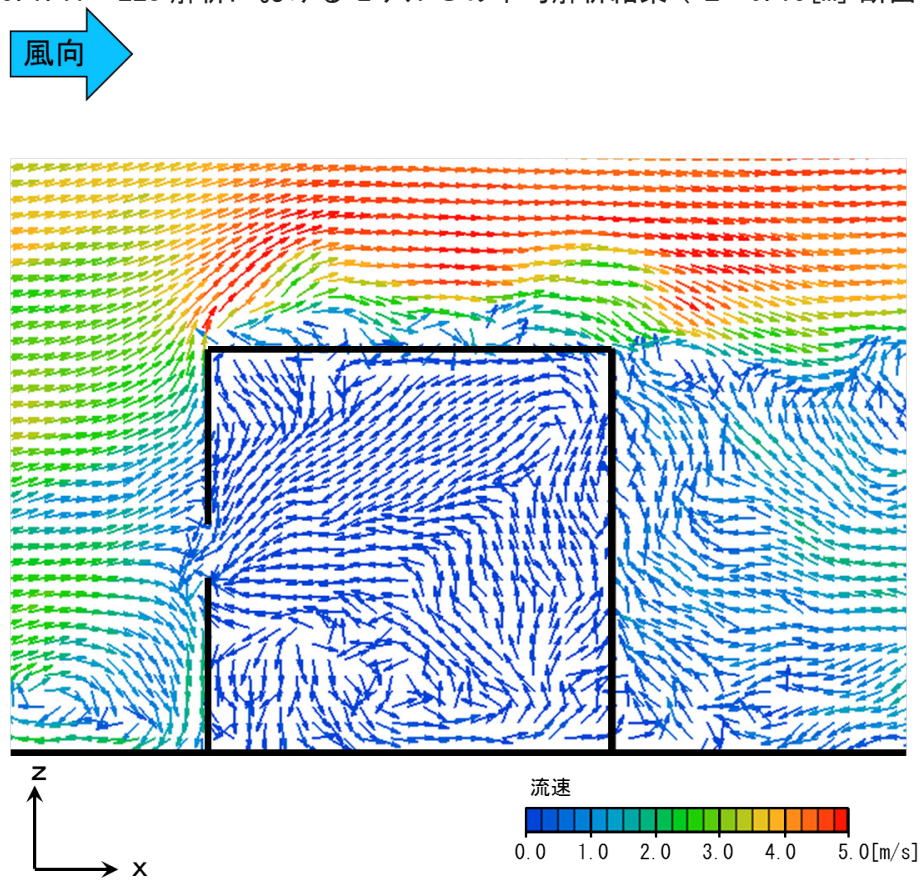


図 5.1.18 LES 解析におけるモデルCの瞬時解析結果 ($y = 0.815$ [m] 断面、 7.3195 [s])

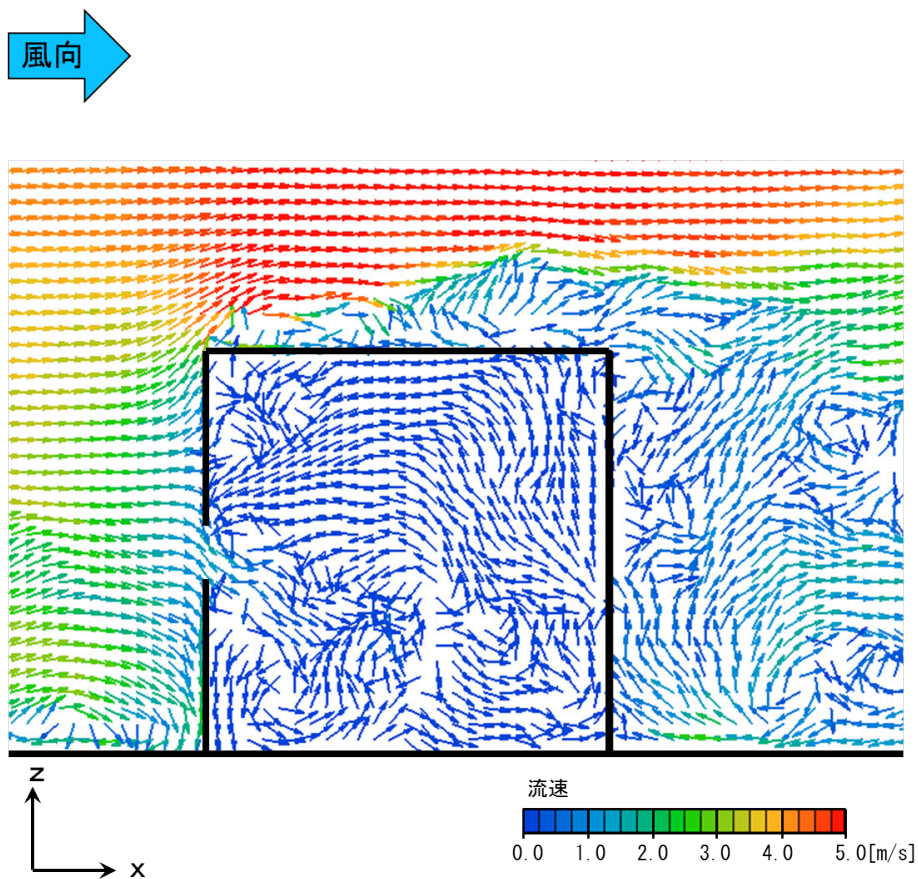


図 5.1.19 LES 解析におけるモデルCの瞬時解析結果 ($y = 0.985$ [m] 断面、7.3195 [s])

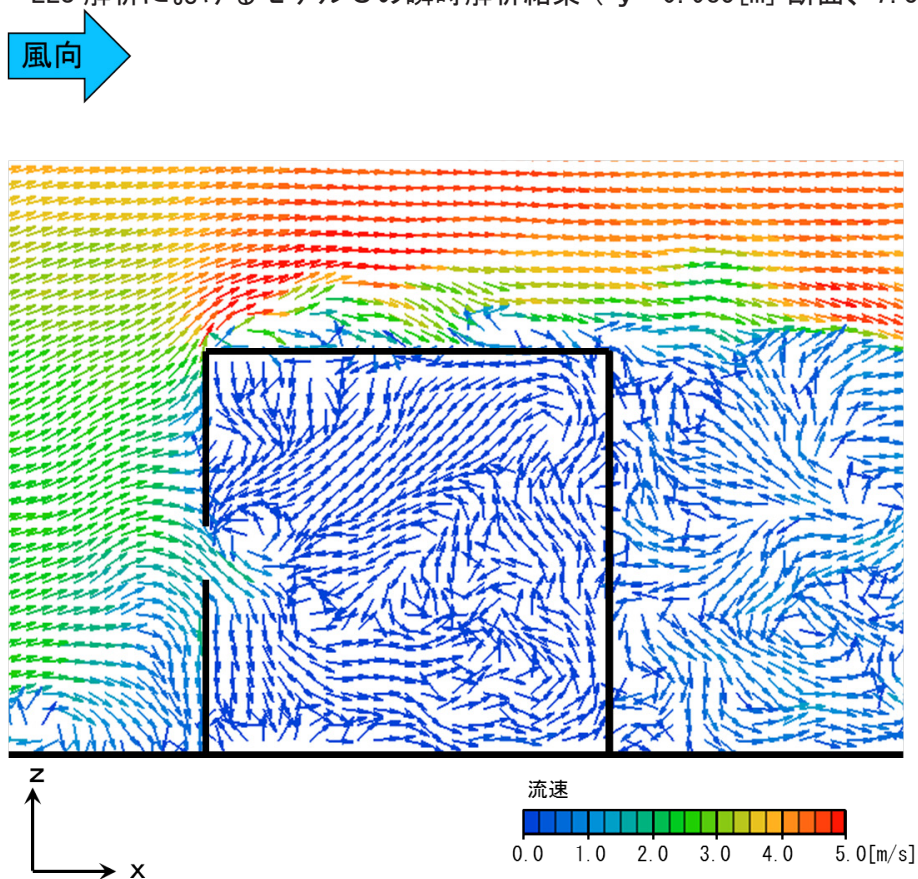


図 5.1.20 LES 解析におけるモデルCの瞬時解析結果 ($y = 0.815$ [m] 断面、7.7125 [s])

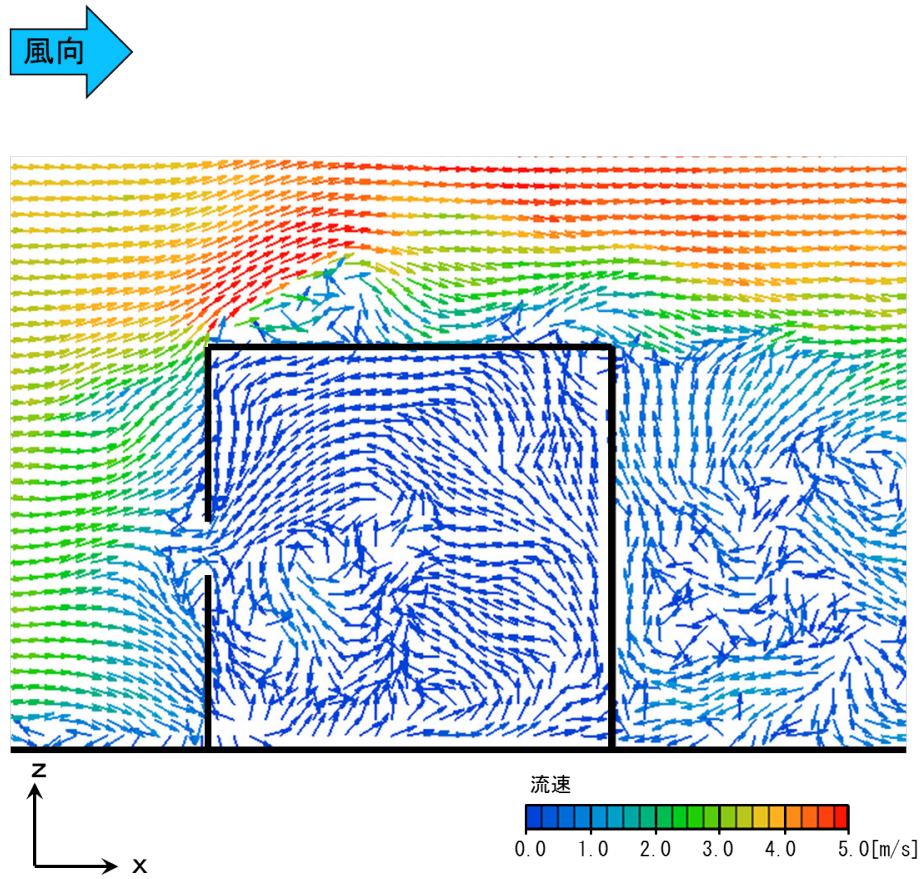


図 5.1.21 LES 解析におけるモデルCの瞬時解析結果 ($y = 0.985$ [m] 断面、7.7125[s])

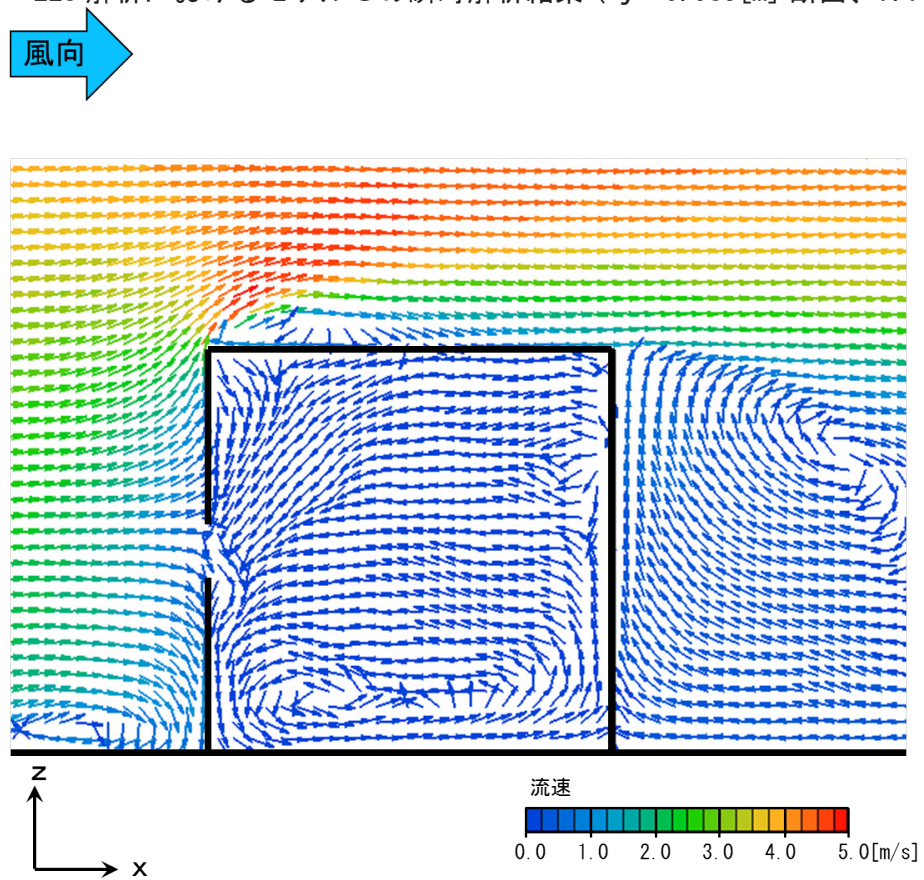


図 5.1.22 LES 解析におけるモデルCの平均解析結果 ($y = 0.815$ [m] 断面)

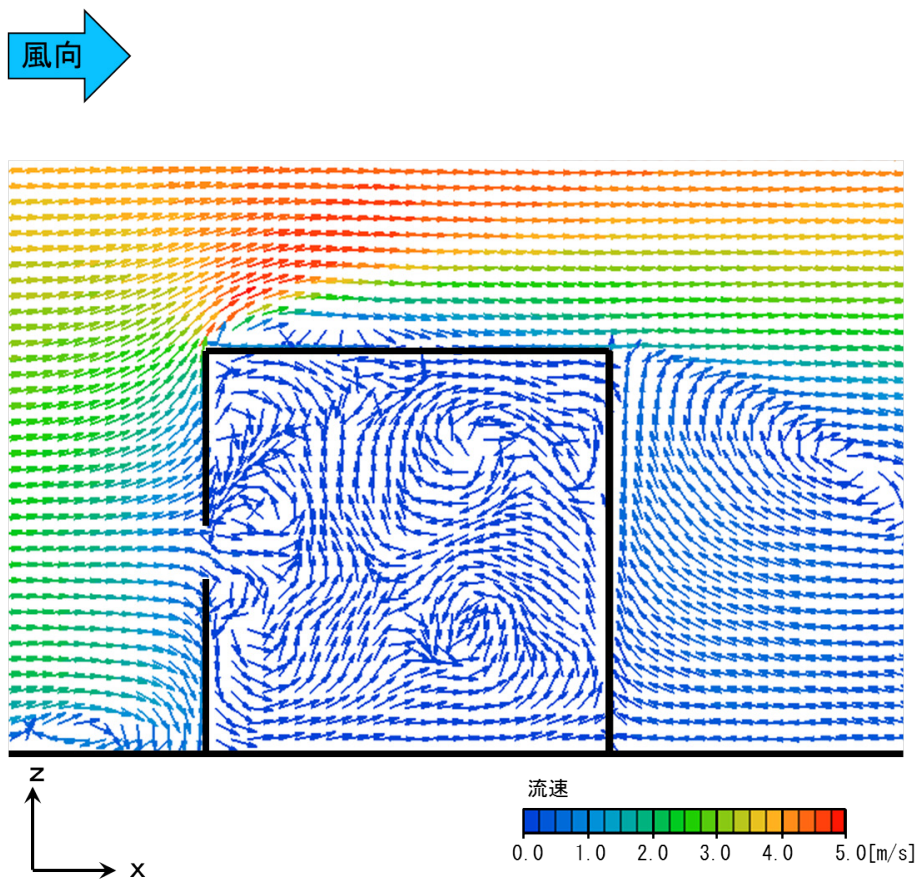


図 5.1.23 LES 解析におけるモデルCの平均解析結果 ($y = 0.9815$ [m] 断面)

5.1.4.2 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルD）

図5.1.24～図5.1.32に各断面のLES解析におけるモデルDの解析結果を示す。モデル側面周辺、モデル上部周辺では、剥離流と逆流が再現されている。水平断面を見ると、平均的には、流入するベクトルが殆ど見られない。しかし、瞬時を見ると、図下部と図上部の開口から交互に気流が風速1.0[m/s]程度で流入している。又、モデル隅角部では渦を形成している。

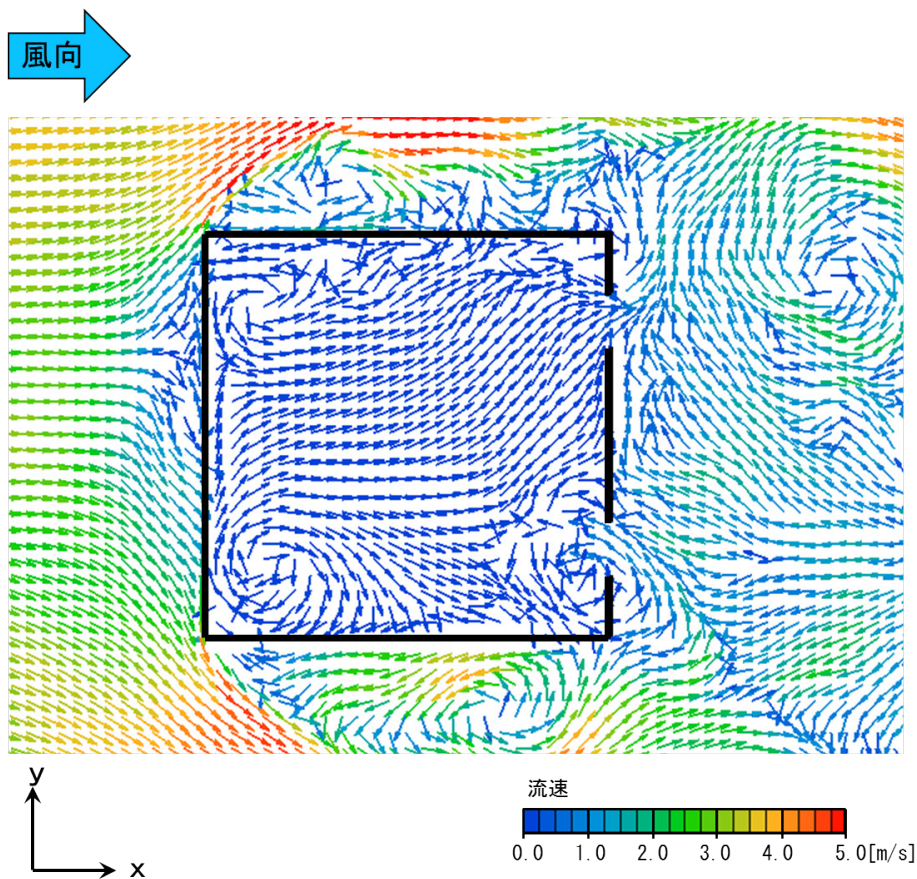


図 5.1.24 LES 解析におけるモデルDの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.2880[s])

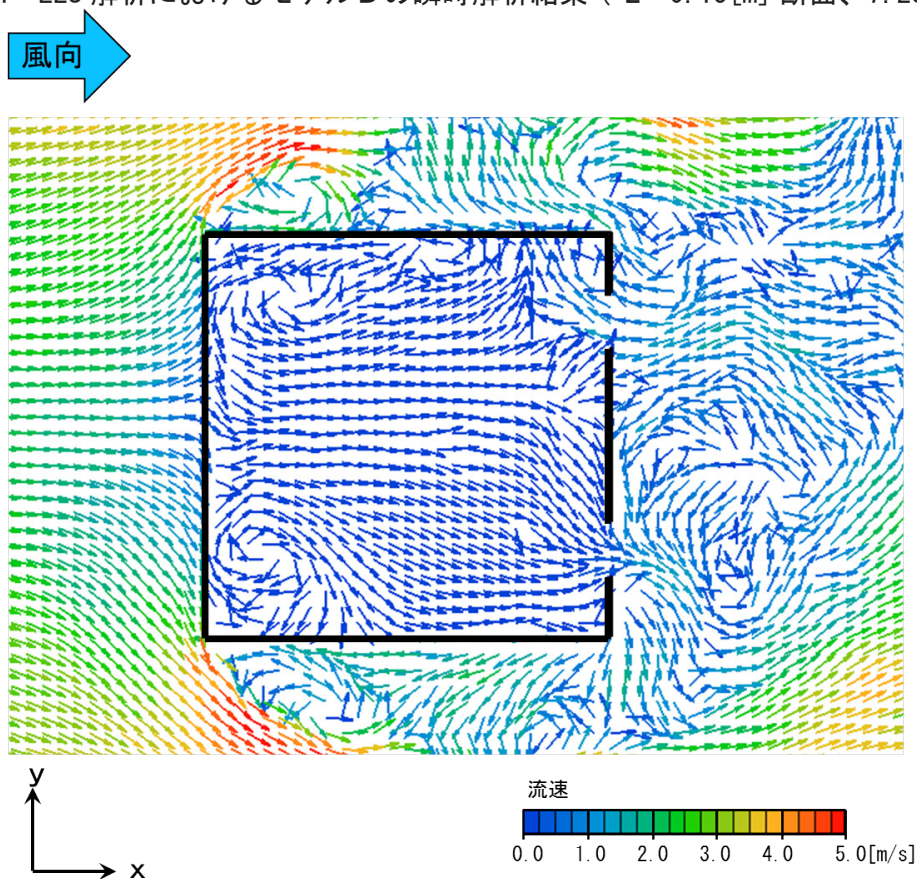


図 5.1.25 LES 解析におけるモデルDの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.7439[s])

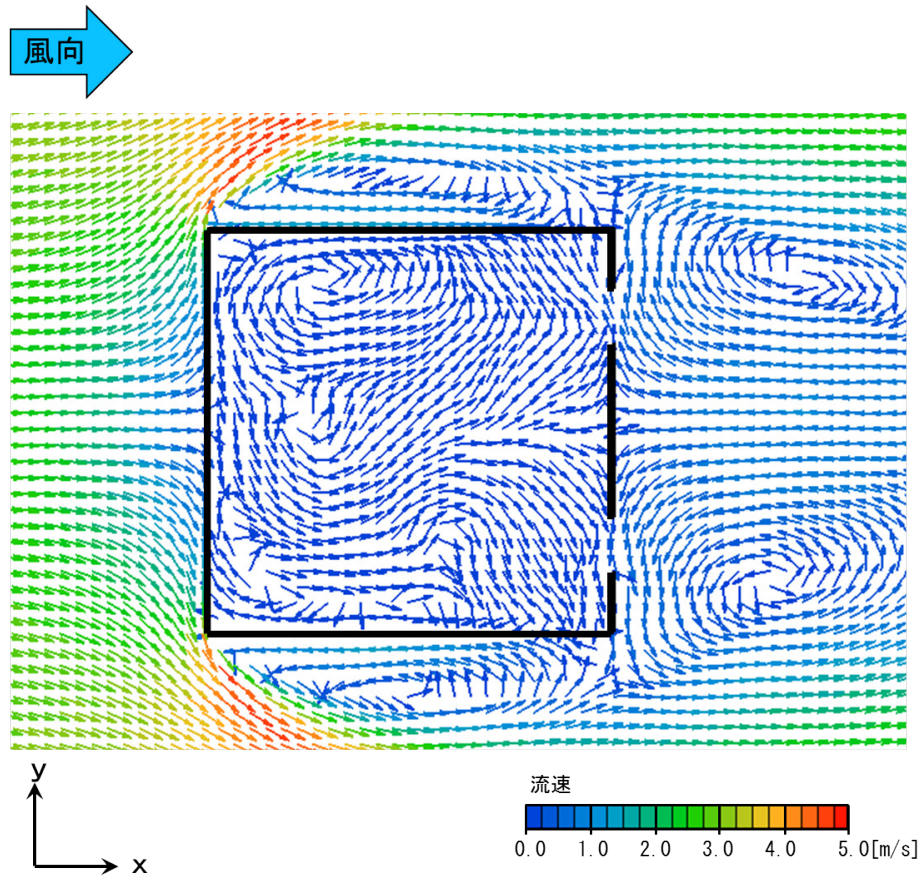


図 5.1.26 LES 解析におけるモデルDの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

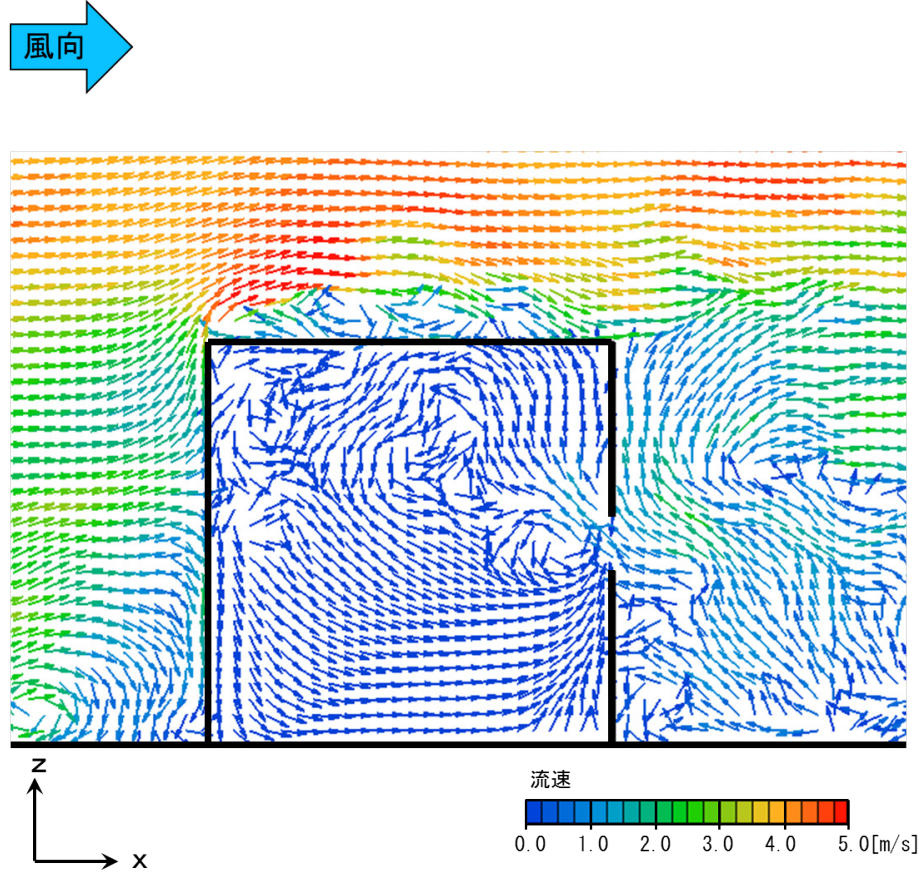


図 5.1.27 LES 解析におけるモデルDの瞬時解析結果 ($y = 0.815$ [m] 断面、7.2880 [s])

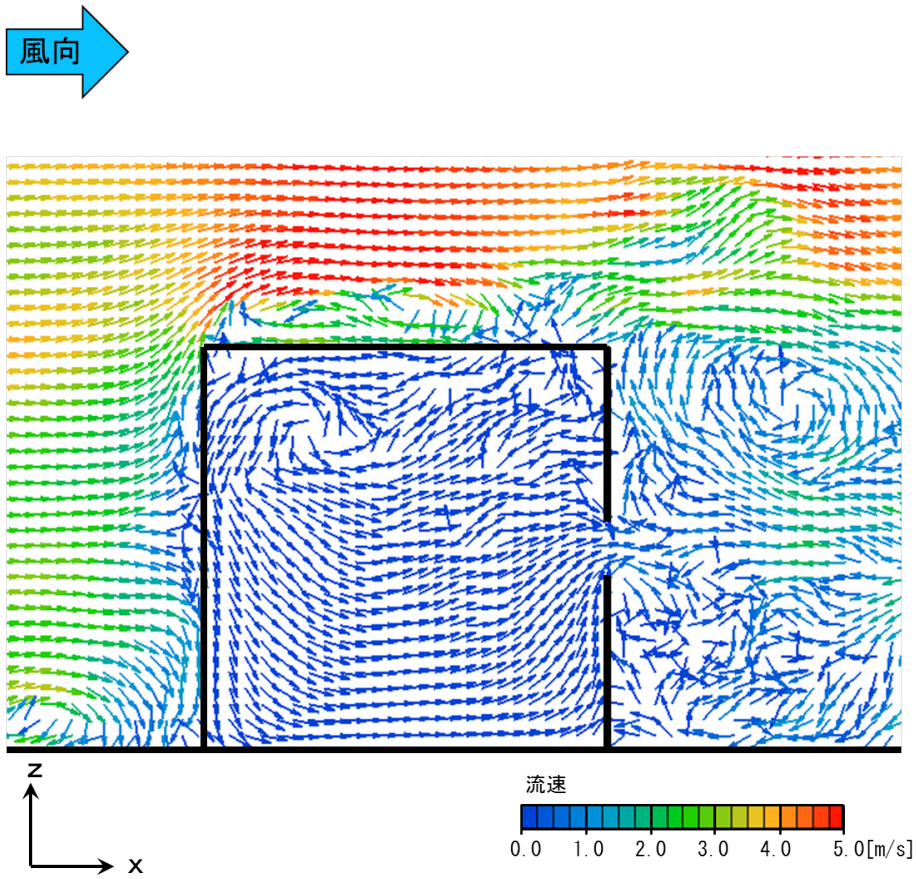


図 5.1.28 LES 解析におけるモデルDの瞬時解析結果 ($y = 0.985$ [m] 断面、7.2880[s])

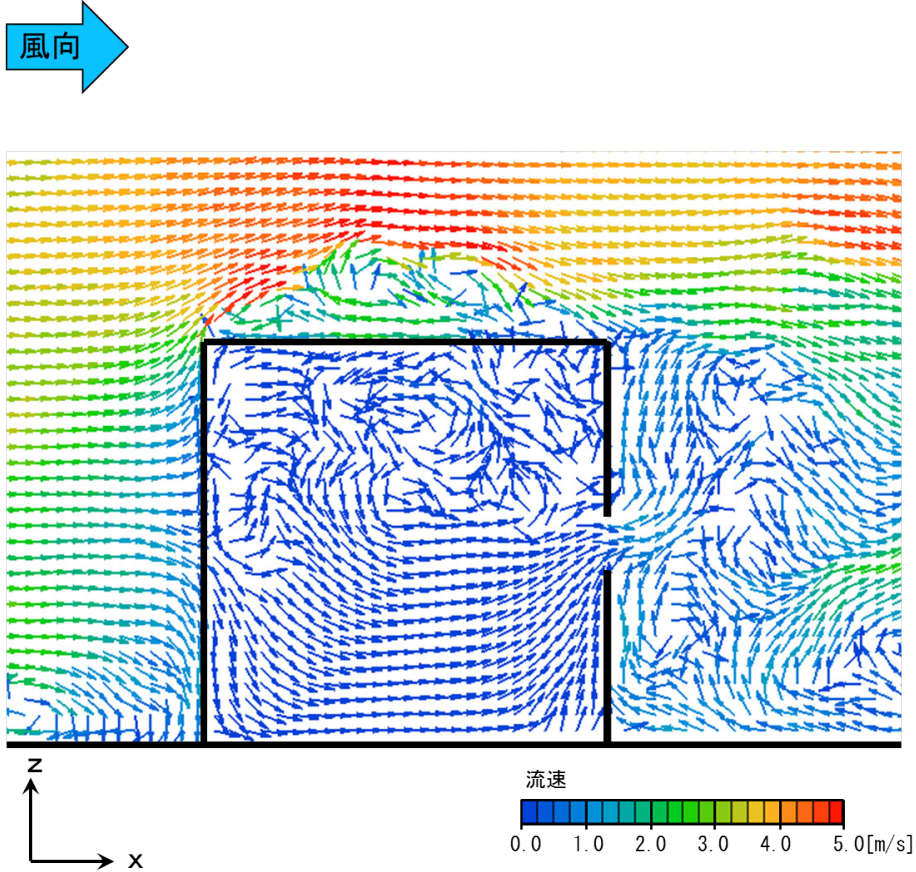


図 5.1.29 LES 解析におけるモデルDの瞬時解析結果 ($y = 0.815$ [m] 断面、7.7439[s])

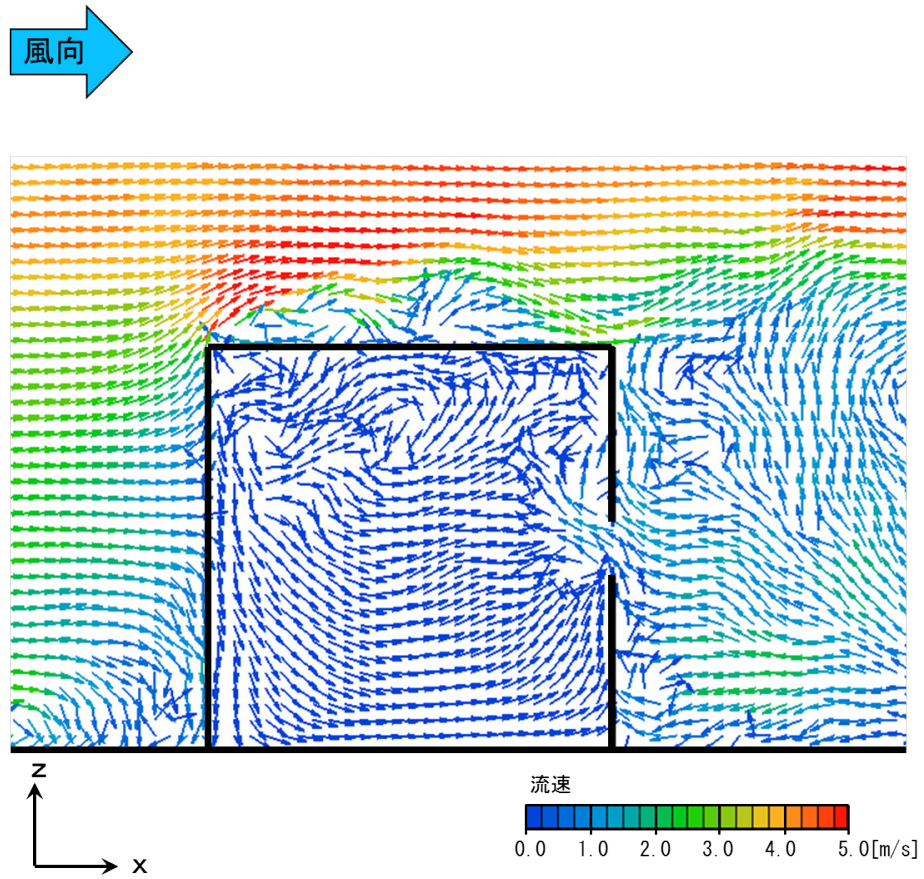


図 5.1.30 LES 解析におけるモデルDの瞬時解析結果 ($y = 0.985$ [m] 断面、7.7439 [s])

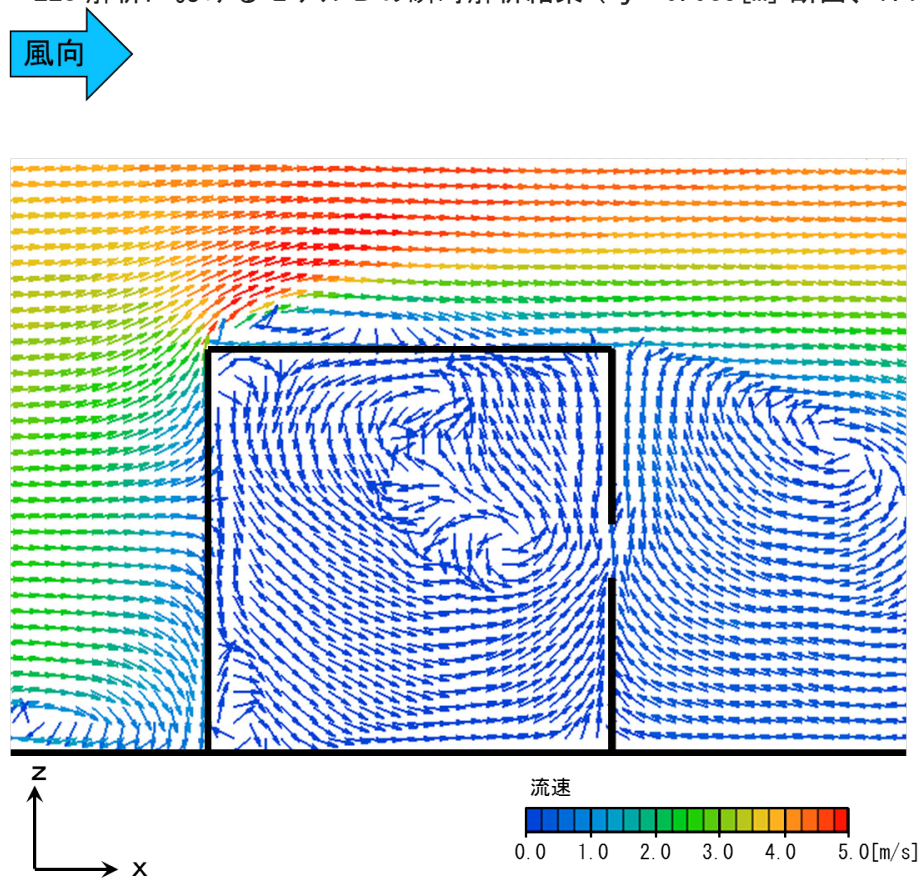


図 5.1.31 LES 解析におけるモデルDの平均解析結果 ($y = 0.815$ [m] 断面)

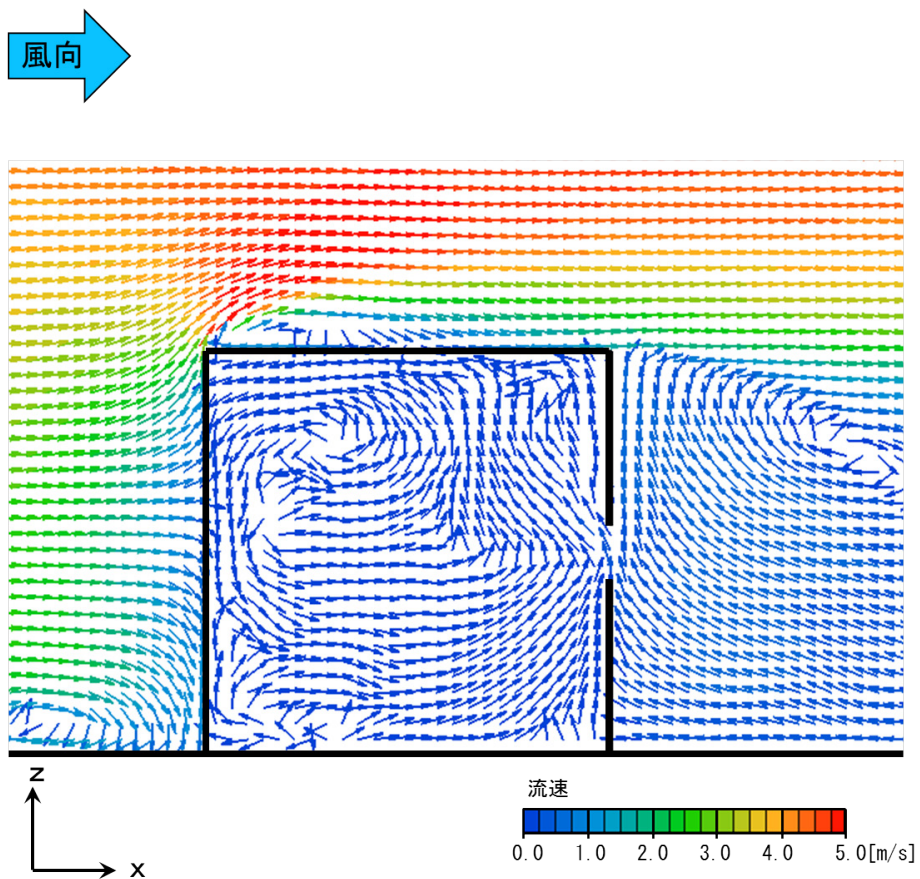


図 5.1.32 LES 解析におけるモデルDの平均解析結果 ($y = 0.9815$ [m] 断面)

5.1.4.3 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルE）

図5.1.33～図5.1.41に各断面のLES解析におけるモデルEの解析結果を示す。モデル側面周辺、モデル上部周辺では、剥離流と逆流が再現されている。

水平断面を見ると、平均的には、モデル後方の開口部から風速1.0[m/s]程度で気流が流入し、モデル内部を循環する流れ場が形成されている。又、モデル前方の開口部から1.0[m/s]程度で流出している。

瞬時を見ると、基本的には図5.2.32の様に、モデル後方の開口から風速1.5[m/s]～2.0[m/s]程度で気流が流入している。又、モデル内部では複雑な気流を形成している。

しかし、図5.1.34の様に、モデル側面周辺の逆流の影響で、モデル前方の開口から僅かながら気流が流入する瞬間も見られる。

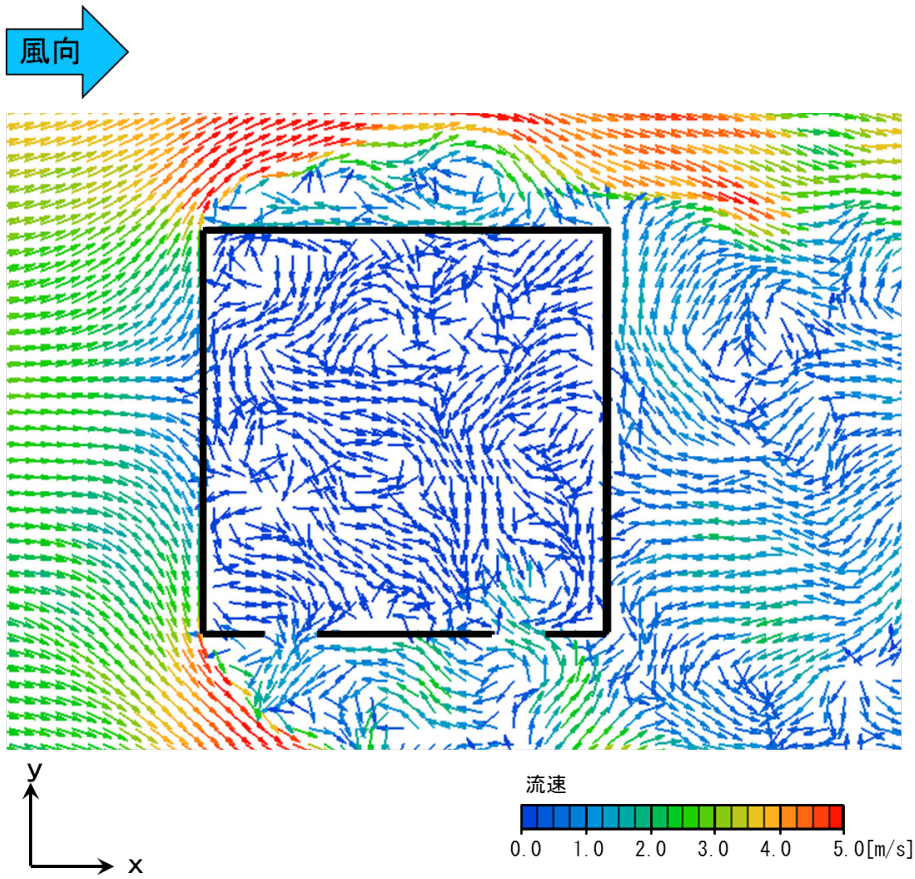


図 5.1.33 LES 解析におけるモデルEの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.2880[s])

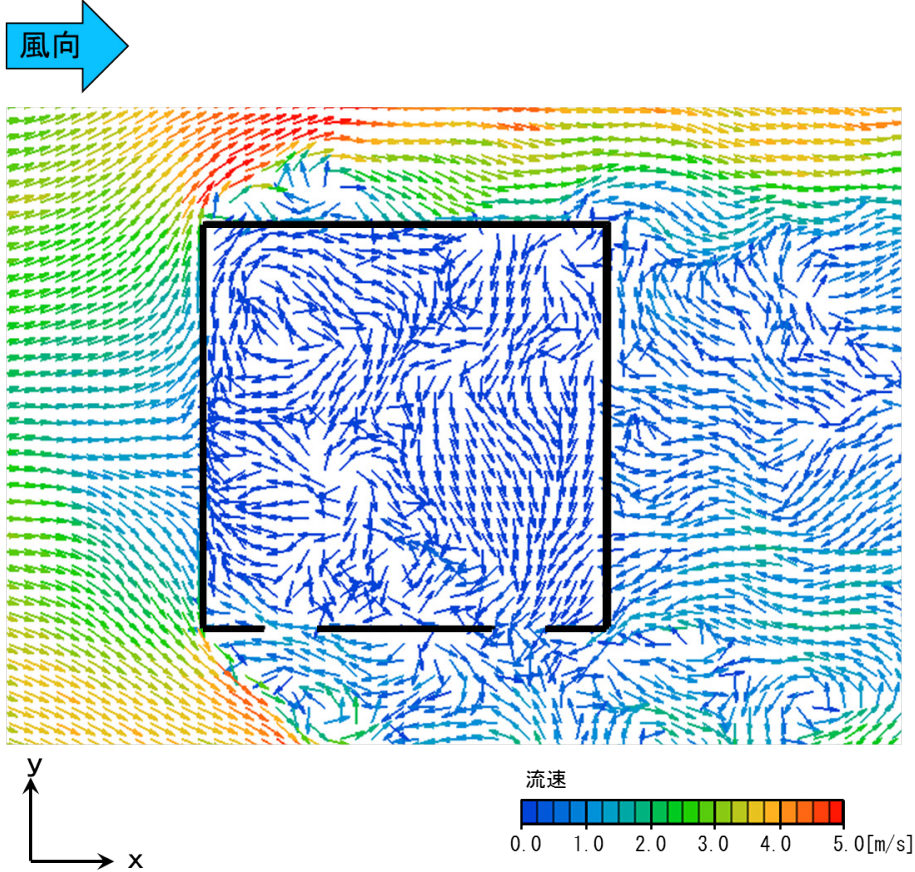


図 5.1.34 LES 解析におけるモデルEの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、13.2144[s])

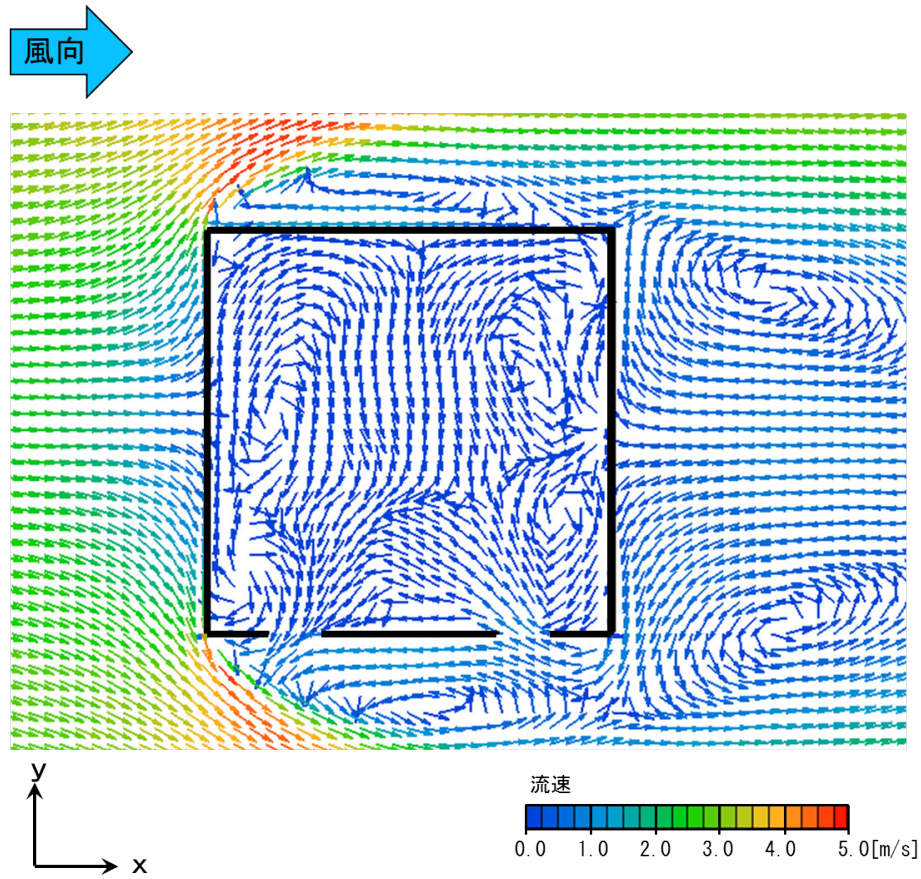


図 5.1.35 LES 解析におけるモデルEの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

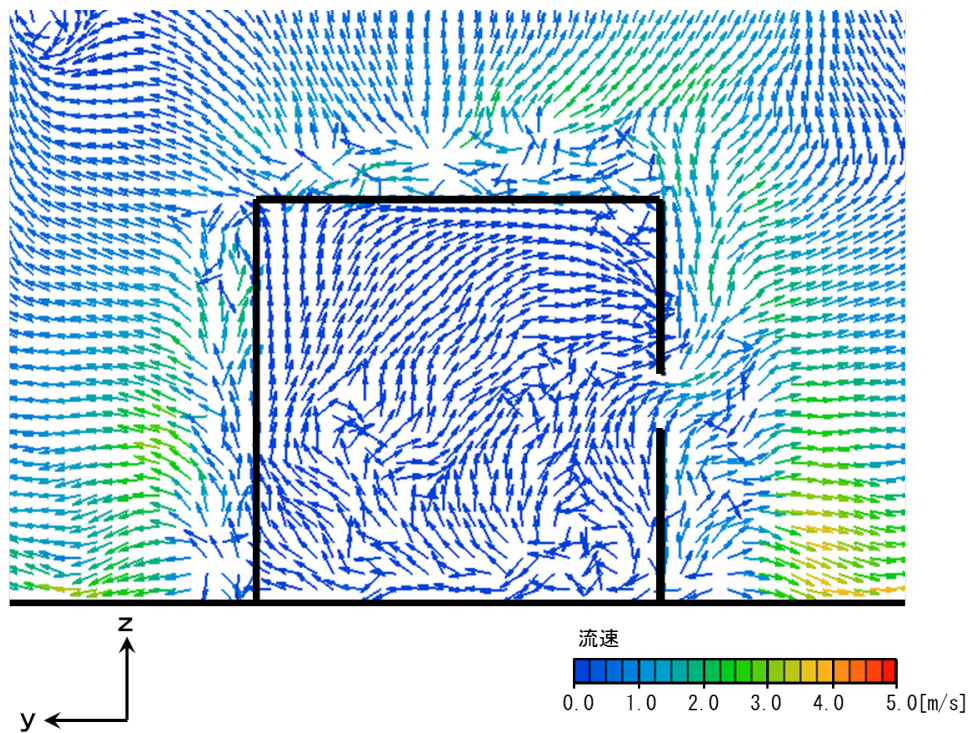


図 5.1.36 LES 解析におけるモデルEの瞬時解析結果 ($x = 3.065$ [m] 断面、7.2880 [s])

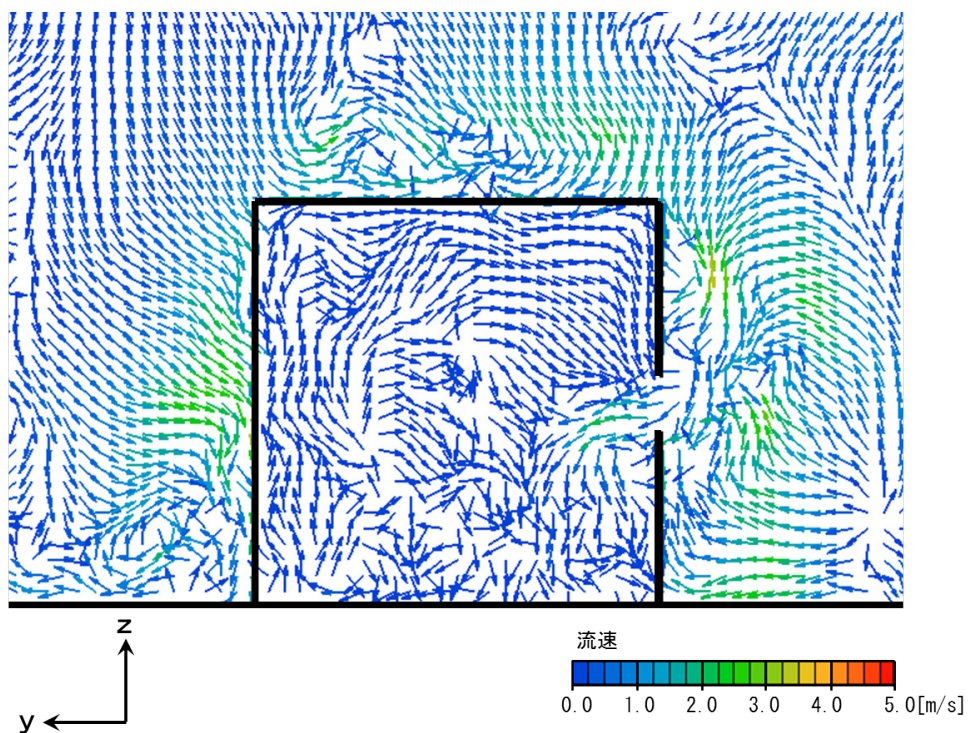


図 5.1.37 LES 解析におけるモデルEの瞬時解析結果 ($x = 3.235$ [m] 断面、7.2880 [s])

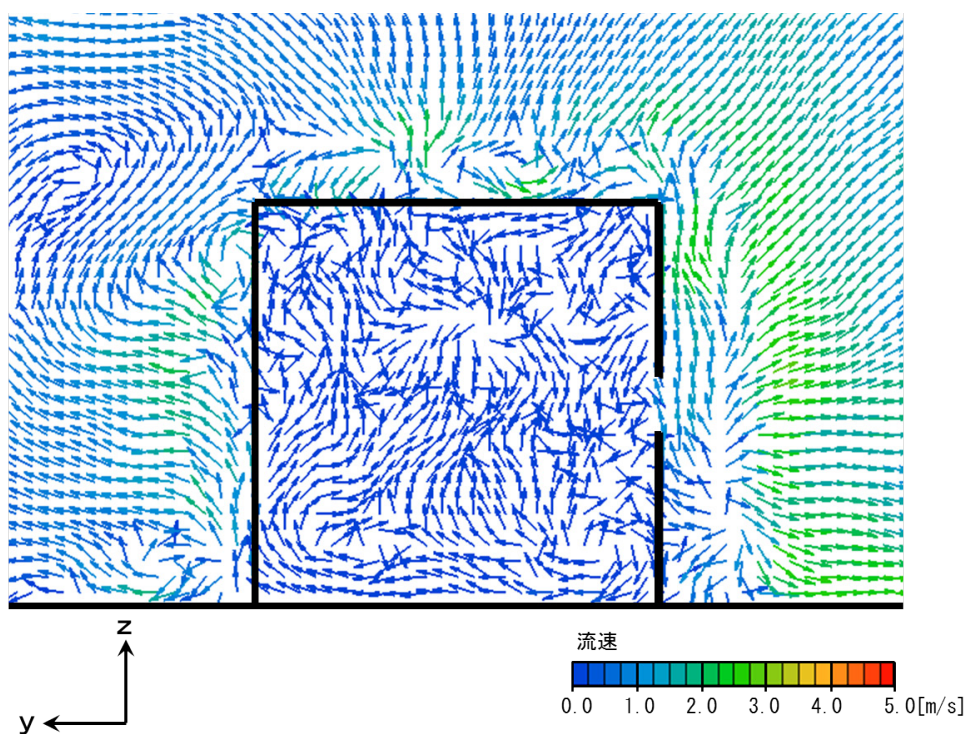


図 5.1.38 LES 解析におけるモデルEの瞬時解析結果 ($x = 3.065$ [m] 断面、13.2144 [s])

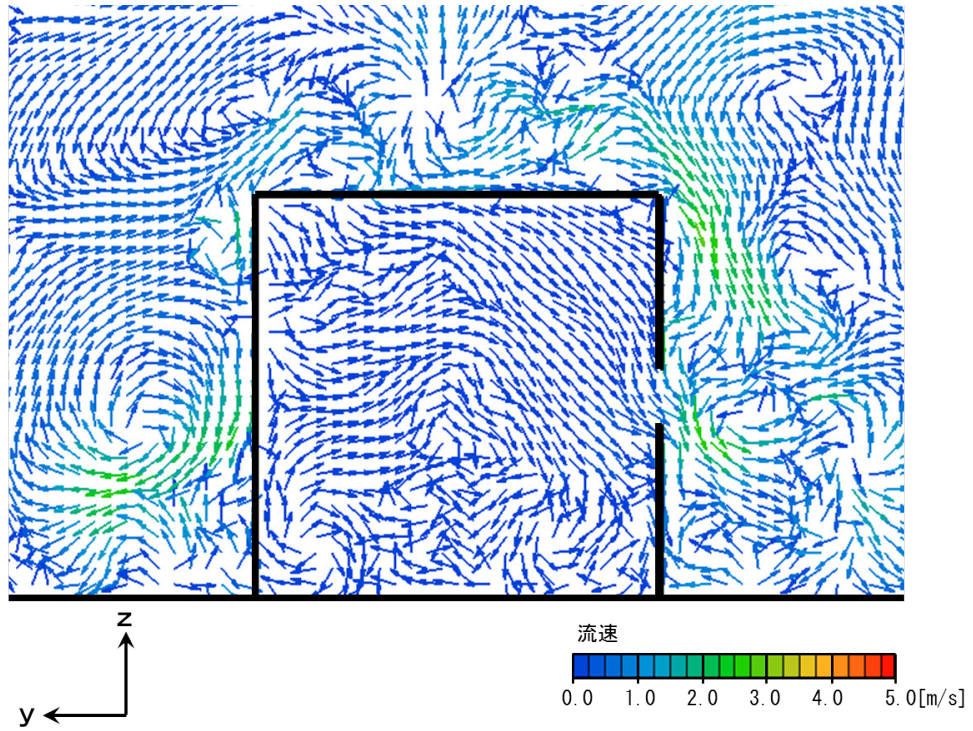


図 5.1.39 LES 解析におけるモデルEの瞬時解析結果 ($x = 3.235$ [m] 断面、13.2144 [s])

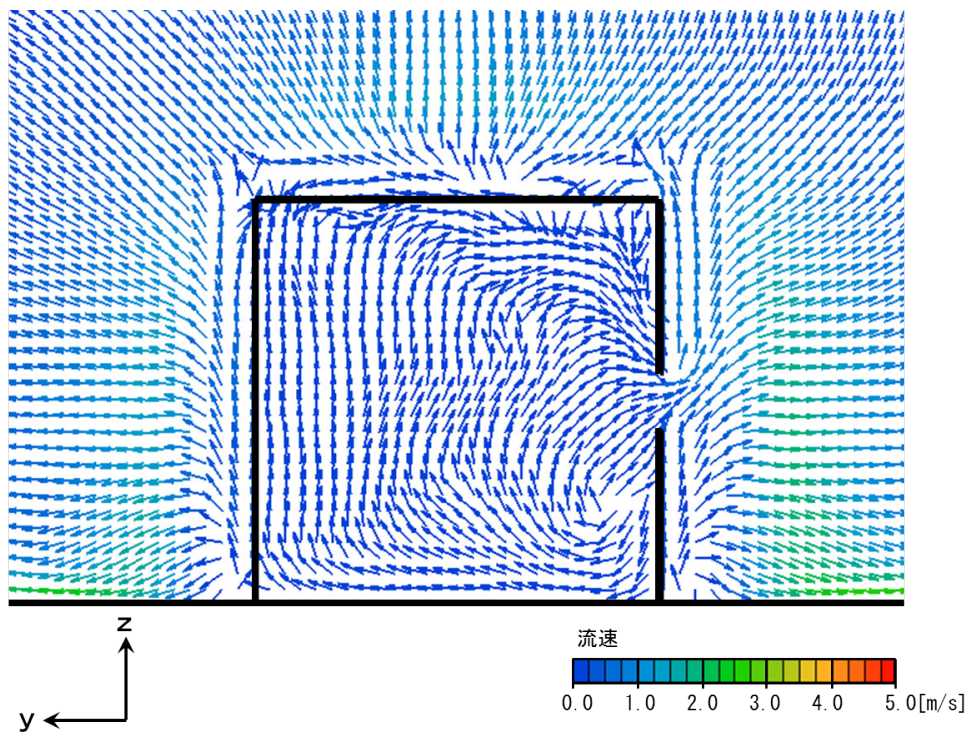


図 5.1.40 LES 解析におけるモデルEの平均解析結果 ($x = 3.065$ [m] 断面)

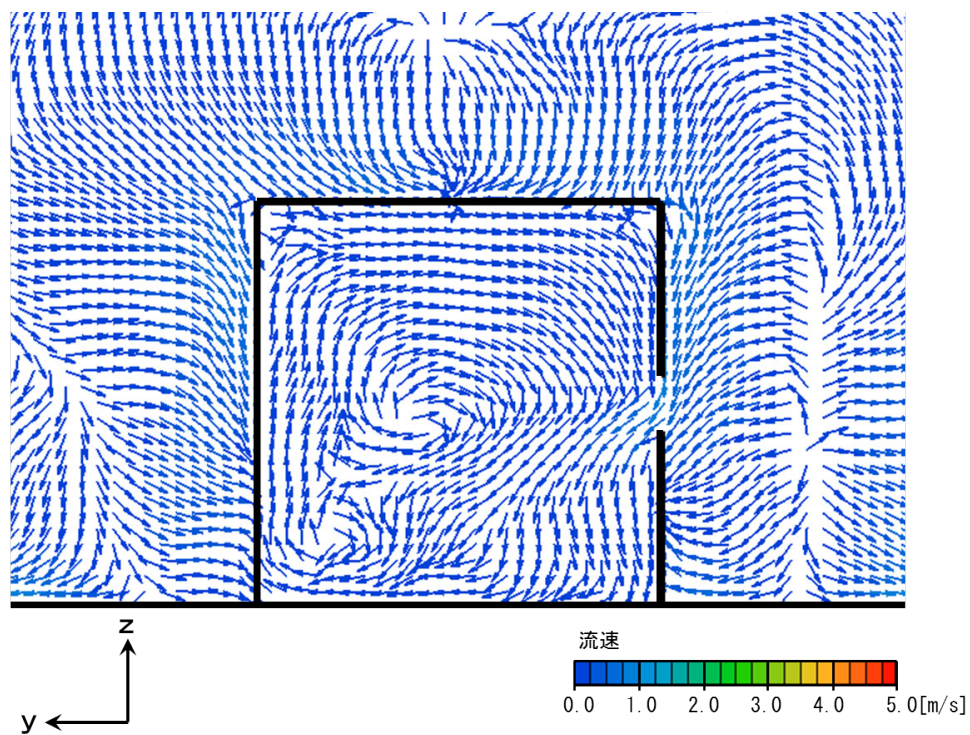


図 5. 1. 41 LES 解析におけるモデルEの平均解析結果 ($x = 3. 235$ [m] 断面)

5.1.5 開口部にパネルを有する場合

5.1.5.1 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合（モデルF）

図5.1.42～図5.1.47に各断面のLES解析におけるモデルFの解析結果を示す。モデル側面周辺、モデル上部周辺では、剥離風が再現されている。

水平断面を見ると、平均的には、開口部の風上側パネルが付いている図下部の開口部から風速1.2[m/s]程度で気流が流入し、図上部の開口部から流出している。しかし、瞬時を見ると、図5.1.43の様に図上部の開口からも流入する瞬間がある。

又、パネルを取り付けていないモデルBの結果と比較しても、流入する気流の流速は殆ど変化は見られない為、流入する流量も殆ど変化はないと考えられる。

このことから、開口面積と同程度のパネルを取り付けても、パネルがモデル周辺のウェイク内に留まってしまう為、ウィンドキャッチャー効果はあまり得られないと言える。

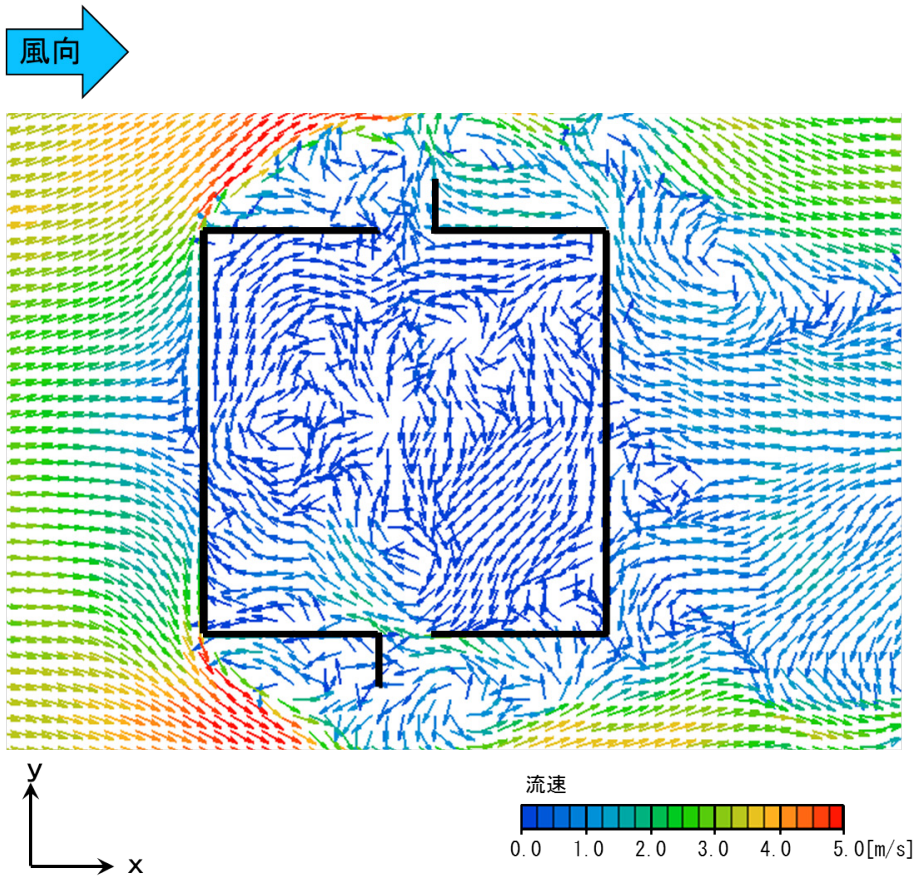


図 5. 1. 42 LES 解析におけるモデルFの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.0522[s])

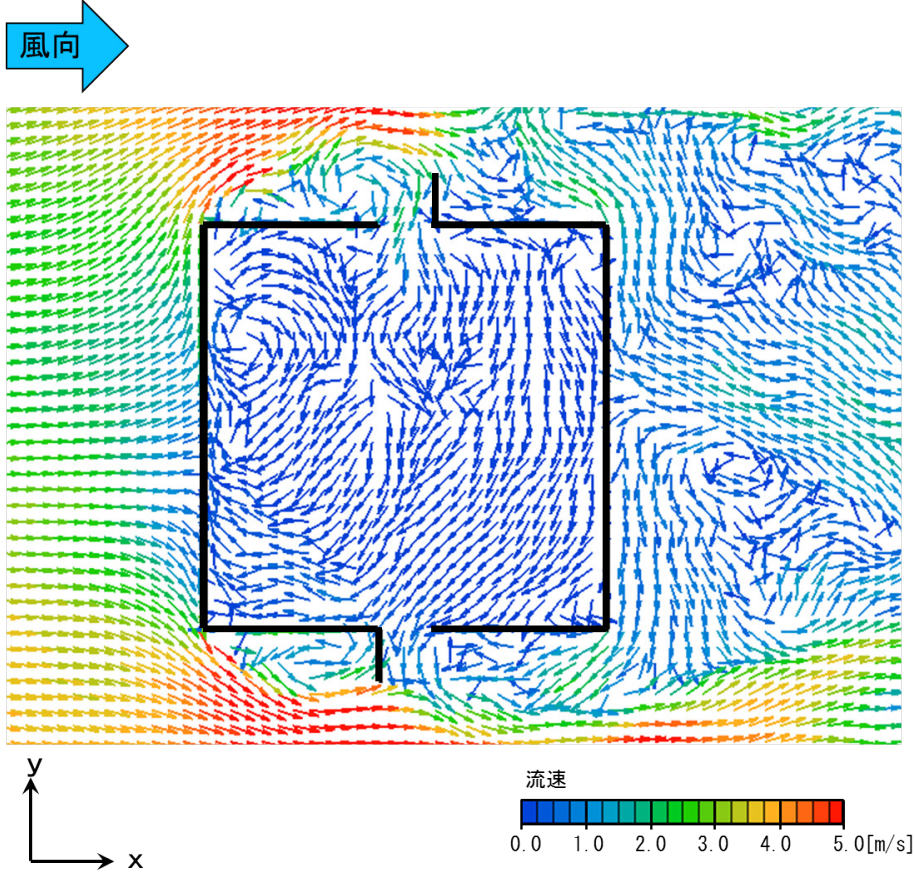


図 5. 1. 43 LES 解析におけるモデルFの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.4767[s])

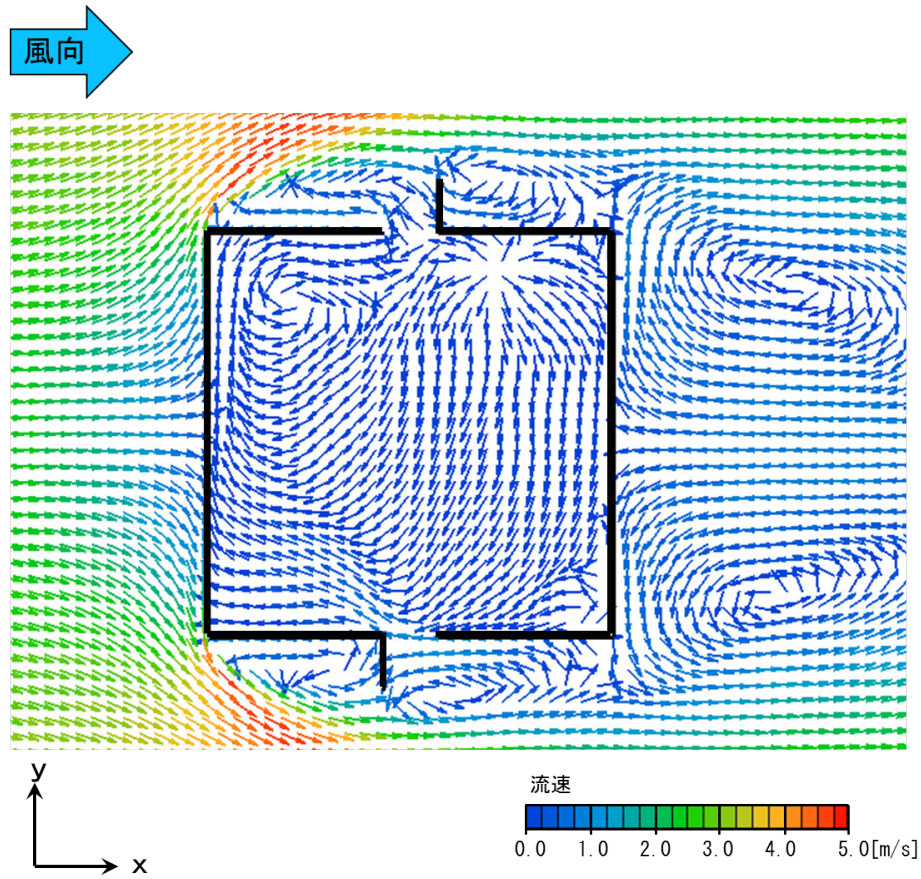


図 5.1.44 LES 解析におけるモデル F の平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

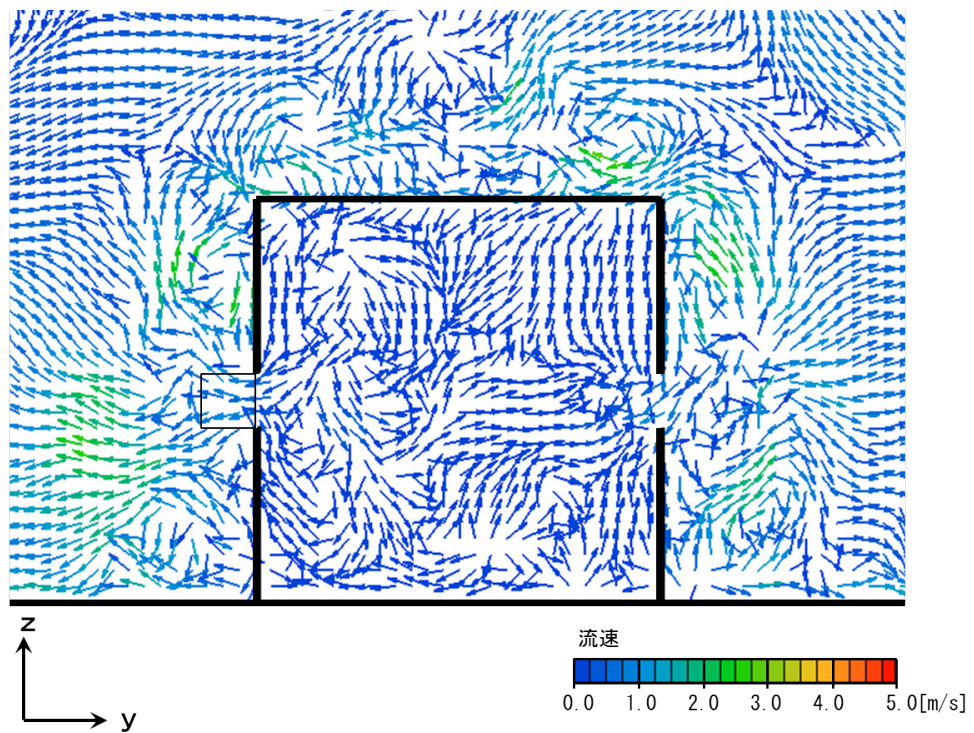


図 5.1.45 LES 解析におけるモデル F の瞬時解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面、7.0522 [s])

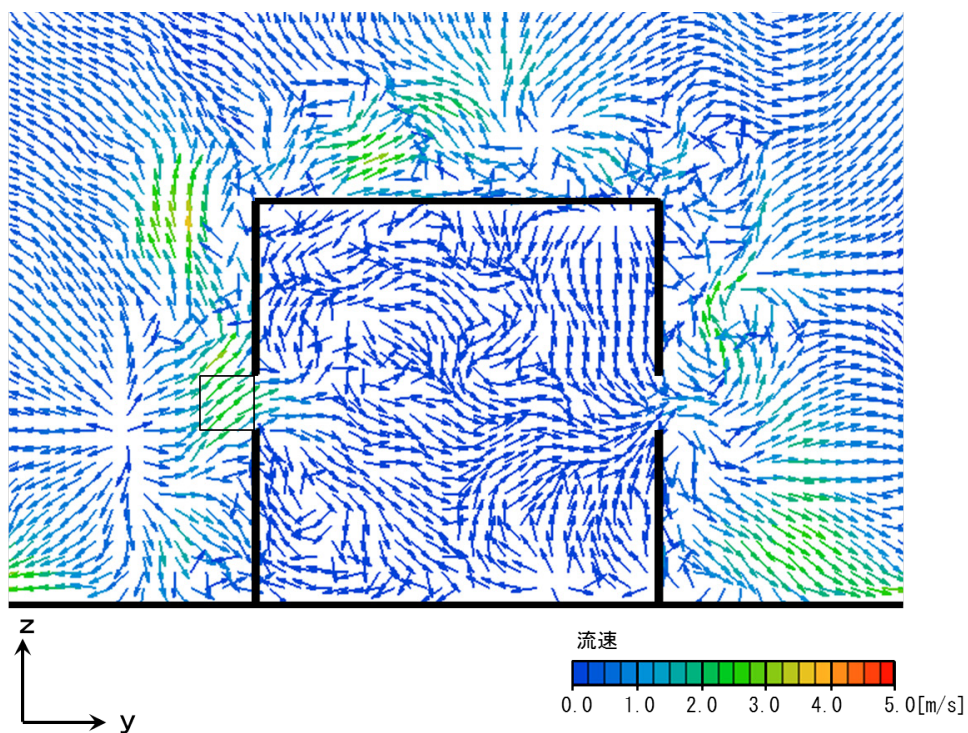


図 5.1.46 LES 解析におけるモデルFの瞬時解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面、7.4767[s])

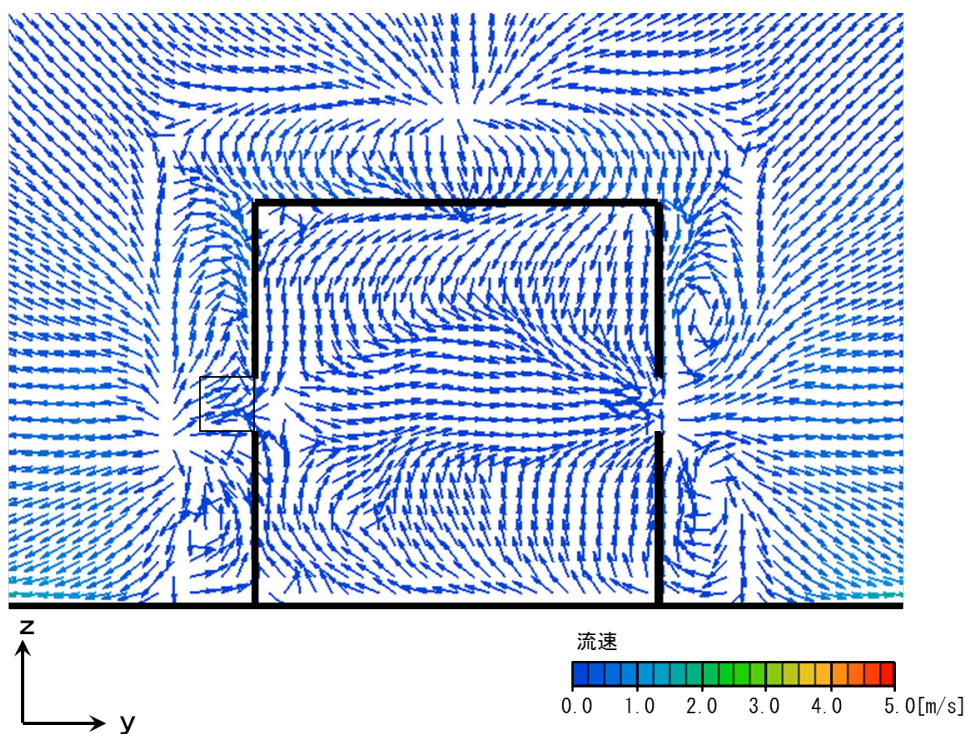


図 5.1.47 LES 解析におけるモデルFの平均解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面)

5.1.5.2 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルG）

図5.1.48～図5.1.53に各断面のLES解析におけるモデルGの解析結果を示す。モデル側面周辺、モデル上部周辺では、剥離風が再現されている。

水平断面を見ると、平均的には、モデル後方の開口部から風速1.0[m/s]程度で気流が流入し、モデル内部を循環する流れ場が形成されている。又、モデル前方の開口部から1.0[m/s]程度で流出している。

又、モデル内部では複雑な気流を形成している。

パネルを取り付けていないモデルEの結果と比較しても、流入する気流の流速は殆ど変化は見られない為、流入する流量も殆ど変化はないと考えられる。

このことから、開口面積と同程度のパネルを取り付けても、パネルがモデル周辺のウェイク内に留まってしまう為、ウィンドキャッチャー効果はあまり得られないと言える。

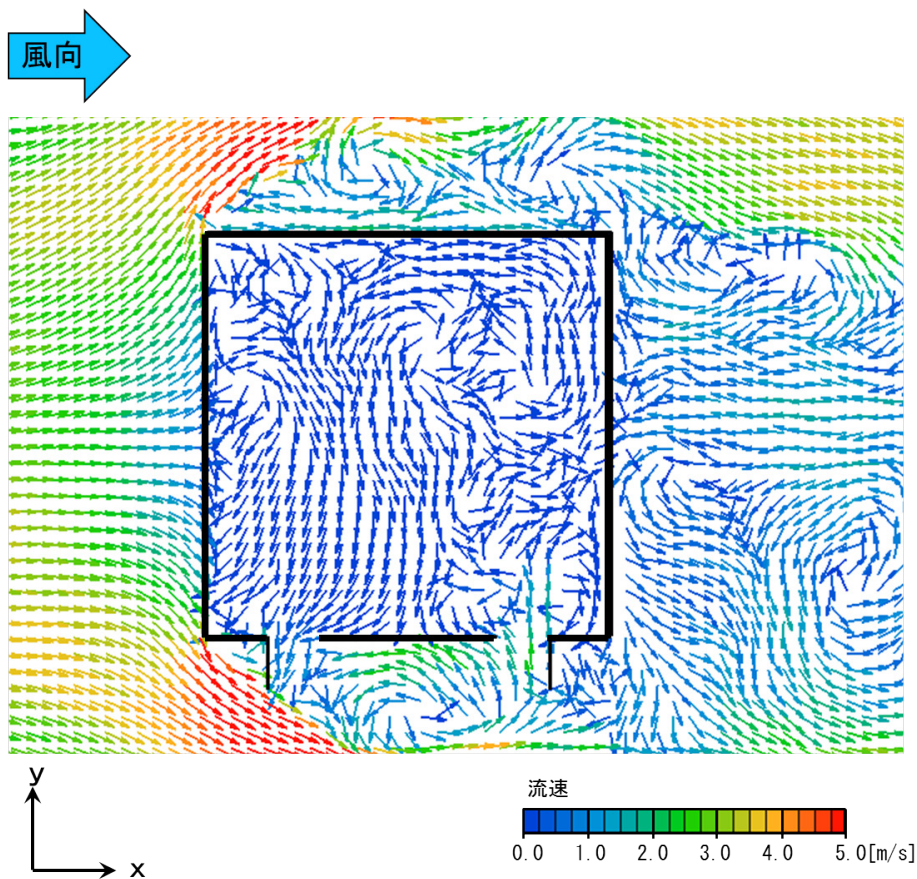


図 5.1.48 LES 解析におけるモデルGの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.4138[s])

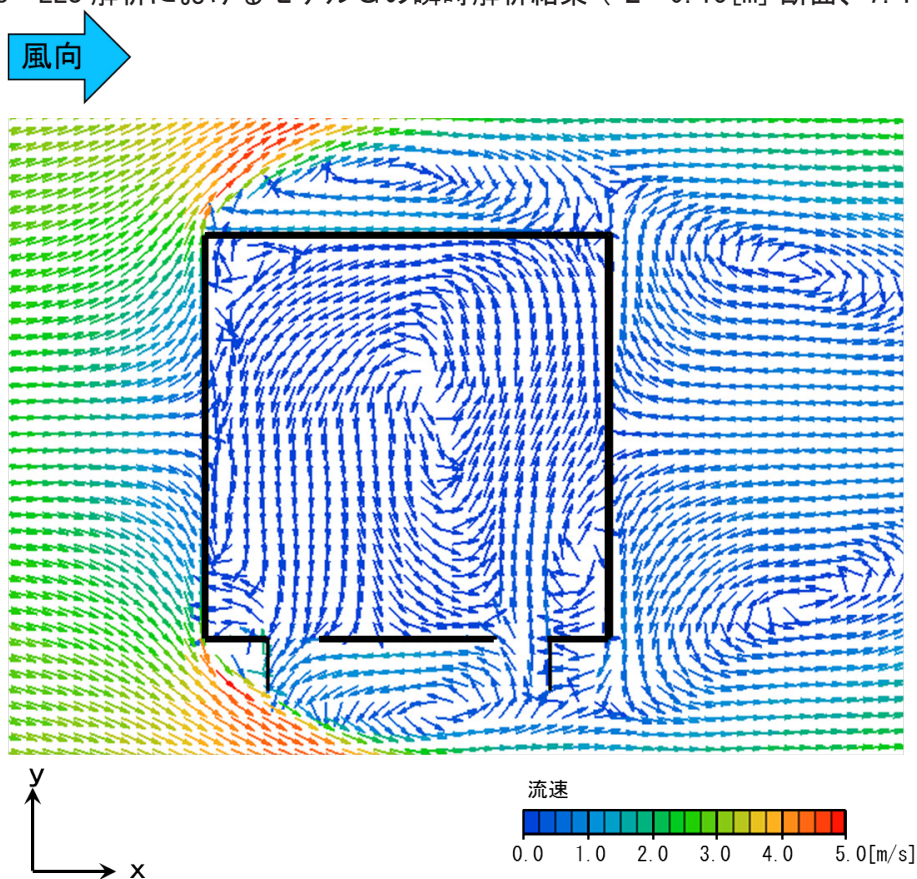


図 5.1.49 LES 解析におけるモデルGの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

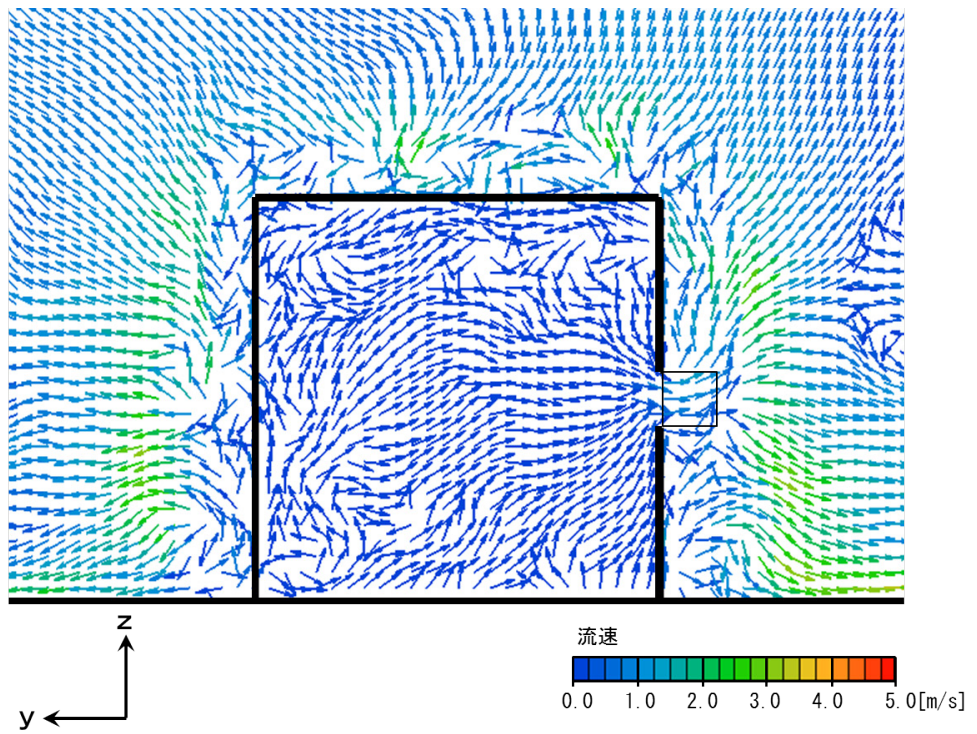


図 5.1.50 LES 解析におけるモデルGの平均解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面)

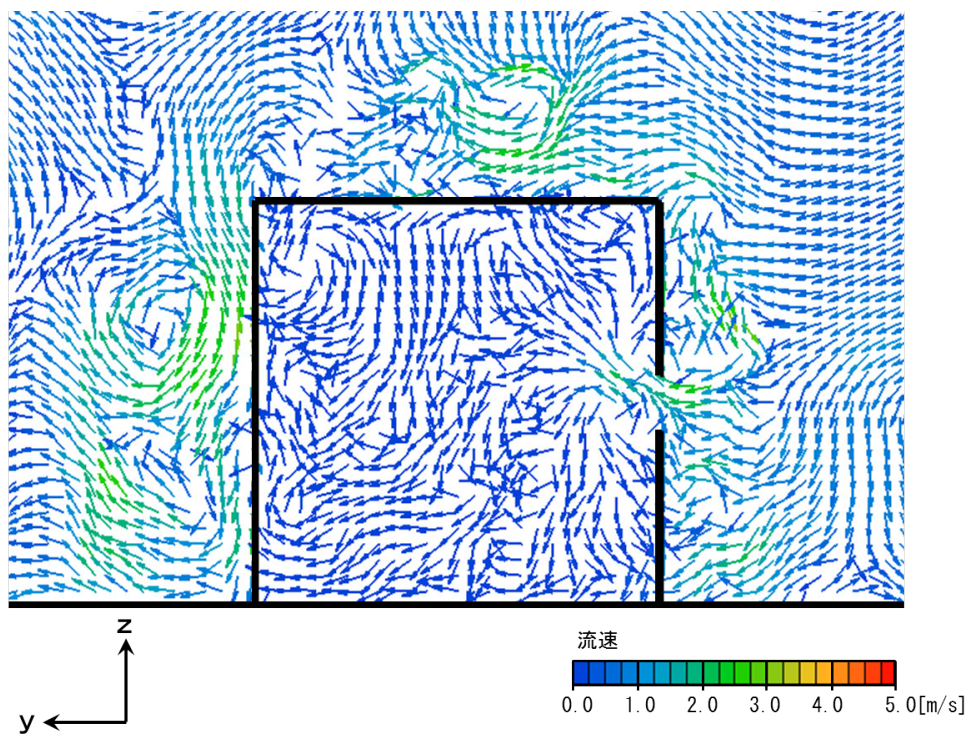


図 5.1.51 LES 解析におけるモデルGの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

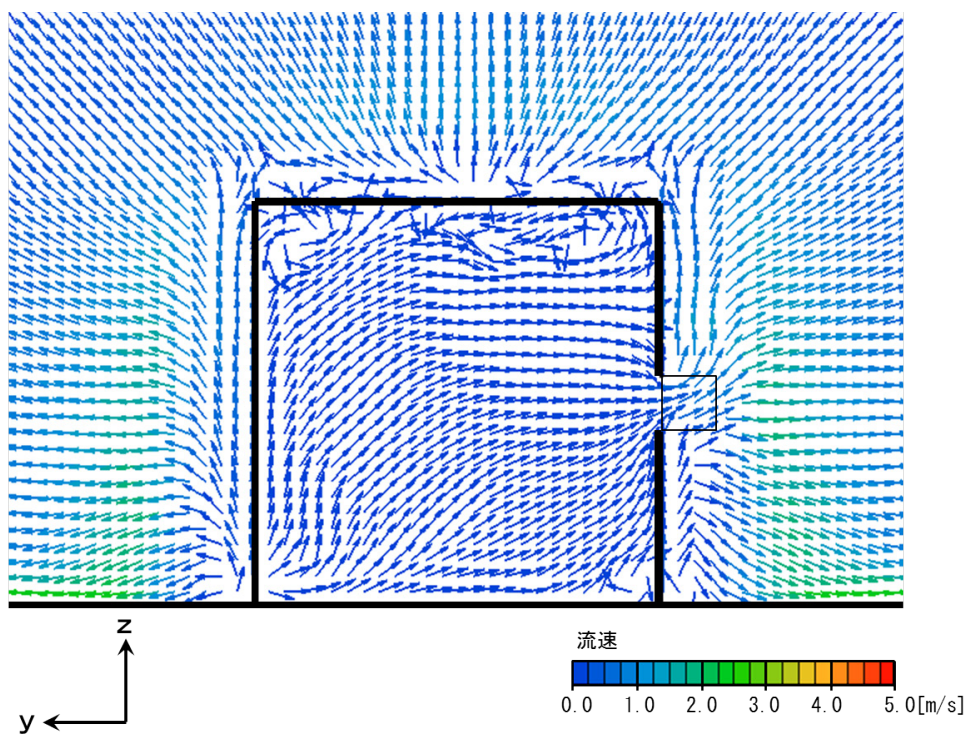


図 5.1.52 LES 解析におけるモデルGの平均解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面)

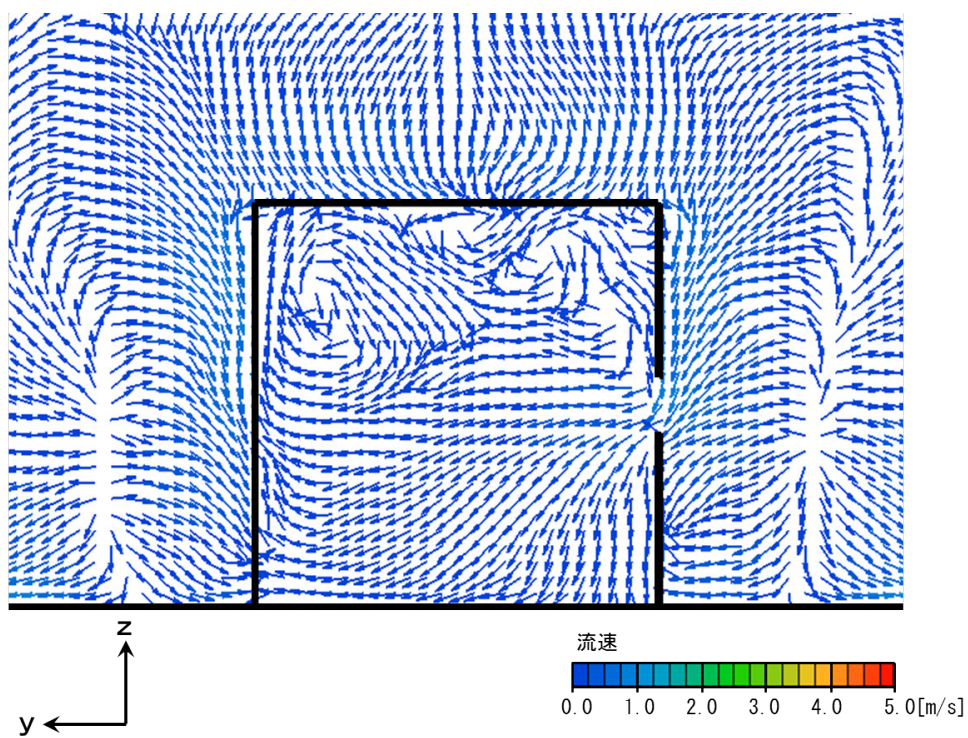


図 5.1.53 LES 解析におけるモデルGの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

5.1.6 2棟の単純住宅モデルが隣接する場合

5.1.6.1 パネルを設置しない場合（モデルH）

図5.1.54～図5.1.57に各断面のLES解析におけるモデルHの解析結果を示す。瞬時流速ベクトル分布では隣棟間を流れる変動気流の影響により、両モデルに気流が交互に2.0～4.0[m/s]程度で流入している。

平均流速ベクトル分布では各モデルで風下側開口から流入し、室内全体に大きな循環気流を形成しながら風上側開口から流出している。

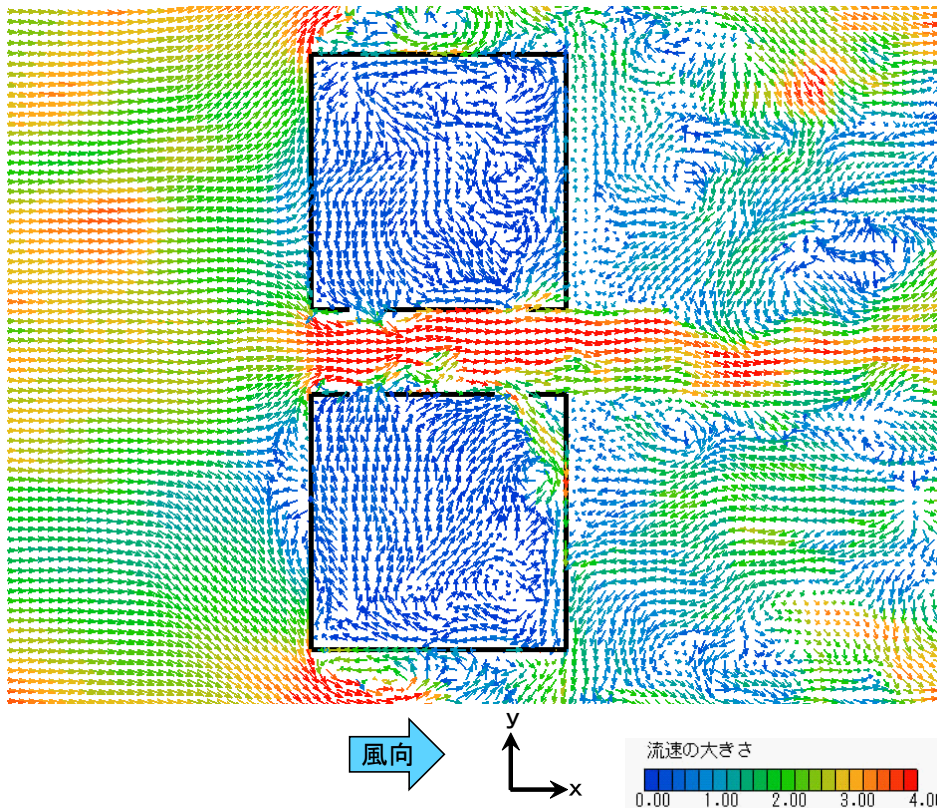


図 5.1.54 LES 解析におけるモデルHの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.125 [s])

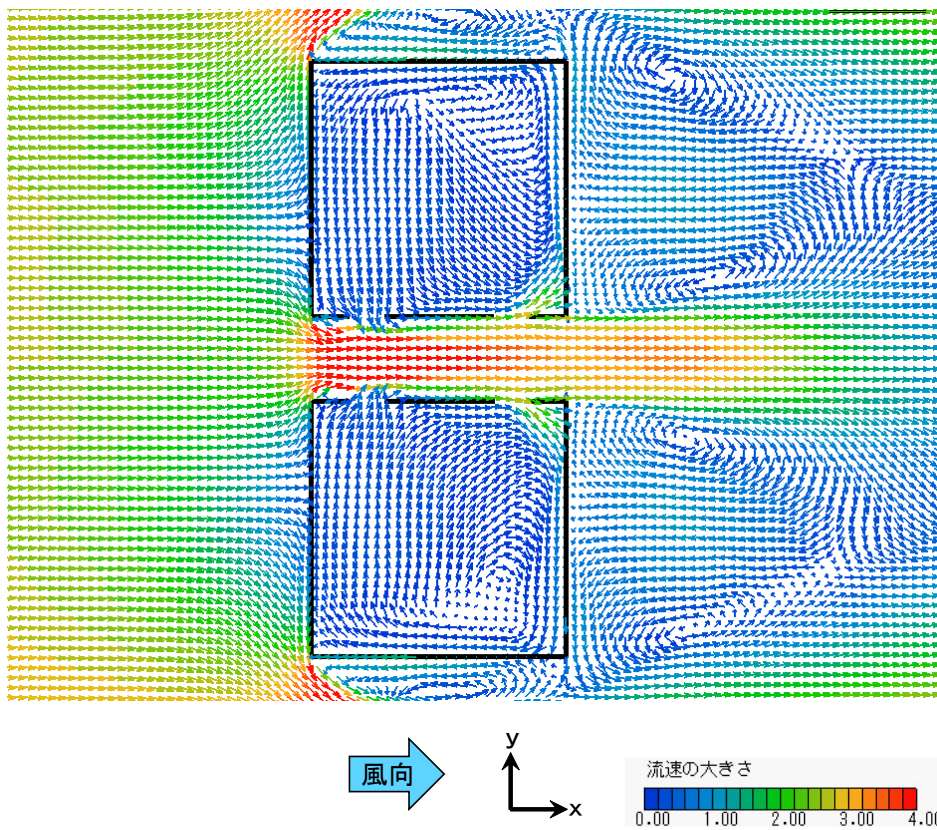


図 5.1.55 LES 解析におけるモデルGの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

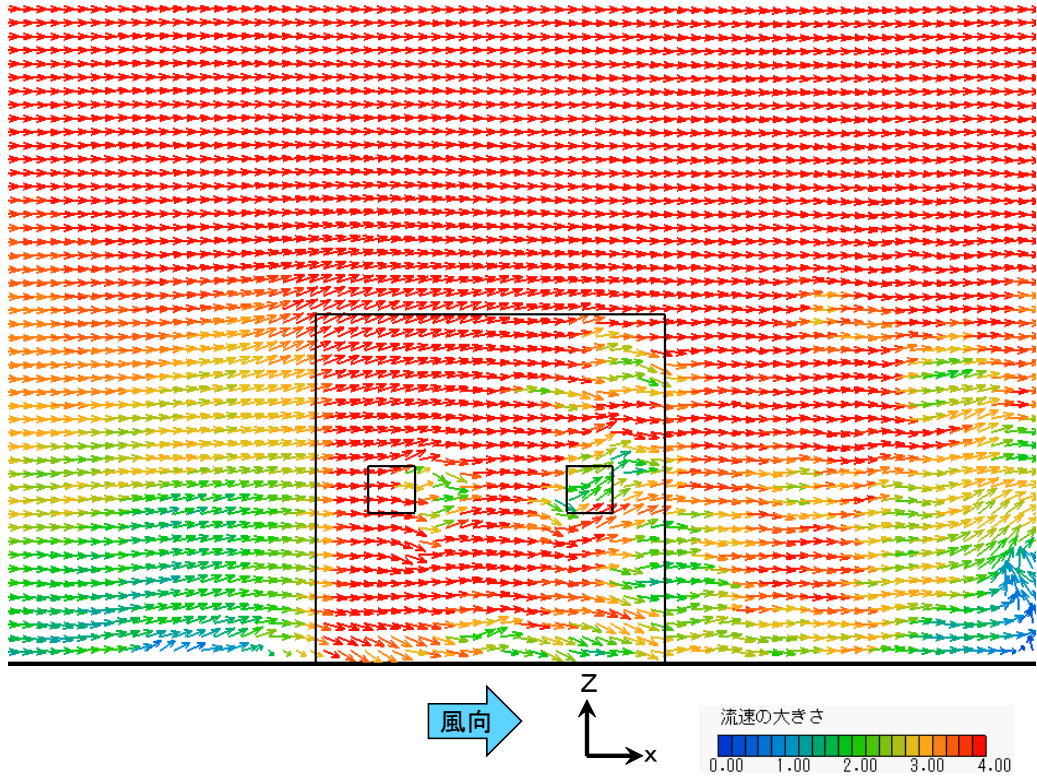


図 5.1.56 LES 解析におけるモデルHの瞬時解析結果 ($z = 0.93$ [m] 断面、 6.340 [s])

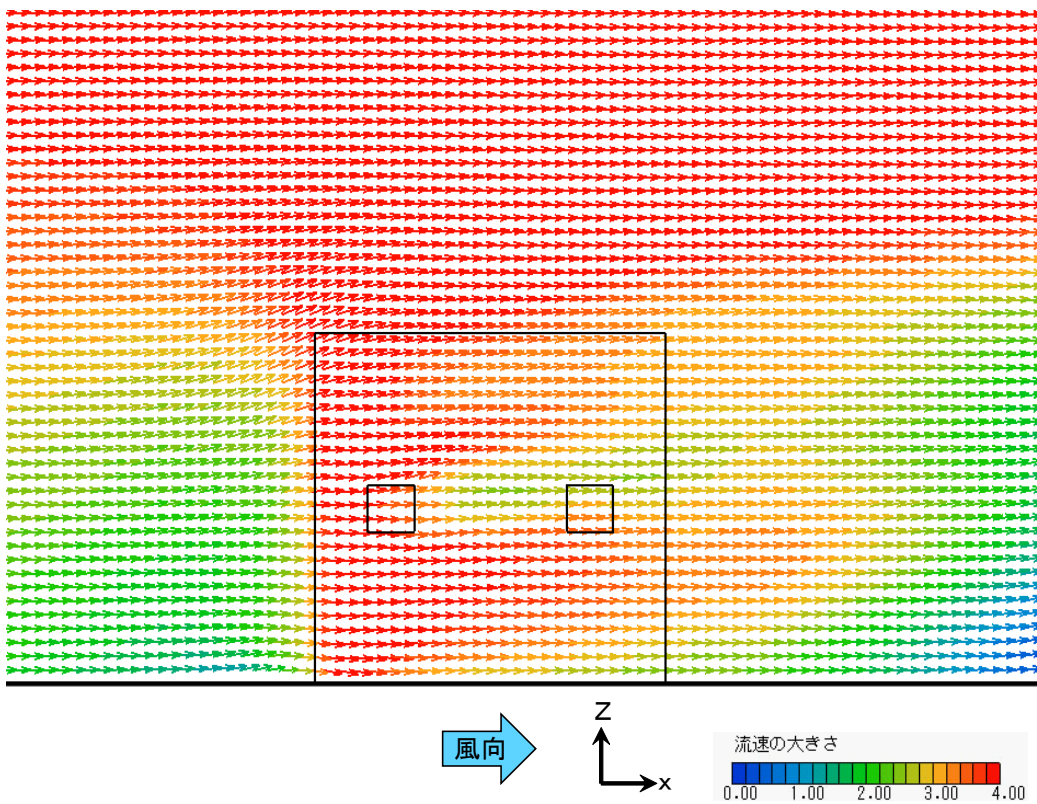


図 5.1.57 LES 解析におけるモデルHの平均解析結果 ($z = 0.93$ [m] 断面)

5.1.6.2 パネルを風上側開口の風上側、風下側開口の風下側に設置する場合 (モデル I)

図 5.1.58～図 5.1.63 に室内外流速分布を示す。図 5.1.62, 図 5.1.63 は図 2.2.10 に示す A 断面及び B 断面の流速分布である。図 5.1.58, 図 5.1.59 の風速ベクトル分布では、変動気流により風下側の 2 箇所(開口②, ④)から交互に気流が流入する様子が観察される。また、風上側開口(開口①, ③)から外部に流出した気流は、外部の気流に合流する。図 5.1.60 の平均流速ベクトル分布では、風下側開口(開口②, ④)から流入し、風上側開口(開口①, ③)から流出する大きな循環流が室内全体に形成される様子が観察される。図 5.1.61 では、隣棟間隔部に複雑な気流場が形成され、外壁端部で剥離により渦が形成されている様子が観察される。図 5.1.62, 図 5.1.63 では、ウインドキャッチャーの風下側の気流が大きく乱れている。瞬時流入風速は 2.0[m/s] 程度であり、モデル I -1 と I -2 を平均した平均流入流量は約 5.50[m³/h] (換気回数:204 回/h)、開口部の平均流速は約 0.96[m/s] である。

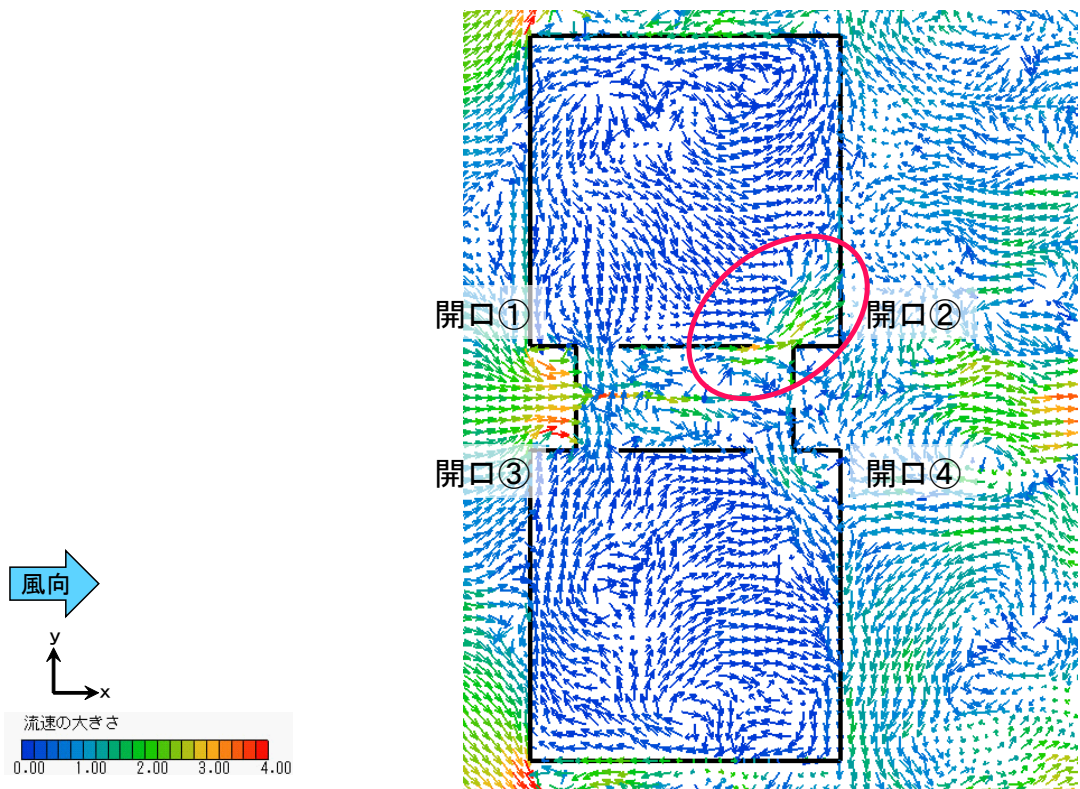


図 5.1.58 LES 解析におけるモデル I の瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、5.175[s])

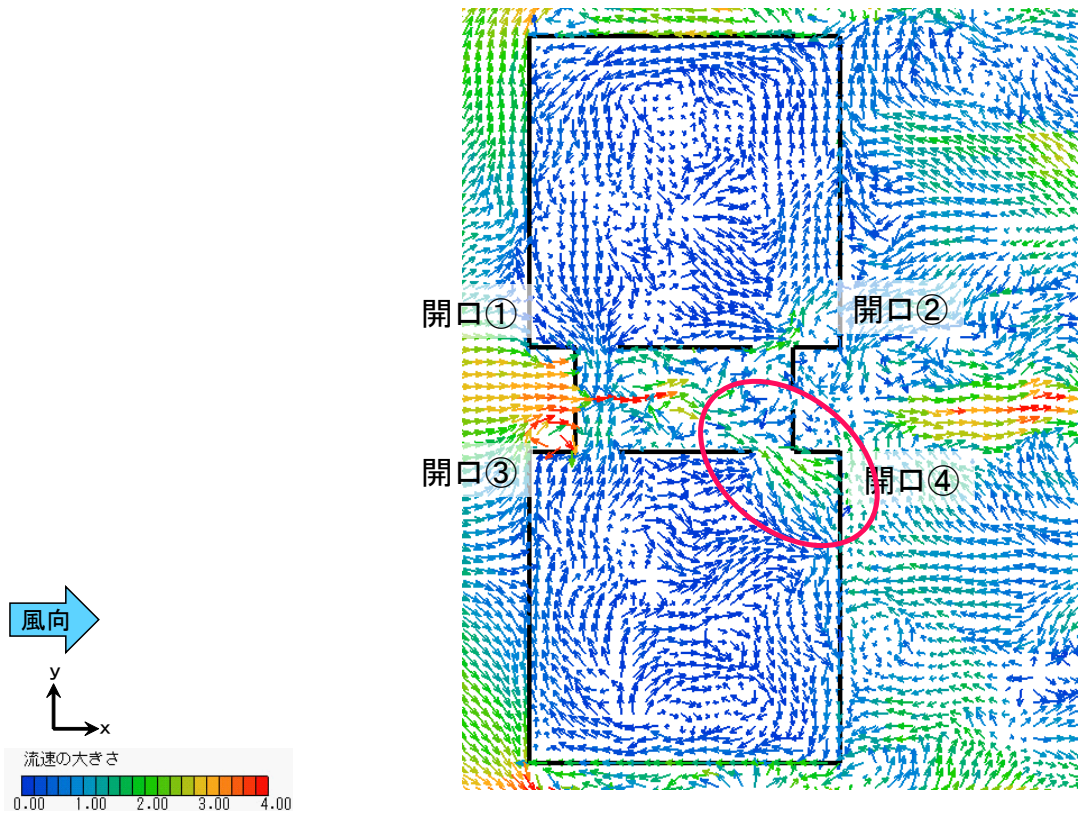


図 5.1.59 LES 解析におけるモデル I の瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、8.495[s])

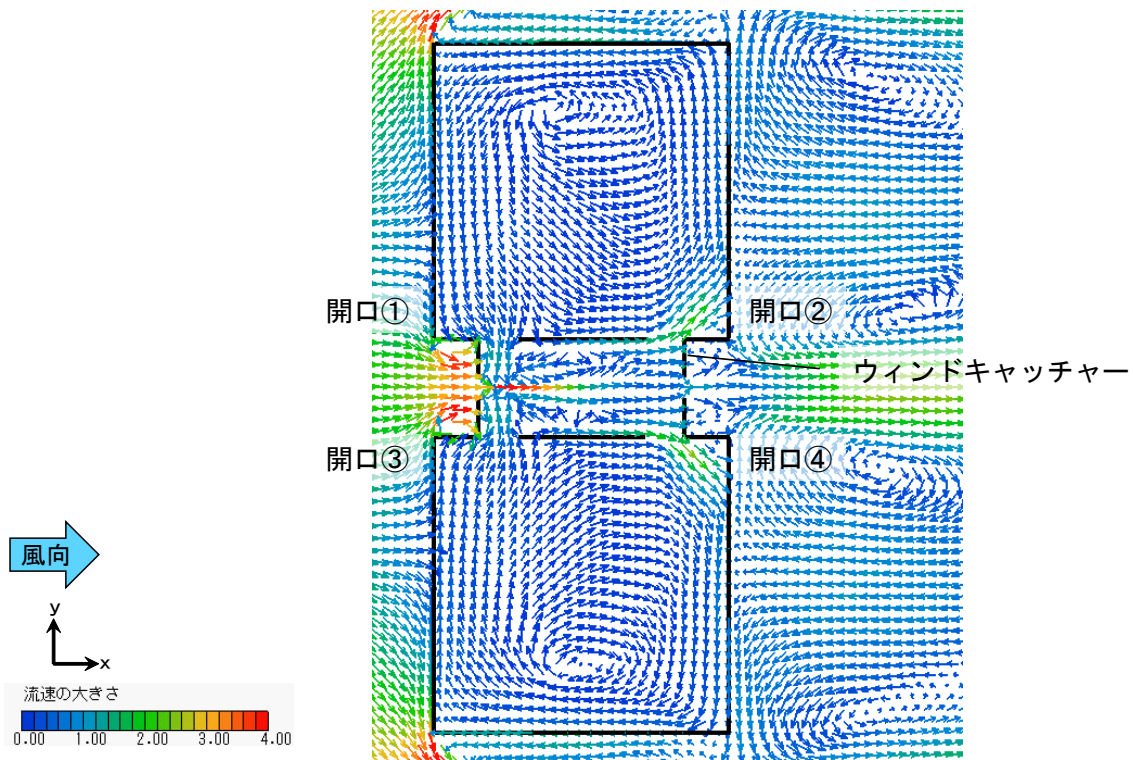


図 5.1.60 LES 解析におけるモデル I の平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

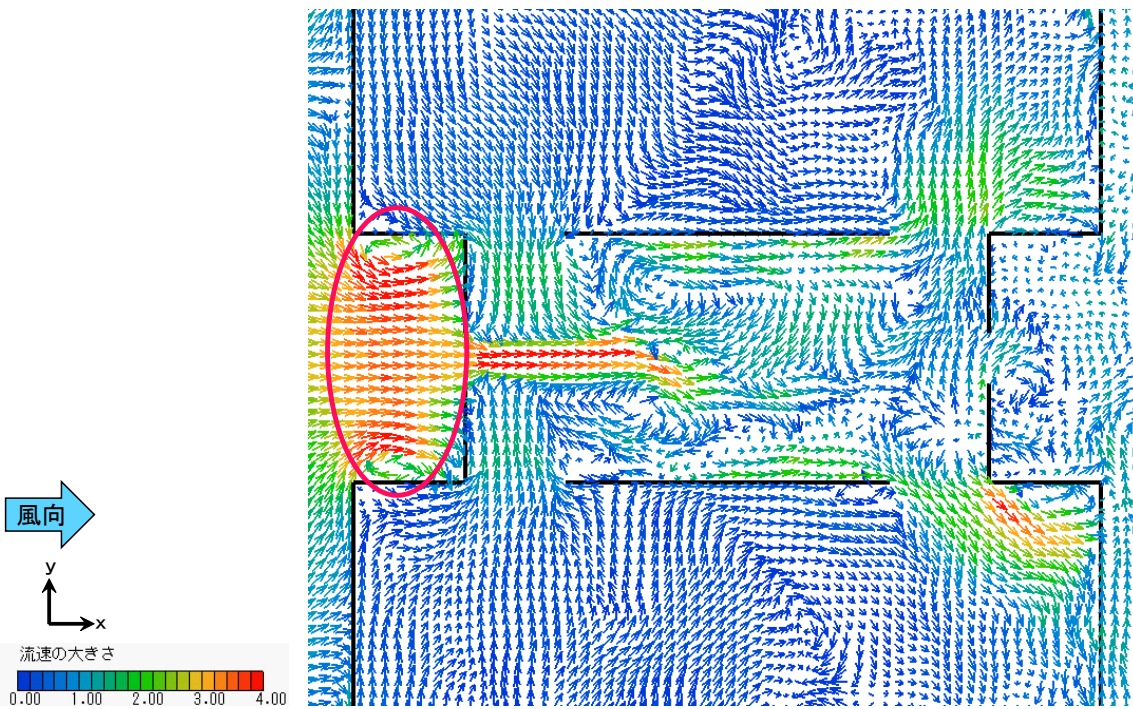


図 5.1.61 LES 解析におけるモデル I の瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、13.20 [s])

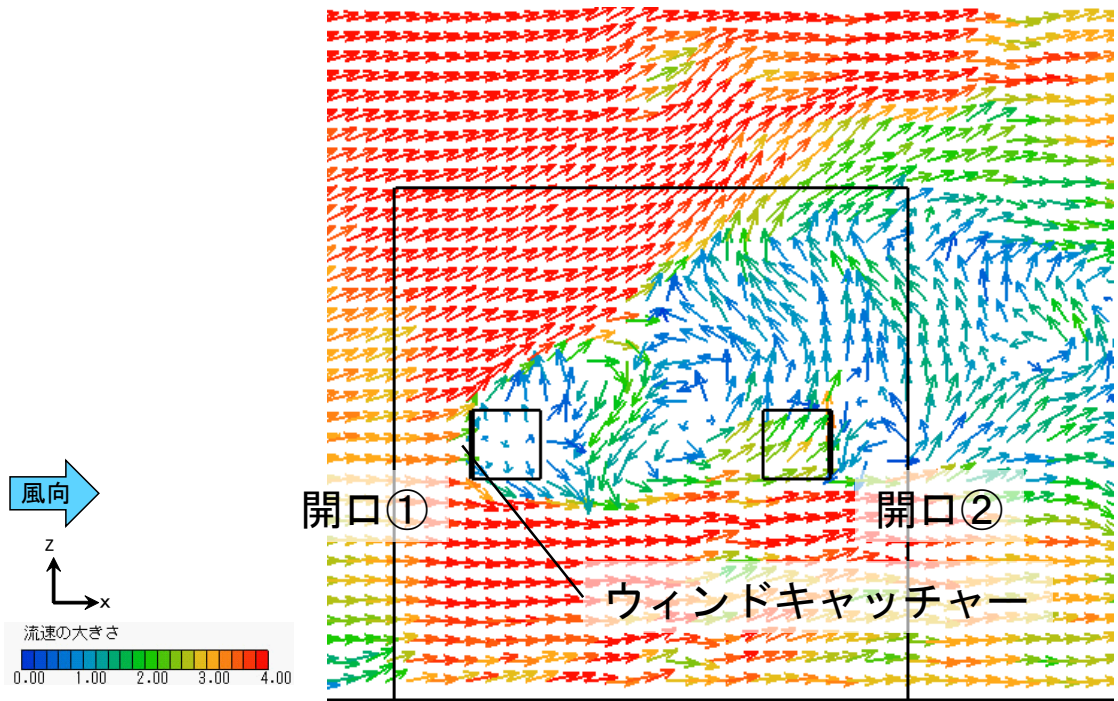


図 5.1.62 LES 解析におけるモデル I の瞬時解析結果 (A 断面、8.495[s])

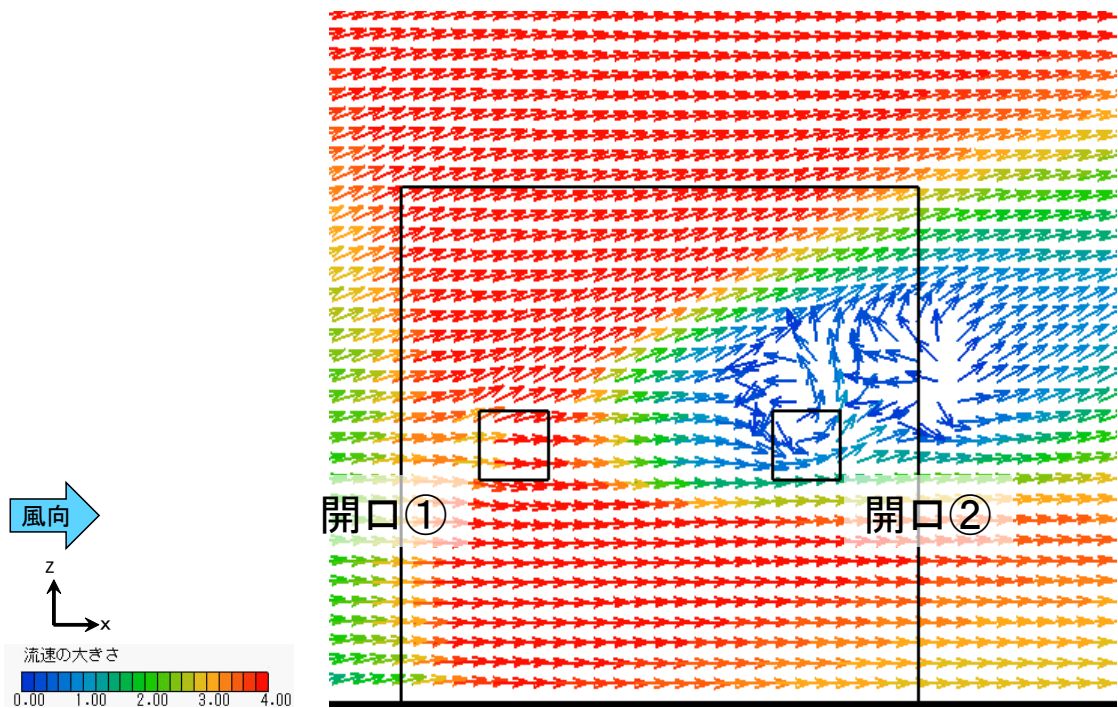


図 5.1.63 LES 解析におけるモデル I の平均解析結果 (B 断面、2 棟間中心)

5.1.6.3 パネルを風上側開口の風下側、風下側開口の風上側に設置する場合 (モデルJ)

図 5.1.64～図 5.1.69 に室内外流速分布を示す。図 5.1.68, 図 5.1.69 は図 2.2.11 に示す A' 断面及び B' 断面の流速分布である。図 5.1.64, 図 5.1.65 の瞬時流速ベクトル分布では、変動気流により風上側の 2 箇所の開口（開口①, ③）から交互に気流が流入する様子が観察される。図 5.1.67 では、モデル J-1 では風上側開口（開口①）から流入し、風下側開口（開口②）から流出している。一方で、モデル J-2 では、風上側開口（開口③）から室外に流出した後に再び同開口に引き込まれ、風下側開口（開口④）では室内に流入している。室内気流は、モデル I と比較すると複雑な気流場となる。図 5.1.66 の平均流速ベクトル分布では、風上側開口部（開口①, ③）付近で複雑な気流場を形成する。図 5.1.68, 図 5.1.69 では、モデル I と比較してパネル（ウインドキャッチャー）風下側の気流が乱れている範囲が小さい。瞬時流入風速は 3.0[m/s] 程度であり、モデル J -1 と J -2 を平均した平均流入流量は約 3.06[m³/h]（換気回数：113 回/h）、開口部の平均流速は約 0.53[m/s] である。

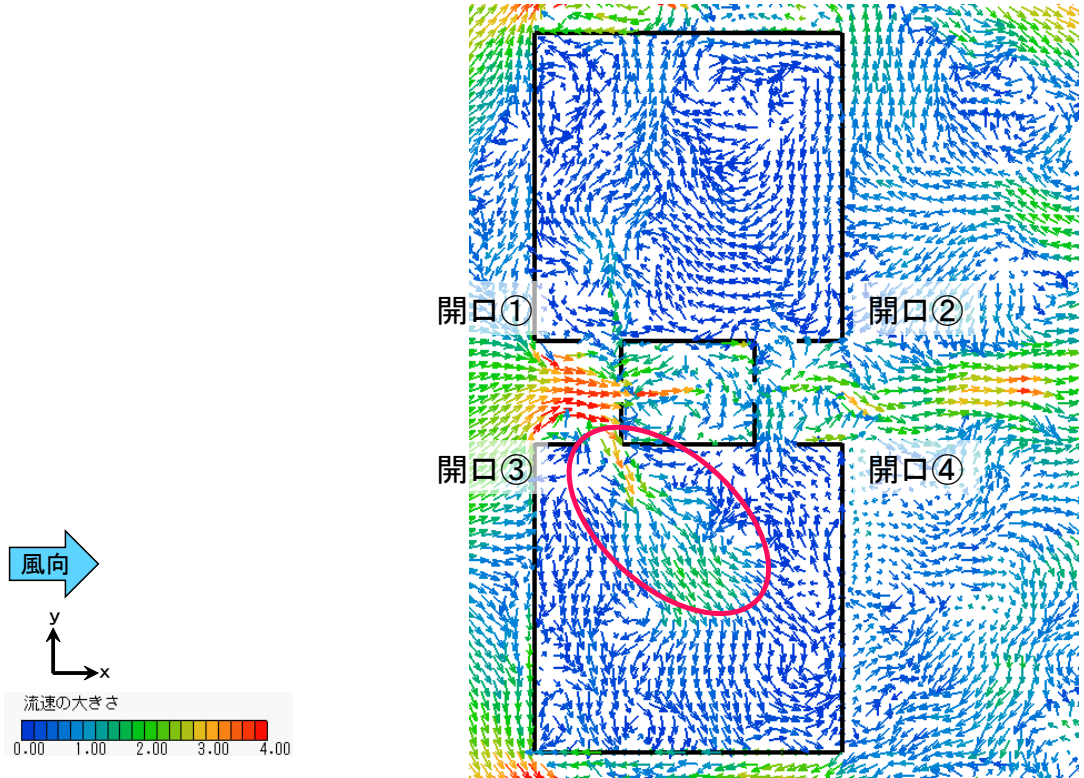


図 5.1.64 LES 解析におけるモデルJの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、5.985[s])

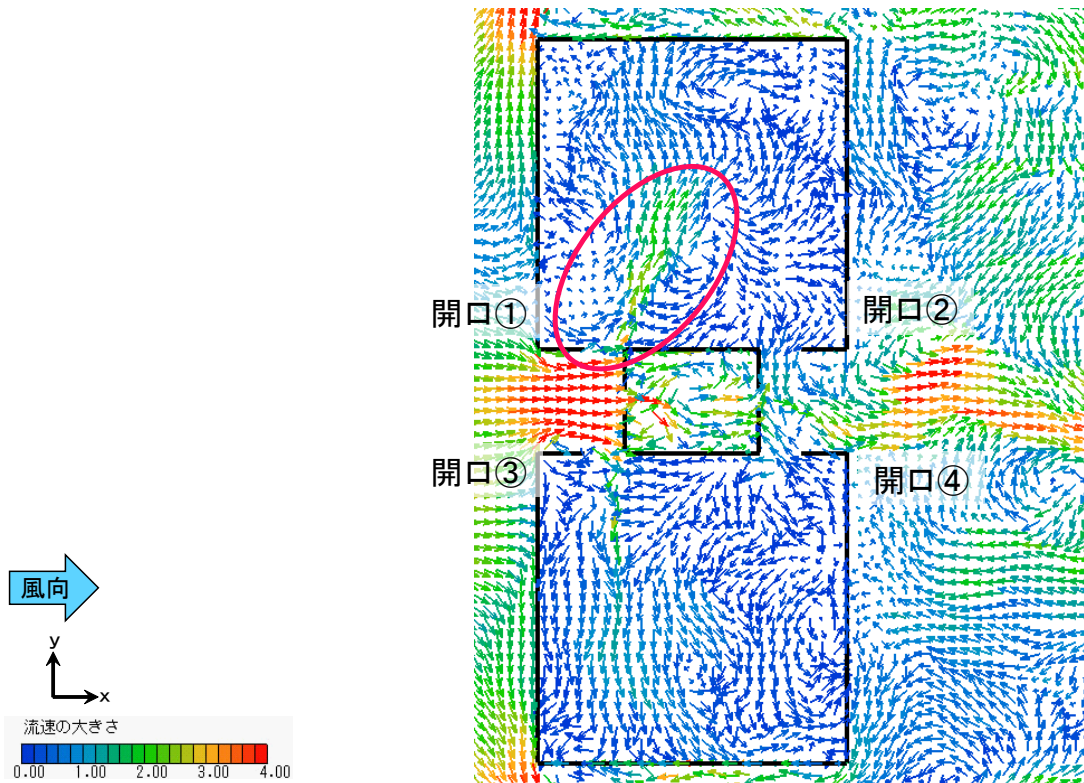


図 5.1.65 LES 解析におけるモデルJの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、7.590[s])

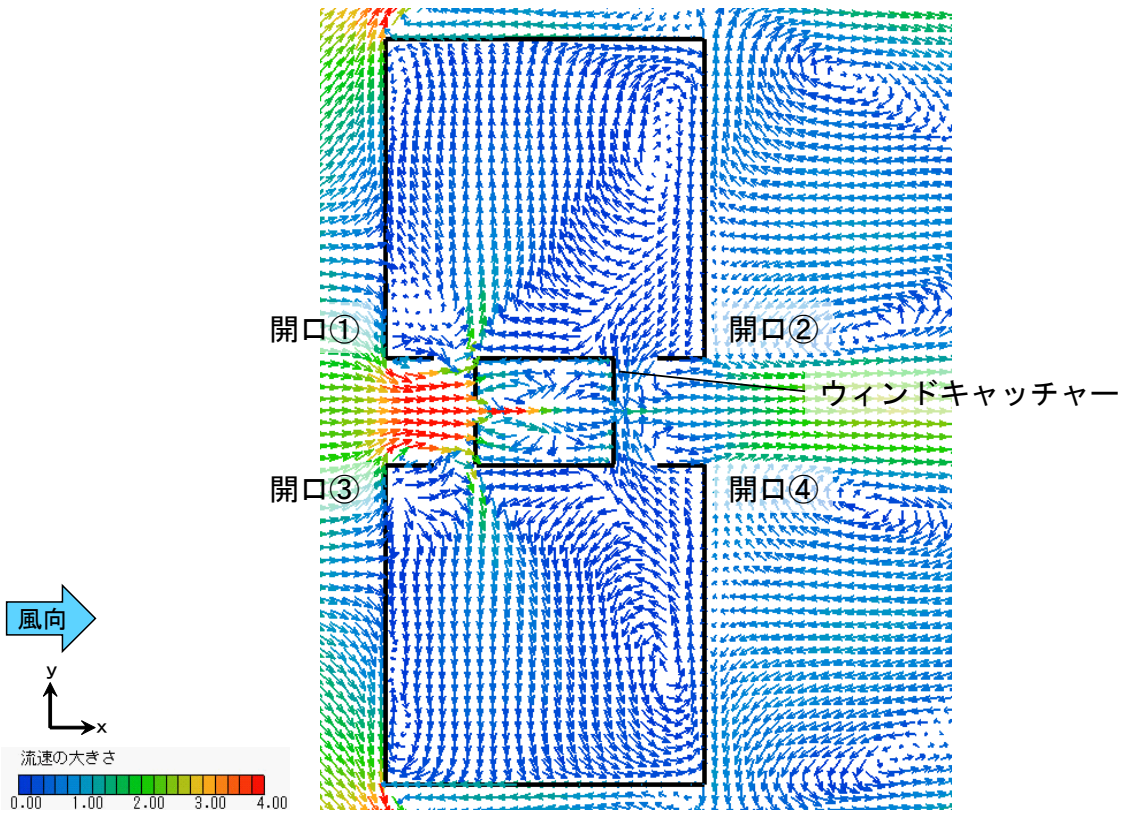


図 5.1.66 LES 解析におけるモデルJの平均解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

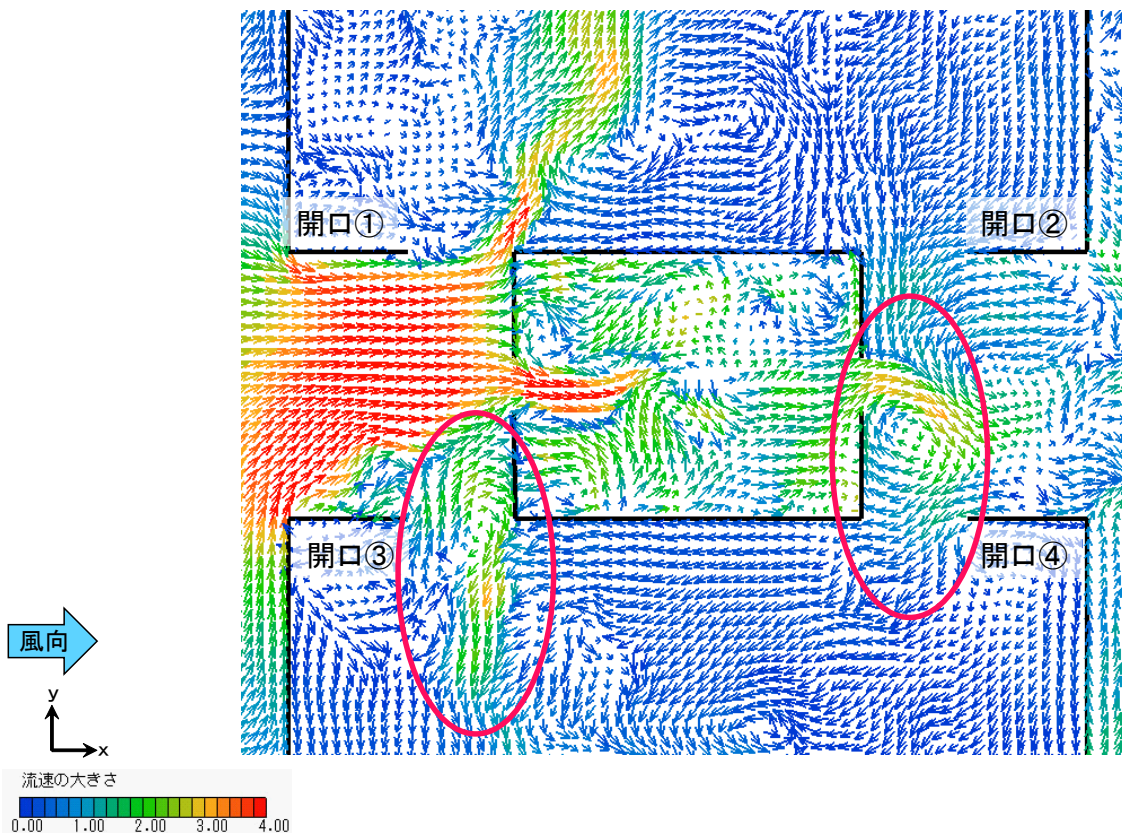


図 5.1.67 LES 解析におけるモデルIの瞬時解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面、6.51[s])

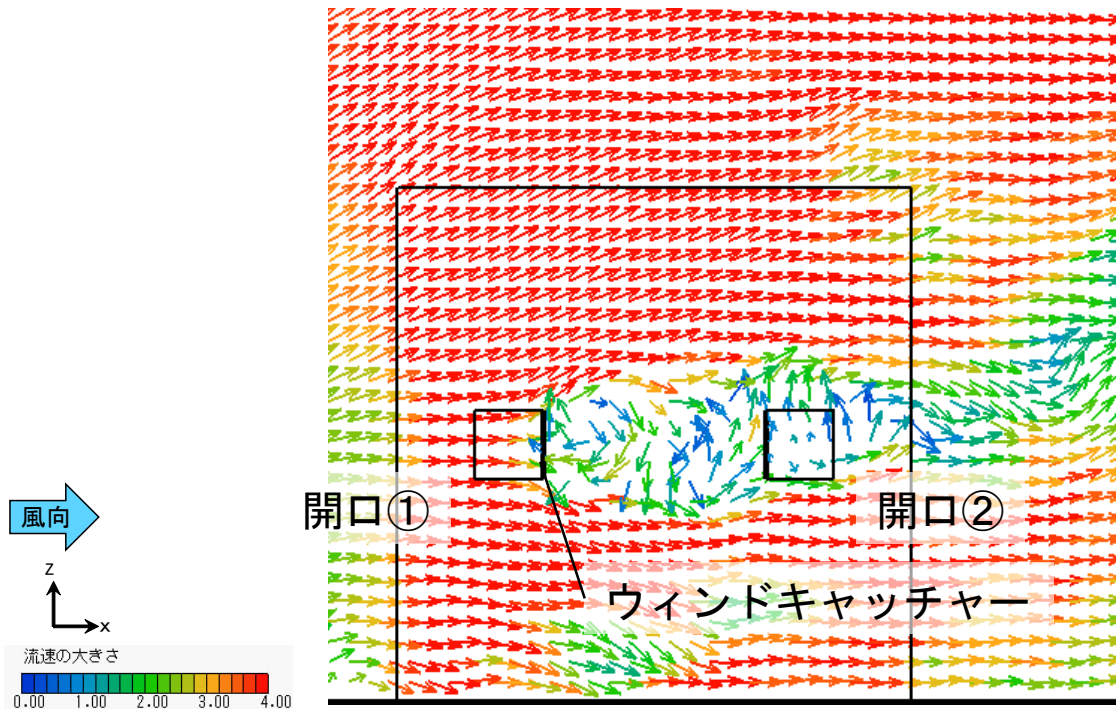


図 5.1.68 LES 解析におけるモデル J の瞬時解析結果 (A' 断面、10.420[s])

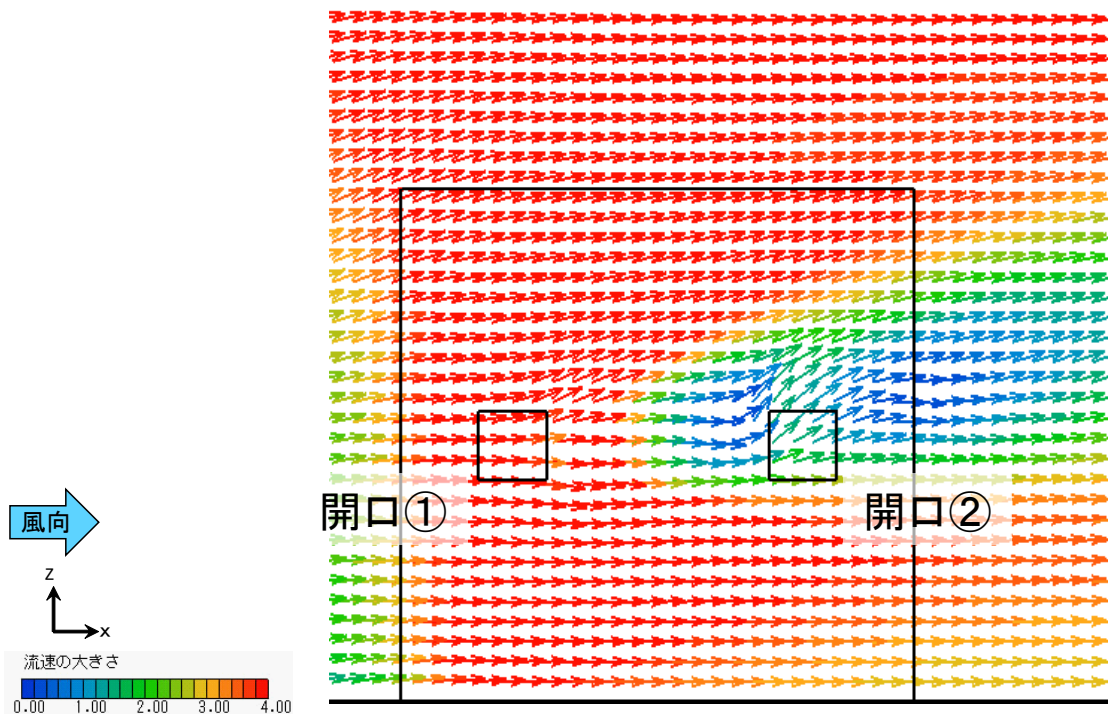


図 5.1.69 LES 解析におけるモデル J の平均解析結果 (B' 断面、2 棟間中心)

第2章 標準 $k-\varepsilon$ モデルによる解析結果

5.2.1 相対する壁面に開口を1つずつ有する場合

5.2.1.1 風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する場合（モデルA）

図 5.2.1、図 5.2.2 に各断面の標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルAの解析結果を示す。

モデル側面周辺、モデル上面周辺では、剥離流や逆流が再現出来ていない。

水平断面を見ると、風上側開口部から風下側開口部に向かって、風速 2.0[m/s] 程度で直線的に流入している。

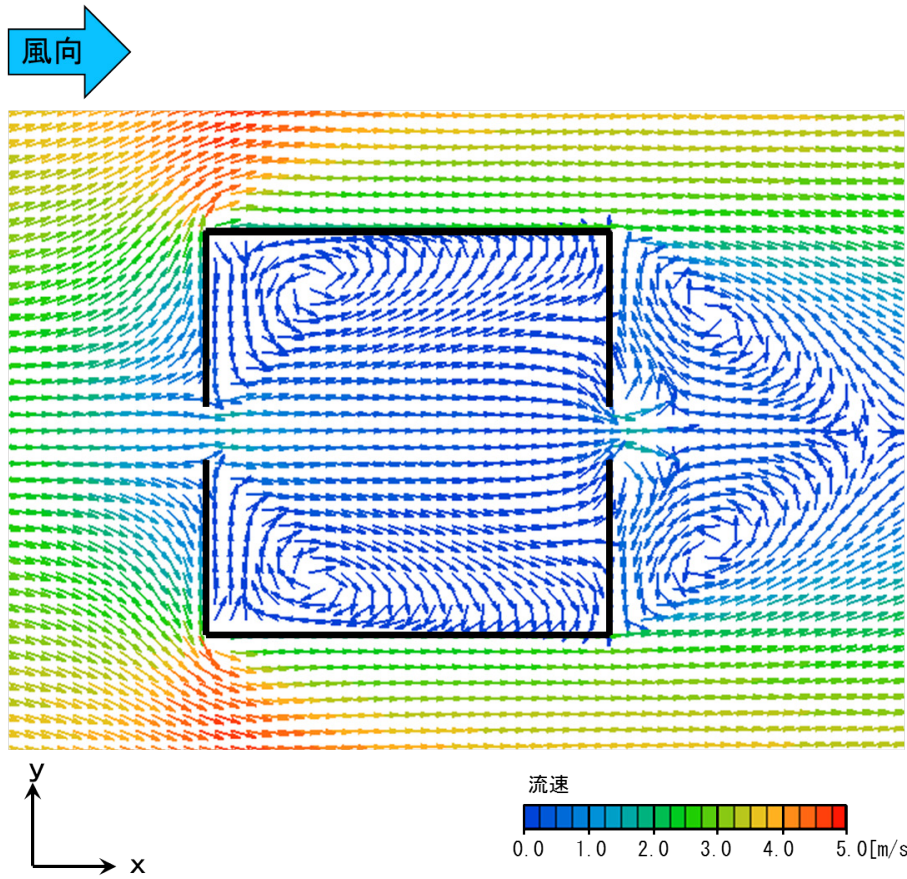


図 5.2.1 標準 $k-\epsilon$ モデル解析におけるモデルAの解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

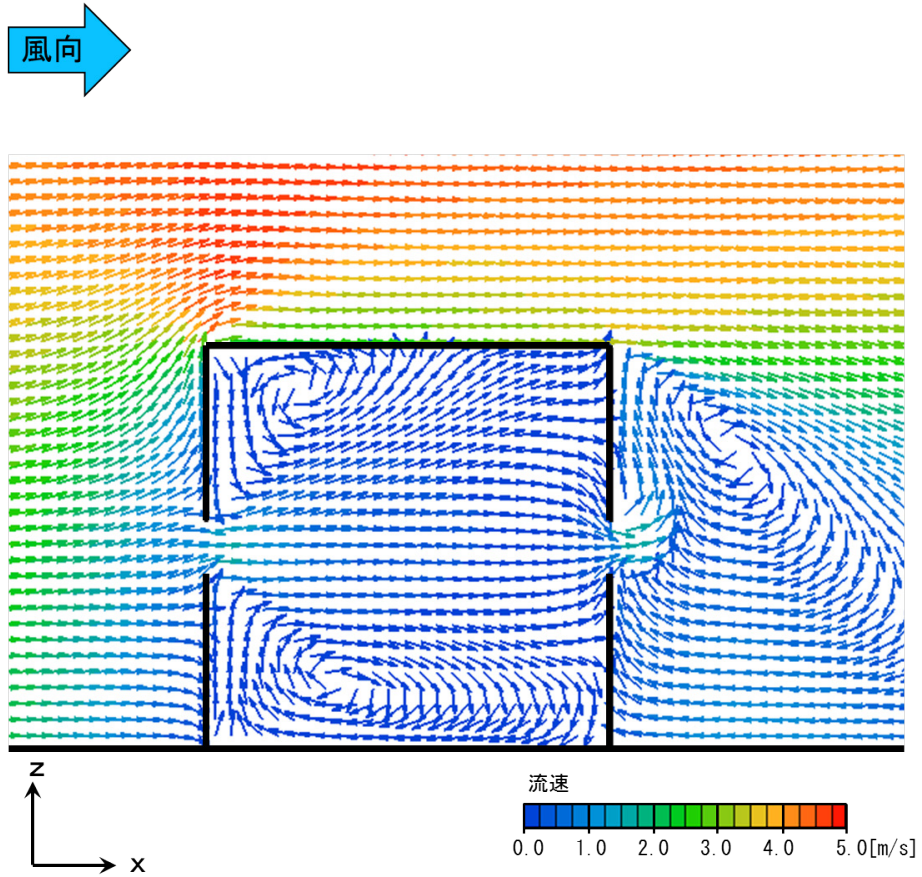


図 5.2.2 標準 $k-\epsilon$ モデル解析におけるモデルAの解析結果 ($y = 0.9$ [m] 断面)

5.2.1.2 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合（モデルB）

図 5.2.3、図 5.2.4 に各断面の標準 $k-\epsilon$ モデル解析におけるモデルBの解析結果を示す。

モデル側面周辺、モデル上面周辺では、剥離流や逆流が再現出来ていない。水平断面を見ると、モデル内に流入する気流は見られない。

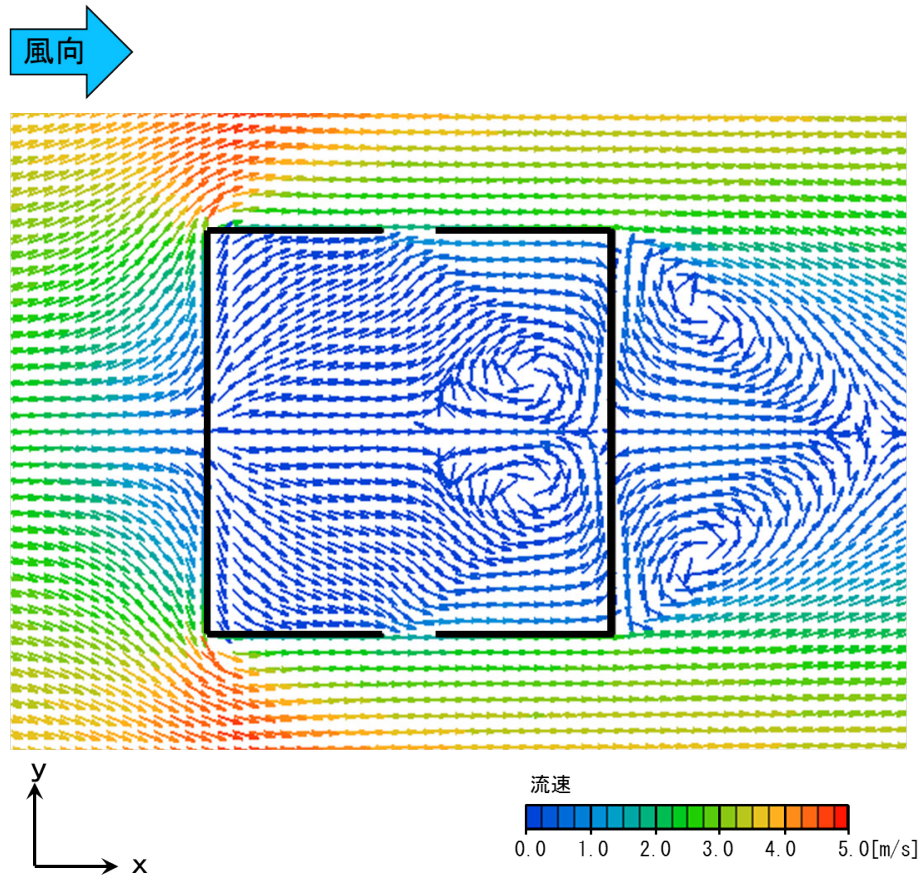


図 5.2.3 標準 k-ε モデル解析におけるモデルBの解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

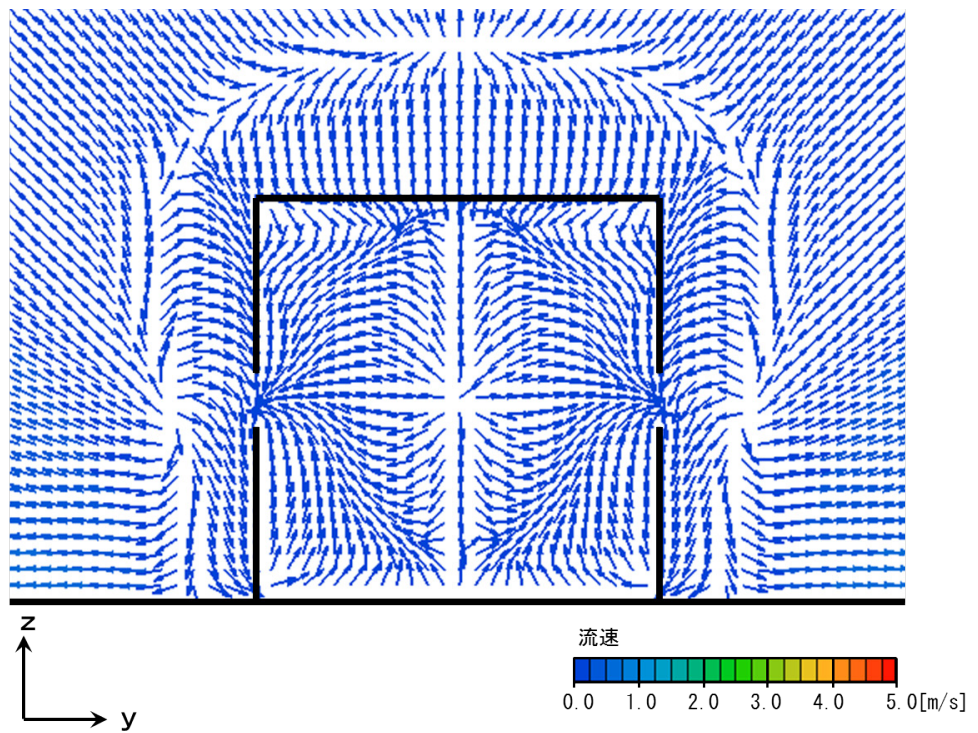


図 5.2.4 標準 k-ε モデル解析におけるモデルBの解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面)

5.2.2 同一壁面の同じ高さに開口を2つ有する場合

5.2.2.1 風上側壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルC）

図 5.2.5 ～ 図 5.2.7 に各断面の標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルCの解析結果を示す。

モデル側面周辺、モデル上面周辺では、剥離流や逆流が再現出来ていない。水平断面を見ると、モデル内に流入する気流は見られない。

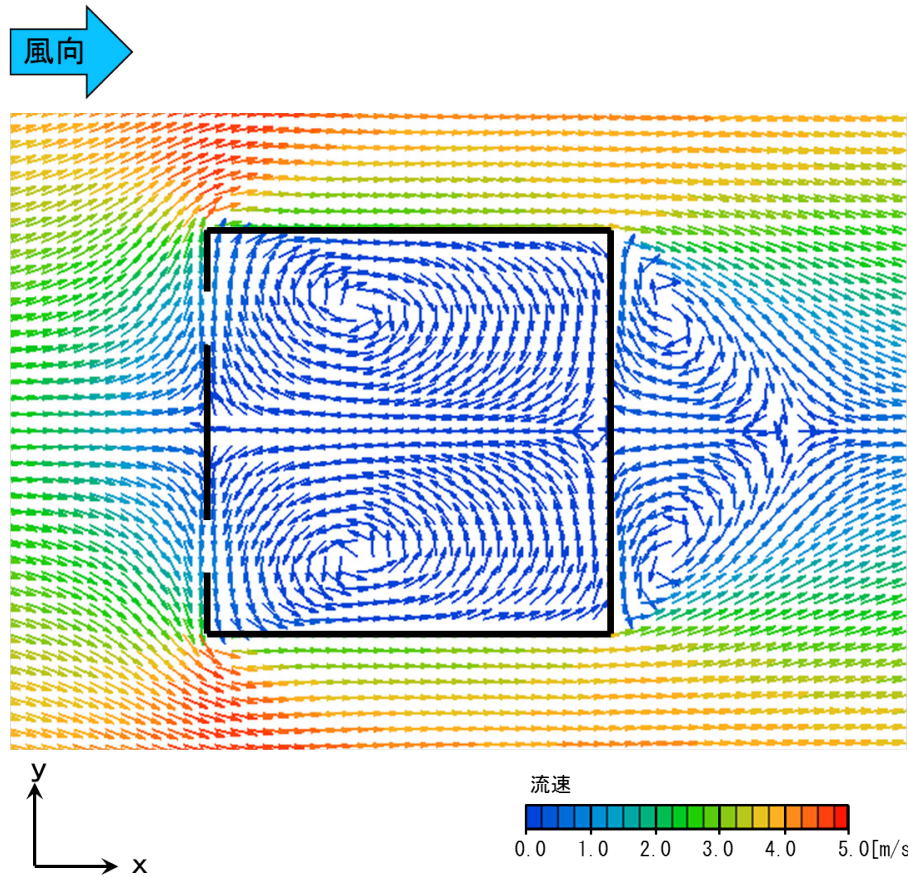


図 5.2.5 標準 k-ε モデル解析におけるモデル C の解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

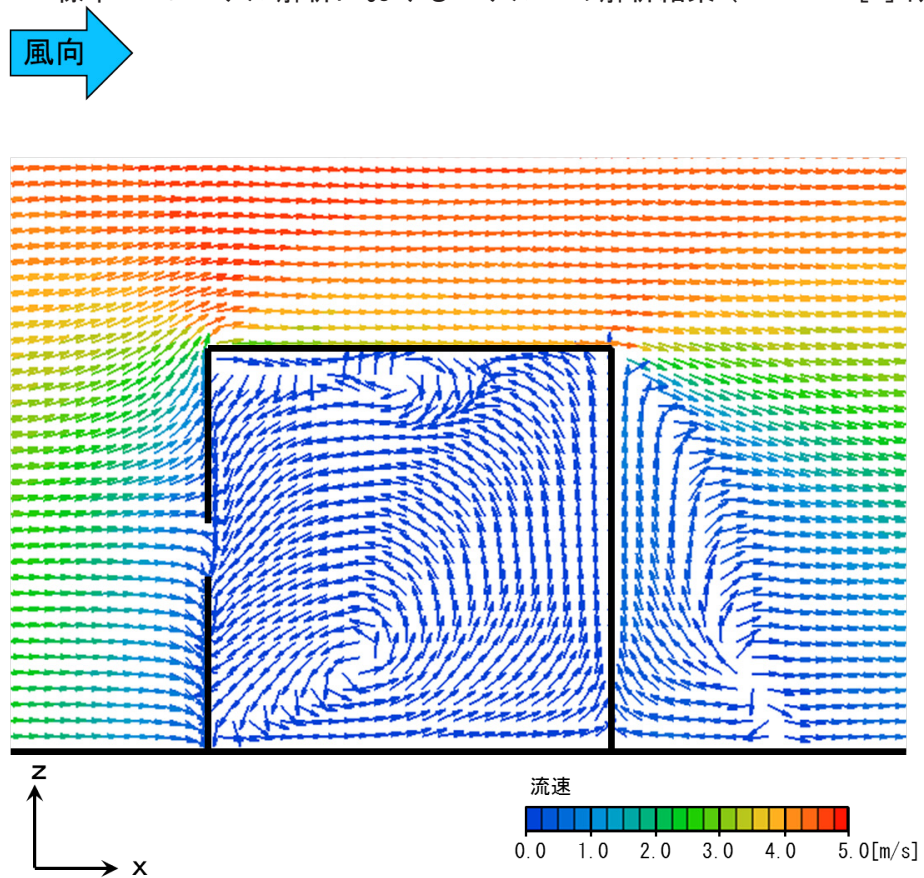


図 5.2.6 標準 k-ε モデル解析におけるモデル C の解析結果 ($y = 0.815$ [m] 断面)

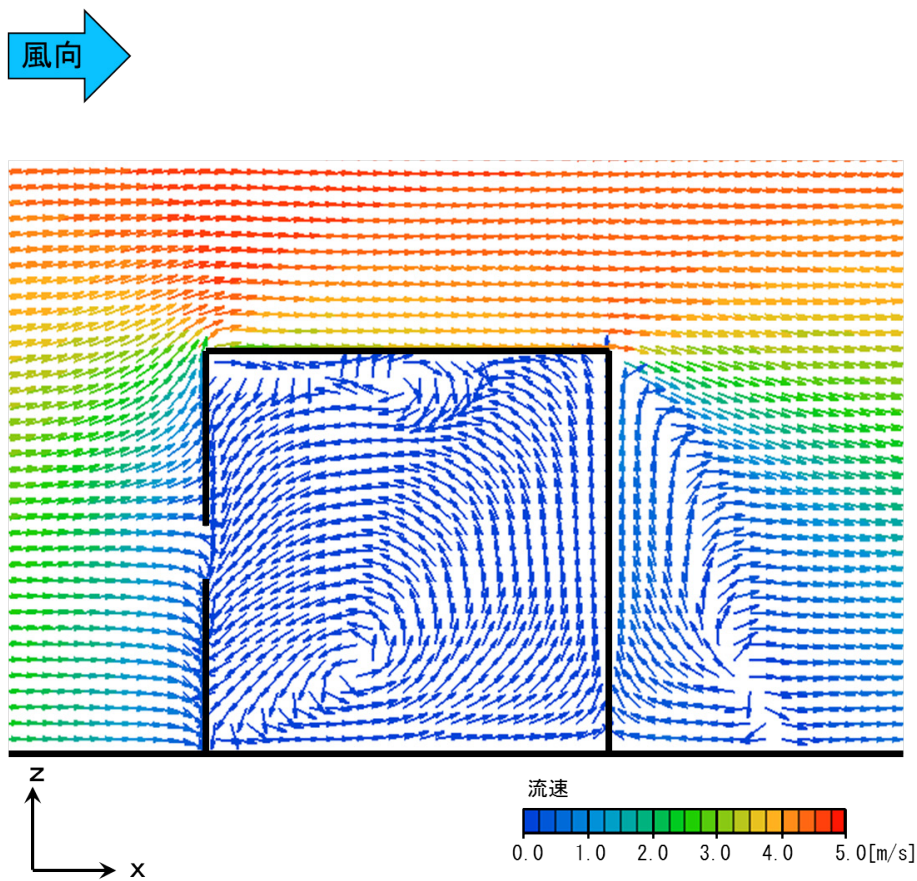


図 5.2.7 標準 $k-\epsilon$ モデル解析におけるモデルCの解析結果 ($y = 0.985$ [m] 断面)

5.2.2.2 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルD）

図 5.2.8 ～ 図 5.2.10 に各断面の標準 $k-\epsilon$ モデル解析におけるモデルDの解析結果を示す。

モデル側面周辺、モデル上面周辺では、剥離流や逆流が再現出来ていない。
水平断面を見ると、モデル内に流入する気流は見られない。

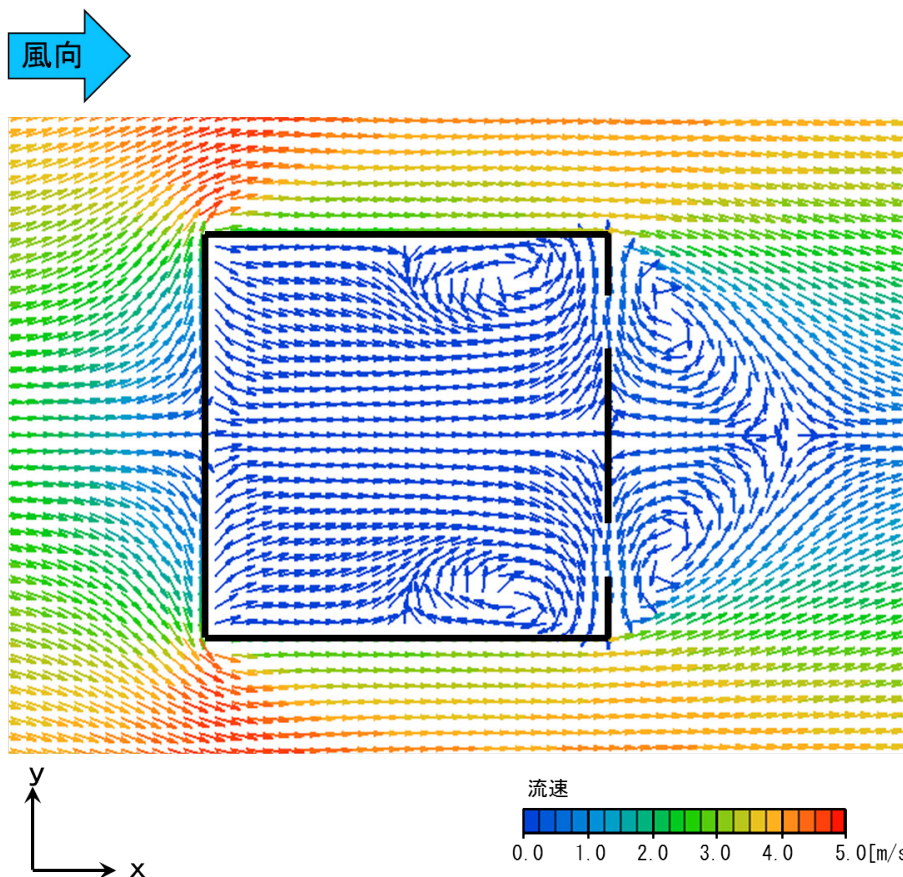


図 5.2.8 標準 k-ε モデル解析におけるモデルDの解析結果 (z =0.15[m] 断面)

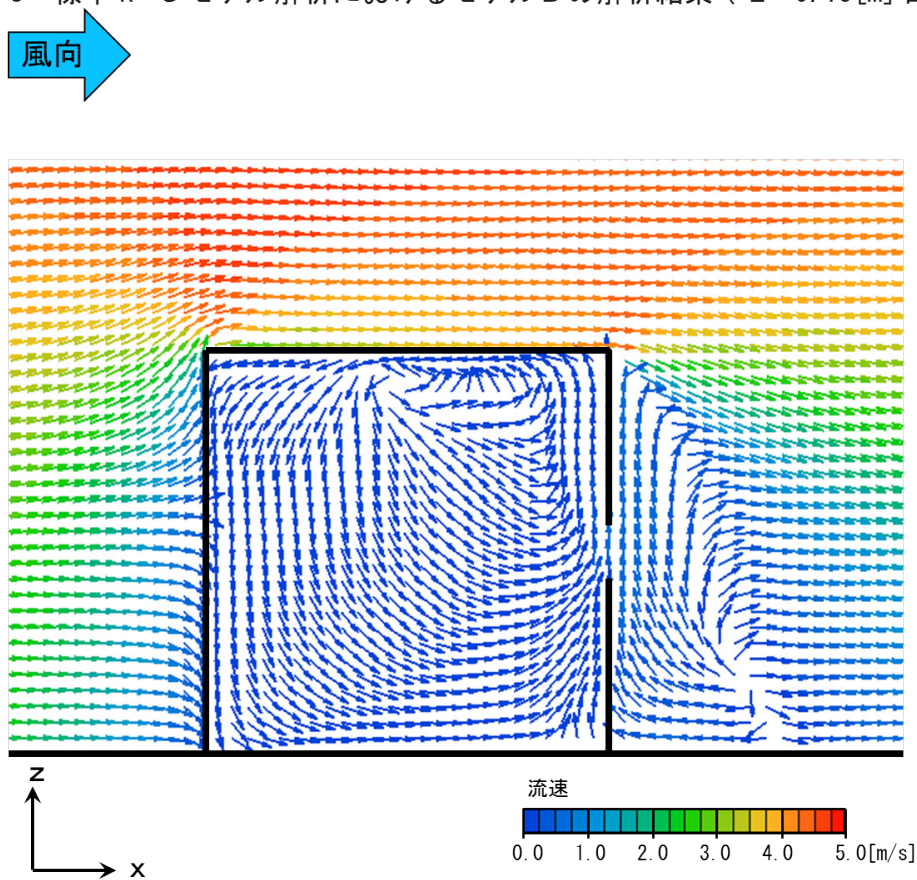


図 5.2.9 標準 k-ε モデル解析におけるモデルDの解析結果 (y =0.815[m] 断面)

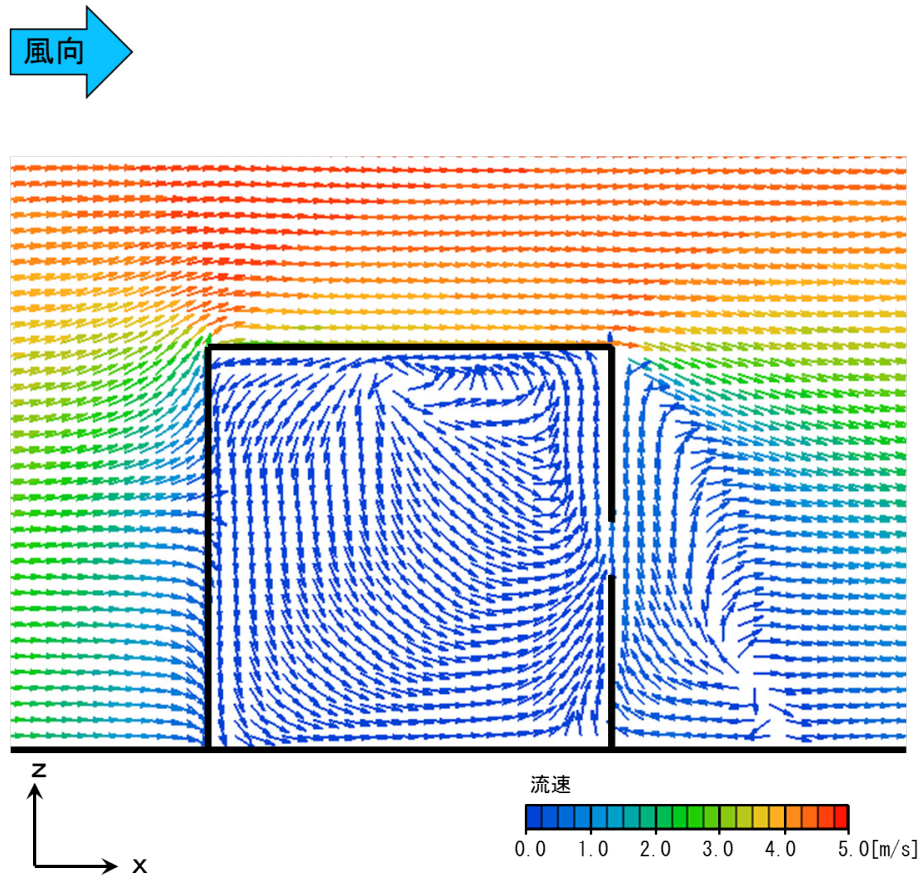


図 5.2.10 標準 k-ε モデル解析におけるモデルDの解析結果 ($y = 0.985$ [m] 断面)

5.2.2.3 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルE）

図 5.2.11 ～図 5.2.13 に各断面の標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルEの解析結果を示す。

モデル側面周辺、モデル上面周辺では、剥離流や逆流が再現出来ていない。

水平断面を見ると、風下側の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、風上側の開口部から流出している。

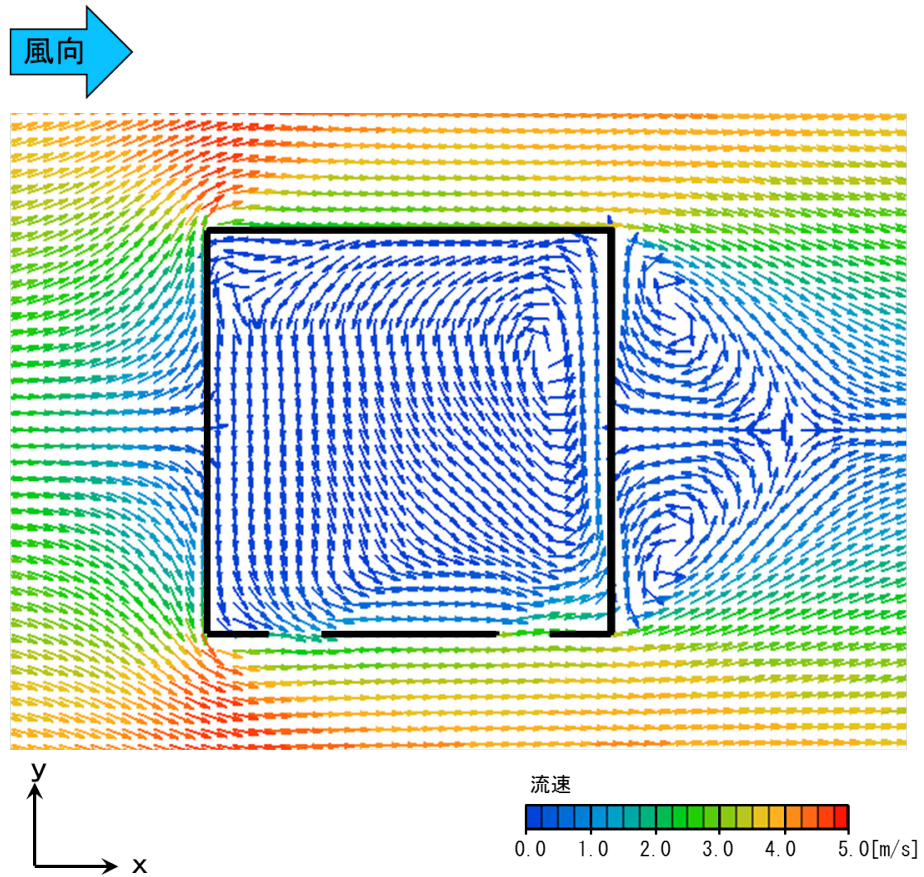


図 5.2.11 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルEの解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

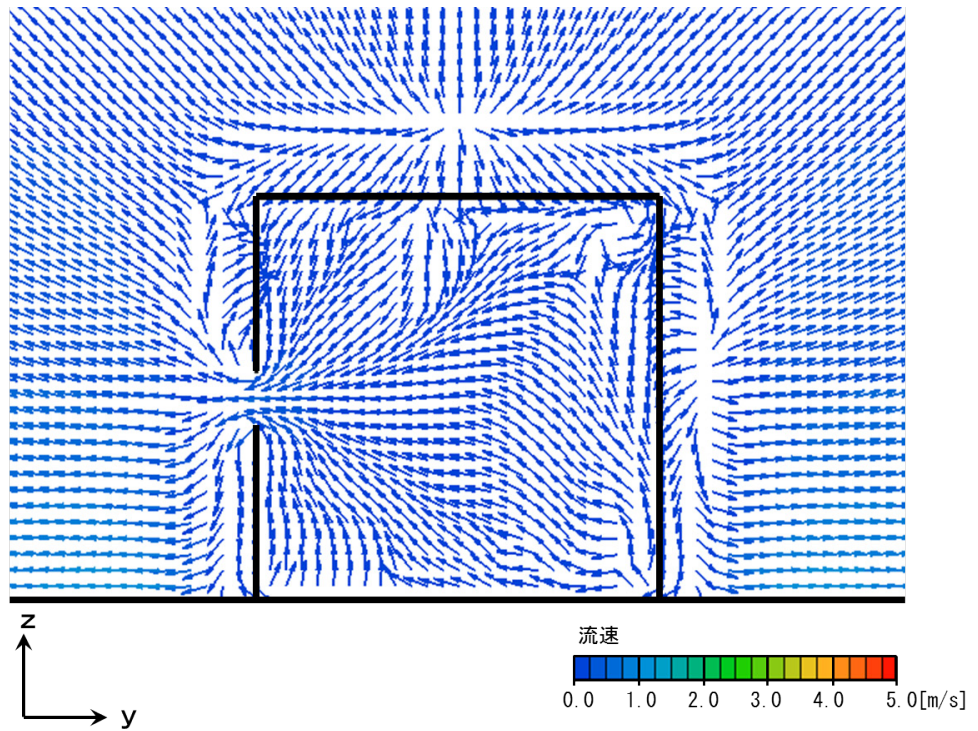


図 5.2.12 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルEの解析結果 ($x = 3.065$ [m] 断面)

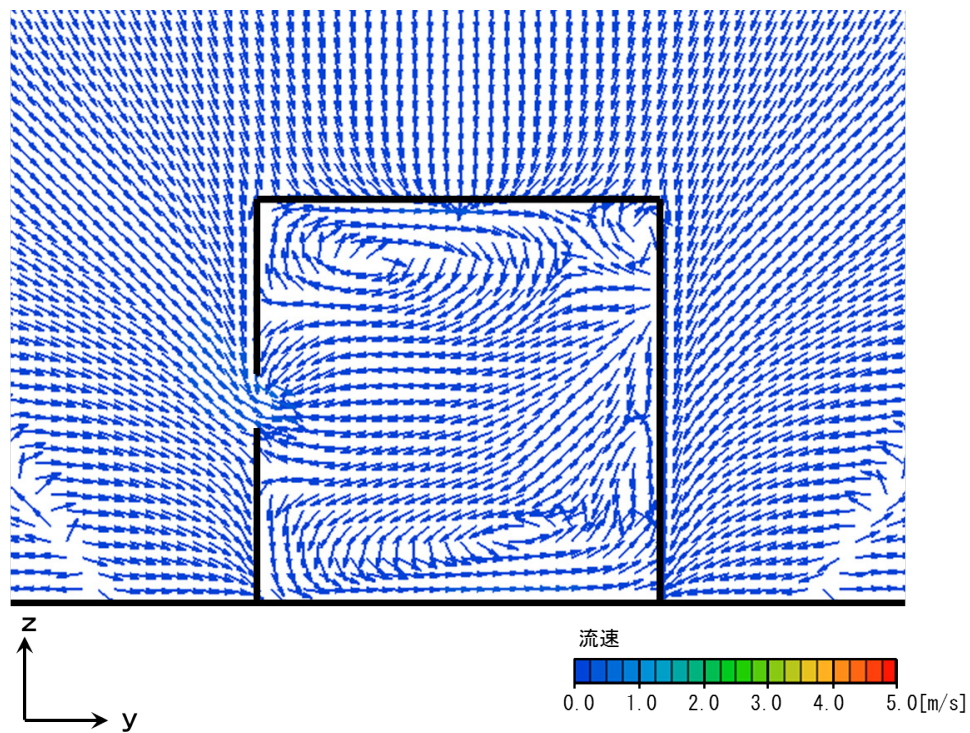


図 5.2.13 標準 $k-\epsilon$ モデル解析におけるモデルEの解析結果 ($x = 3.235$ [m] 断面)

5.2.3 開口部にパネルを有する場合

5.2.3.1 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合（モデルF）

図 5.2.14、図 5.2.15 に各断面の標準 k- ϵ モデル解析におけるモデルFの解析結果を示す。

モデル側面周辺、モデル上面周辺では、剥離流や逆流が再現出来ていない。

水平断面を見ると、風下側にパネルを有する図上部の開口部から流速 2.5[m/s]程度で気流が流入し、図下部の開口部から流出している。これは LES の平均解析結果とは逆となっており、モデル側面の逆流する気流が再現できていない為であると考えられる。

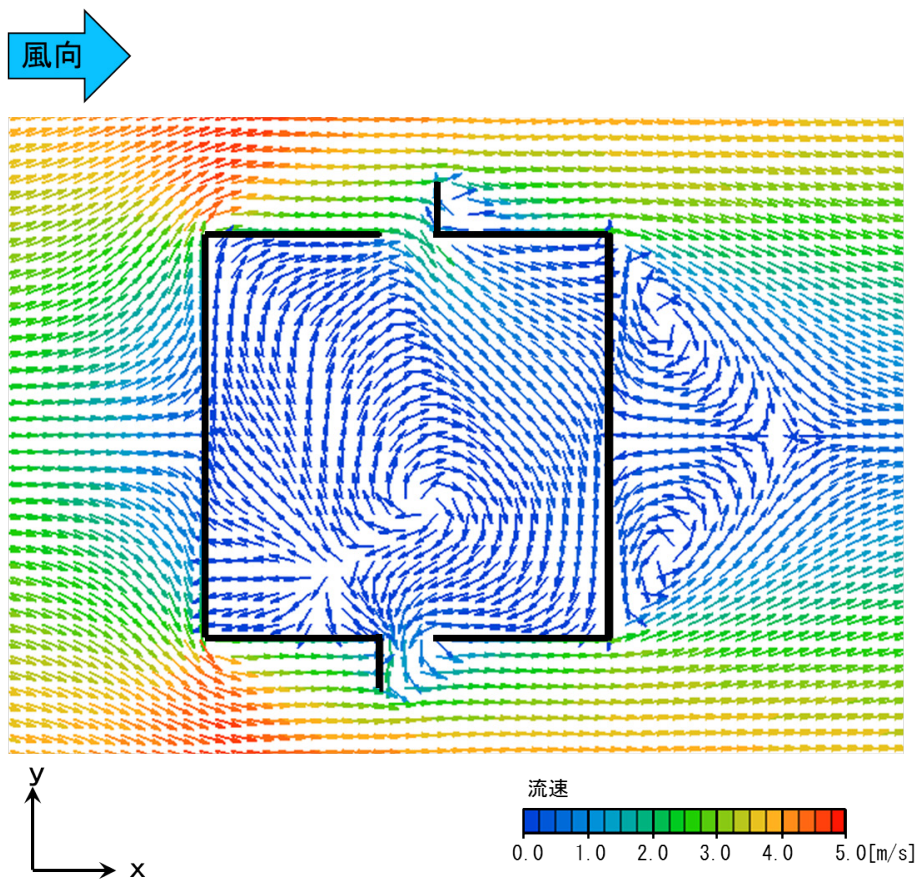


図 5.2.14 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデル F の解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

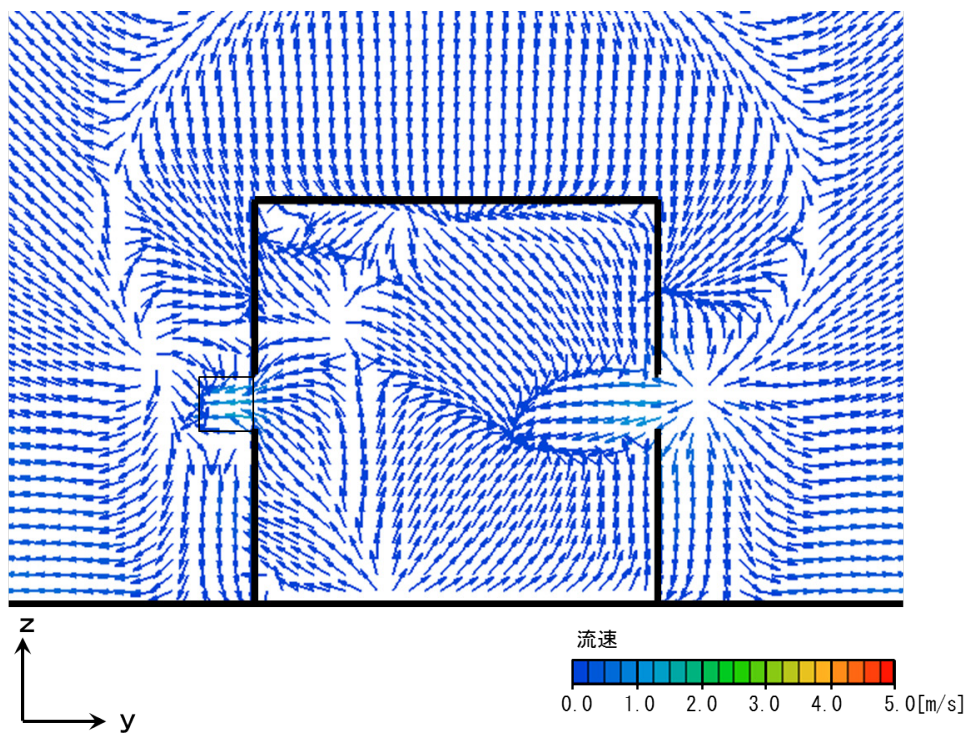


図 5.2.15 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデル F の解析結果 ($x = 3.15$ [m] 断面)

5.2.3.2 風向に対し平行な壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルG）

図 5.2.16 ～ 図 5.2.18 に各断面の標準 $k-\epsilon$ モデル解析におけるモデルGの解析結果を示す。

モデル側面周辺、モデル上面周辺では、剥離流や逆流が再現出来ていない。

水平断面を見ると、風下側の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、風上側の開口部から流出している。

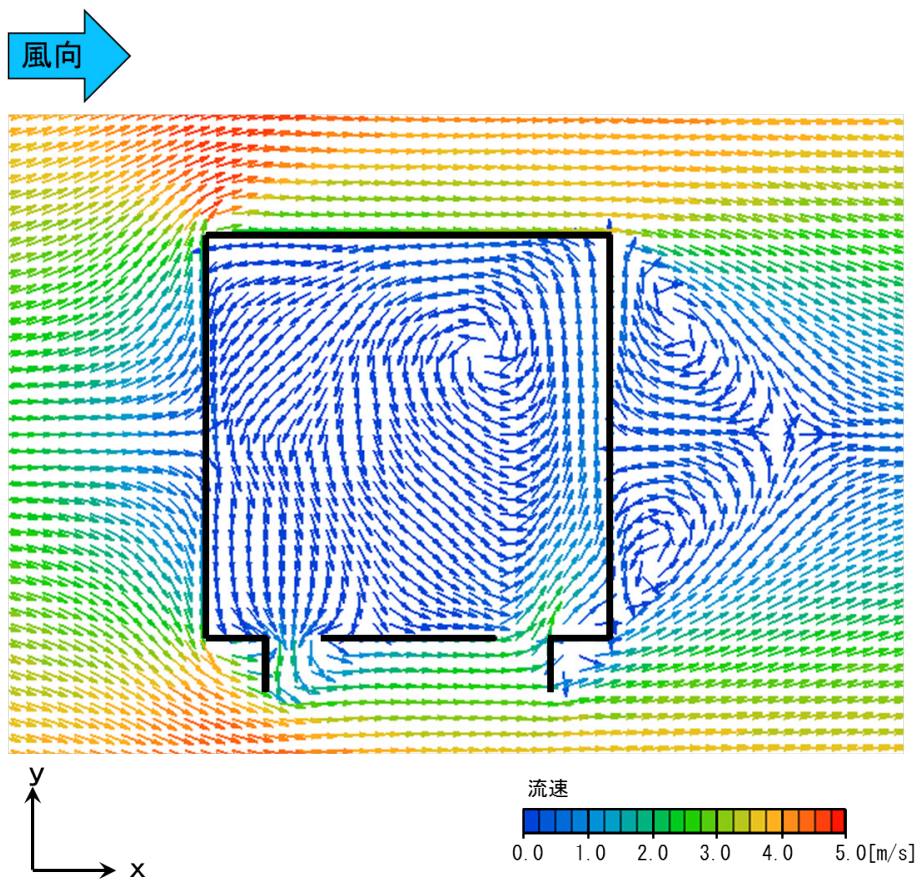


図 5.2.16 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルGの解析結果 ($z = 0.15$ [m] 断面)

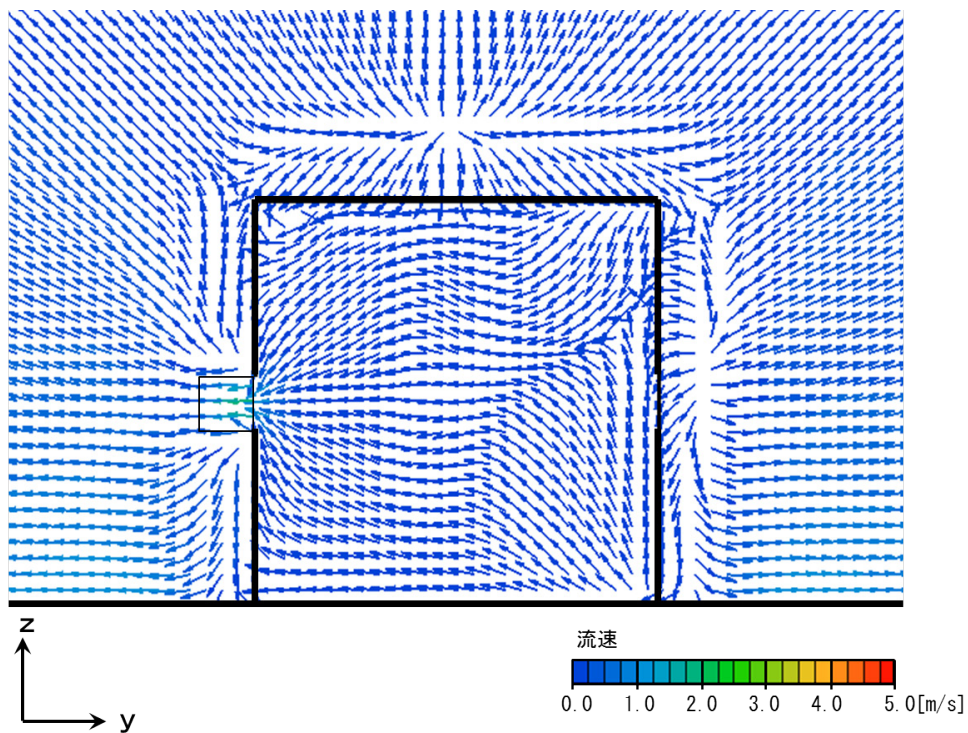


図 5.2.17 標準 $k-\varepsilon$ モデル解析におけるモデルGの解析結果 ($x = 3.065$ [m] 断面)

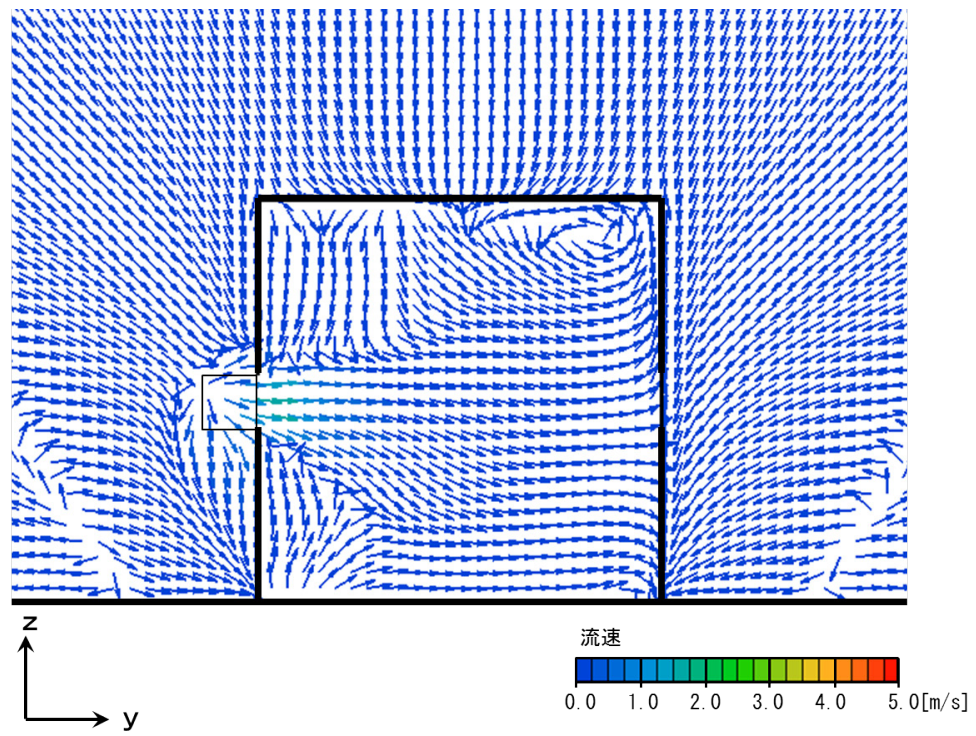


図 5.2.18 標準 $k-\epsilon$ モデル解析におけるモデル G の解析結果 ($x = 3.235$ [m] 断面)

第3章 まとめ

LES ではモデル周辺は外壁側面・上面付近で剥離流が生じ、風向と逆の流れが生じている。しかし、RANS では剥離流や、風向と逆の流れは生じていない。

モデルAはRANS と LES 平均では風上側の開口から風下側の開口まで直線的な流れ場が生じているが、LES 瞬時ではy方向に振幅しながら流入している。又、流入した気流は室内隅角部で渦を生じさせる。

モデルBではRANS と LES 平均ではモデル室内に気流が流入する様子は見られないが、LES 瞬時では側面の両開口から交互に気流が流入している。

モデルCではRANS と LES 平均ではモデル室内に気流が流入する様子は見られないが、LES 瞬時では風上側壁面の両開口から交互に気流が流入している。

モデルDではRANS と LES 平均ではモデル室内に気流が流入する様子は見られないが、LES 瞬時では風下側壁面の両開口から交互に気流が流入している。

モデルEではRANS と LES 平均では風下側の開口から風速 1.3[m/s] 程度で断続的に気流が流入し、モデル内部を循環する流れ場を形成する。

モデルFではRANS では風下側にパネルを有する図上部の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、図下部の開口部から流出しているが、LES 平均は、開口部の風上側パネルが付いている図下部の開口部から風速 1.2[m/s] 程度で気流が流入し、図上部の開口部から流出している。又、瞬時では、図上部の開口からも流入する瞬間がある。

モデルGではRANS では風下側の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、風上側の開口部から流出している。LES 平均では、風下側の開口部から風速 1.0[m/s] 程度で気流が流入し、モデル内部を循環する流れ場が形成されている。又、モデル内部では複雑な気流を形成している。RANS ではパネルの無いモデルEよりも流入が促進されているように見えるが、LES ではパネル無いモデルEの結果と比較しても、流入する気流の流速は殆ど変化は見られない。

単純住宅モデルが隣接する場合、流入変動気流によりそれぞれの住戸に交互に気流が流入する。モデルIでは、外部風の風速変動の影響により気流の流入と流出が逆転する現象が発生する。平均流速ベクトル分布は、モデルIでは室内全体に大きな循環流が形成され、モデルJでは風上側開口部付近で複雑な気流場を形成する。開口部の平均流入流速はモデルJと比較してモデルIの方が約 0.44[m/s] 速く、換気回数は約 1.9 倍となる。

第 6 編 自然換気・通風性能評価結果

第1章 自然換気・通風性能評価結果

6.1.1 風上側壁面と風下側壁面中央部に開口を有する場合（モデルA）

表 6.1.1 に粒子散布結果を、図 6.1.1 にモデルAの各粒子数推移を示す。モデルAの場合、開口部から散布した粒子はモデル室内に全部流入し、最低でも85[%]の粒子が換気性能評価領域に到達しており、平均97[%]が到達している。

基準流速 5[m/s]、開口面積 0.0016[m²]の時の平均有効換気量は 10.43[m³/h]である。

表 6.1.1 モデルAの粒子散布結果

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	100	100	92	92%	11.48	10.56	391.13	1434.86	1320.07	1.013
5.6	100	100	100	100%	11.00	11.00	407.36	1374.82	1374.82	1.055
6.6	100	100	99	99%	10.14	10.04	371.81	1267.55	1254.87	0.963
7.6	100	100	100	100%	10.05	10.05	372.28	1256.45	1256.45	0.964
8.6	100	100	97	97%	10.76	10.44	386.49	1344.76	1304.42	1.001
9.6	100	100	98	98%	10.74	10.52	389.67	1341.96	1315.12	1.009
10.6	100	100	85	85%	10.10	8.59	317.98	1262.58	1073.19	0.823
11.6	100	100	100	100%	10.81	10.81	400.22	1350.75	1350.75	1.036
12.6	100	100	100	100%	11.12	11.12	412.04	1390.62	1390.62	1.067
13.6	100	100	99	99%	11.25	11.14	412.46	1406.12	1392.06	1.068
合計	1000	1000	970	97%	107.44	104.26	3861.45	13430.48	13032.39	-
平均	100	100	97	97%	10.74	10.43	386.14	1343.05	1303.24	1.000

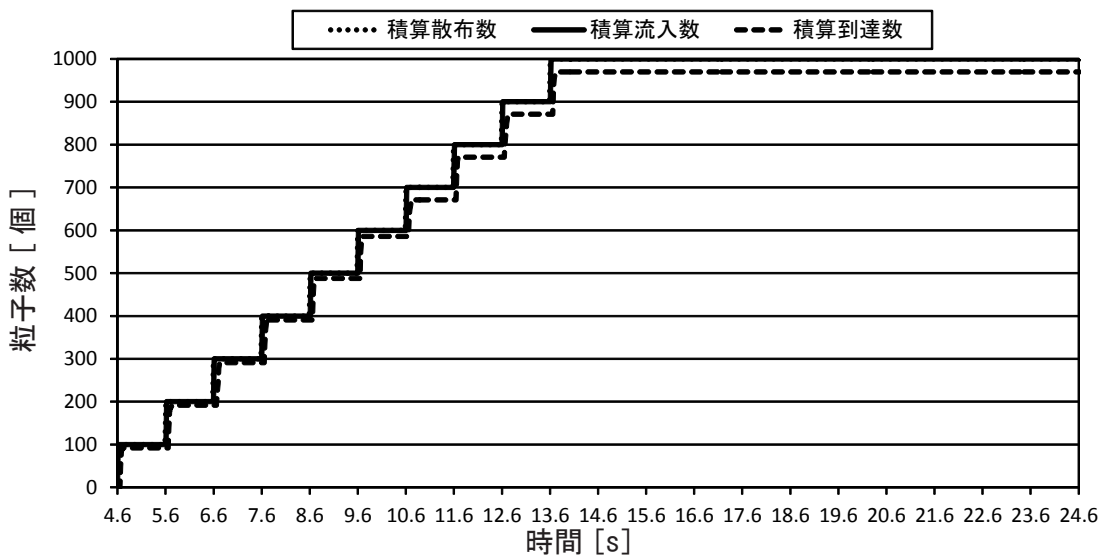


図 6.1.1 モデルAの各粒子数推移

6.1.2 風向に対し平行な両側面中央部に開口を有する場合（モデルB）

表 6.1.2、表 6.1.3 に各開口のモデルBの粒子散布結果を、表 6.1.4 に合計のモデルBの粒子散布結果を、図 6.1.2 にモデルBの各粒子数推移を示す。モデルBの場合、開口部から散布した粒子は約 50[%] がモデル室内に流入し、流入した粒子のうち約 42[%] の粒子が換気性能評価領域に到達している。

この結果から、有効換気量を求めると、流速 5.0[m/s]（基準高さ 1.0[m/s]）のときは平均 0.9767[m³/h] である。平均有効換気量比は 0.937 である。

表 6.1.2 モデルBの粒子散布結果（開口 i）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	100	80	36	45%	2.9978	1.3490	49.9628	374.7209	168.6244	0.1294
5.6	100	100	35	35%	2.3317	0.8161	30.2259	291.4639	102.0124	0.0783
6.6	100	2	1	50%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
7.6	100	100	52	52%	0.7044	0.3663	13.5668	88.0534	45.7878	0.0351
8.6	100	100	36	38%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
9.6	100	4	2	50%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.6	100	99	44	44%	4.5912	2.0405	75.5751	573.8985	255.0660	0.1957
11.6	100	32	12	38%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
12.6	100	100	35	35%	3.7116	1.2991	48.1137	463.9534	162.3837	0.1246
13.6	100	24	7	29%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
合計	1000	641	260	41%	14.3367	5.8710	217.4442	1792.0901	733.8742	-
平均	100	64.1	26	41%	1.4337	0.5871	21.7444	179.2090	73.3874	0.0563

表 6.1.3 モデルBの粒子散布結果（開口 ii）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	100	13	7	54%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
5.6	100	2	2	100%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.6	100	100	47	47%	3.5101	1.6498	61.1020	438.7643	206.2192	0.1582
7.6	100	9	2	22%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8.6	100	4	3	75%	0.7453	0.5590	20.7023	93.1604	69.8703	0.0536
9.6	100	89	42	47%	1.6859	0.7956	29.4657	210.7325	99.4468	0.0763
10.6	100	5	4	80%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
11.6	100	83	49	59%	1.0313	0.6088	22.5493	128.9105	76.1038	0.0584
12.6	100	2	1	50%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
13.6	100	90	22	24%	1.8928	0.4627	17.1366	236.6024	57.8362	0.0444
合計	1000	397	179	45%	8.8654	4.0758	150.9559	1108.1701	509.4762	-
平均	100	39.7	17.9	56%	0.8865	0.4076	15.0956	110.8170	50.9476	0.0391

表 6.1.4 モデルB粒子散布結果（合計）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	200	93	43	46%	2.9978	1.3861	51.3357	374.7209	173.2580	0.1329
5.6	200	102	37	36%	2.3317	0.8458	31.3265	291.4639	105.7271	0.0811
6.6	200	102	48	47%	3.5101	1.6518	61.1785	438.7643	206.4773	0.1584
7.6	200	109	54	50%	0.7044	0.3490	12.9253	88.0534	43.6228	0.0335
8.6	200	104	39	38%	0.7453	0.2795	10.3512	93.1604	34.9351	0.0268
9.6	200	93	44	47%	1.6859	0.7976	29.5412	210.7325	99.7014	0.0765
10.6	200	104	48	46%	4.5912	2.1190	78.4819	573.8985	264.8762	0.2032
11.6	200	115	61	53%	1.0313	0.5470	20.2603	128.9105	68.3786	0.0525
12.6	200	102	36	35%	3.7116	1.3100	48.5180	463.9534	163.7482	0.1256
13.6	200	114	29	25%	1.8928	0.4815	17.8336	236.6024	60.1883	0.0462
合計	2000	1038	439	42%	23.2021	9.7673	361.7521	2900.2602	1220.9132	-
平均	200	103.8	43.9	42%	2.3202	0.9767	36.1752	290.0260	122.0913	0.0937

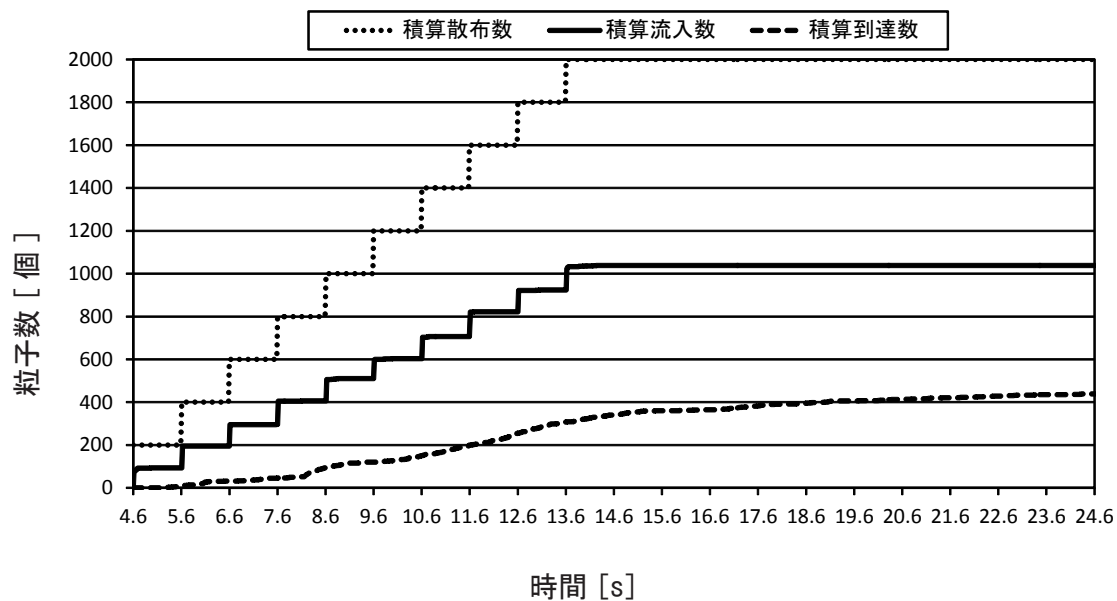


図 6.1.2 モデルBの各粒子数推移

6.1.3 風上側壁面の同じ高さに2開口を有する場合（モデルC）

表 6.1.5、表 6.1.6 に各開口のモデルCの粒子散布結果を、表 6.1.7 に合計のモデルCの粒子散布結果を、図 6.1.3 にモデルC各粒子数推移を示す。モデルCの場合、開口部から散布した粒子は約 55[%] がモデル室内に流入し、流入した粒子のうち約 58[%] の粒子が換気性能評価領域に到達している。

この結果から、有効換気量を求めると、流速 5.0[m/s]（基準高さ 1.0[m/s]）のときは平均 1.7569[m³/h] である。平均有効換気量比は 0.1685 である。

表 6.1.5 モデルCの粒子散布結果（開口 i）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	100	32	10	31%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
5.6	100	52	21	40%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.6	100	99	49	49%	2.1612	1.0697	39.6175	270.1469	133.7091	0.1026
7.6	100	0	0	0%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8.6	100	3	1	33%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
9.6	100	18	2	11%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.6	100	47	19	40%	0.0057	0.0023	0.0849	0.7086	0.2865	0.0002
11.6	100	100	56	56%	3.0629	1.7152	63.5275	382.8665	214.4052	0.1645
12.6	100	23	18	78%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
13.6	100	100	64	64%	4.1584	2.6613	98.5684	519.7942	332.6683	0.2553
合計	1000	474	240	51%	9.3881	5.4486	201.7983	1173.5163	681.0691	-
平均	100	47.4	24	40%	0.9388	0.5449	20.1798	117.3516	68.1069	0.0523

表 6.1.6 モデルCの粒子散布結果（開口 ii）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	100	97	44	45%	3.9558	1.7944	66.4594	494.4803	224.3003	0.1721
5.6	100	64	19	30%	1.2681	0.3765	13.9437	158.5177	47.0599	0.0361
6.6	100	20	9	45%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
7.6	100	100	84	84%	4.8157	4.0452	149.8218	601.9628	505.6487	0.3880
8.6	100	85	55	65%	2.1773	1.4088	52.1782	272.1567	176.1014	0.1351
9.6	100	100	84	84%	3.5838	3.0104	111.4948	447.9700	376.2948	0.2887
10.6	100	55	30	55%	0.2576	0.1405	5.2032	32.1945	17.5607	0.0135
11.6	100	1	0	0%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
12.6	100	97	66	68%	2.6235	1.7850	66.1127	327.9342	223.1305	0.1712
13.6	100	4	4	100%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
合計	1000	623	395	63%	18.6817	12.5608	465.2138	2335.2163	1570.0964	-
平均	100	62.3	39.5	58%	1.8682	1.2561	46.5214	233.5216	157.0096	0.1205

表 6.1.7 モデルC粒子散布結果（合計）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	200	129	54	42%	3.9558	1.6559	61.3309	494.4803	206.9918	0.1588
5.6	200	116	40	34%	1.2681	0.4373	16.1959	158.5177	54.6613	0.0419
6.6	200	119	58	49%	2.1612	1.0533	39.0128	270.1469	131.6683	0.1010
7.6	200	100	84	84%	4.8157	4.0452	149.8218	601.9628	505.6487	0.3880
8.6	200	88	56	64%	2.1773	1.3855	51.3157	272.1567	173.1907	0.1329
9.6	200	118	86	73%	3.5838	2.6119	96.7368	447.9700	326.4866	0.2505
10.6	200	102	49	48%	0.2632	0.1265	4.6834	32.9032	15.8064	0.0121
11.6	200	101	56	55%	3.0629	1.6983	62.8985	382.8665	212.2824	0.1629
12.6	200	120	84	70%	2.6235	1.8364	68.0160	327.9342	229.5540	0.1761
13.6	200	104	68	65%	4.1584	2.7189	100.7009	519.7942	339.8655	0.2608
合計	2000	1097	635	58%	28.0699	17.5692	650.7128	3508.7326	2196.1555	-
平均	200	109.7	63.5	58%	2.8070	1.7569	65.0713	350.8733	219.6156	0.1685

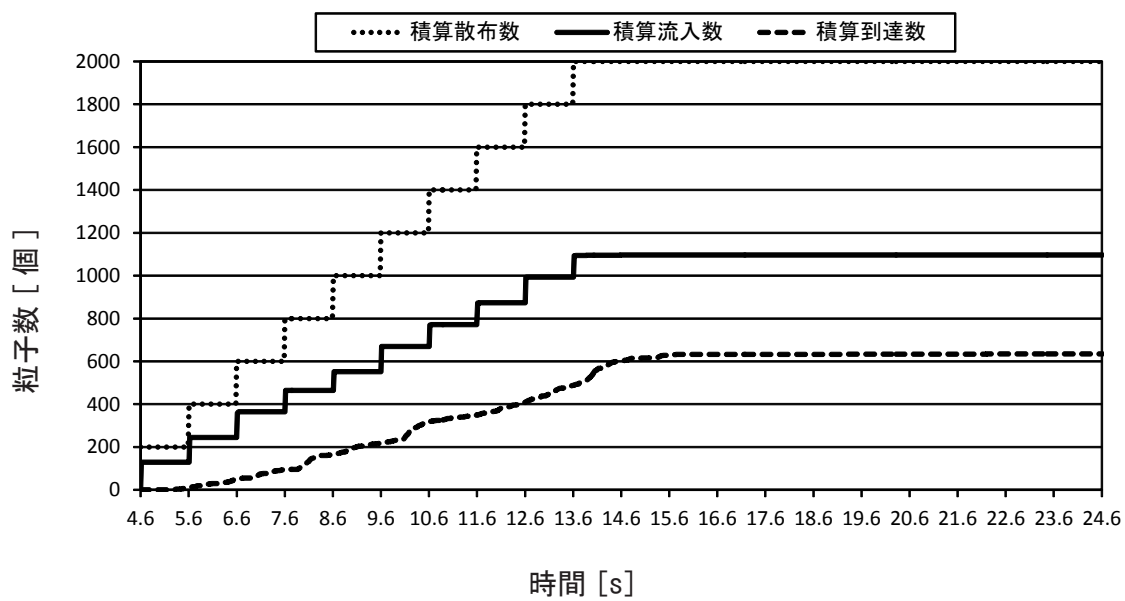


図 6.1.3 モデルCの各粒子数推移

6.1.4 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルD）

表 6.1.8、表 6.1.9 に各開口のモデルDの粒子散布結果を、表 6.1.10 に合計のモデルDの粒子散布結果を、図 6.1.4 にモデルDの各粒子数推移を示す。モデルDの場合、開口部から散布した粒子は約 50 [%] がモデル室内に流入し、流入した粒子のうち約 49 [%] の粒子が換気性能評価領域に到達している。

この結果から、有効換気量を求めると、流速 5.0 [m/s] (基準高さ 1.0 [m/s]) のときは平均 1.2030 [m³/h] である。平均有効換気量比は 0.1154 である。

表 6.1.8 モデルDの粒子散布結果（開口 i）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	100	100	51	51%	2.9669	1.5131	56.0418	370.8649	189.1411	0.1451
5.6	100	100	89	89%	3.3971	3.0234	111.9796	424.6416	377.9311	0.2900
6.6	100	1	1	100%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
7.6	100	2	2	100%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8.6	100	47	10	21%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
9.6	100	38	5	13%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10.6	100	18	0	0%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
11.6	100	7	1	14%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
12.6	100	15	1	7%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
13.6	100	0	0	0%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
合計	1000	328	160	49%	6.3641	4.5366	168.0214	795.5066	567.0722	-
平均	100	32.8	16	40%	0.6364	0.4537	16.8021	79.5507	56.7072	0.0435

表 6.1.9 モデルDの粒子散布結果（開口 ii）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	100	0	0	0%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
5.6	100	4	0	0%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6.6	100	79	48	61%	2.7630	1.6788	62.1773	345.3752	209.8482	0.1610
7.6	100	100	45	45%	1.8794	0.8457	31.3230	234.9224	105.7151	0.0811
8.6	100	75	31	41%	0.7675	0.3172	11.7496	95.9393	39.6549	0.0304
9.6	100	74	42	57%	0.8795	0.4992	18.4881	109.9382	62.3974	0.0479
10.6	100	100	39	39%	2.0405	0.7958	29.4735	255.0589	99.4730	0.0763
11.6	100	80	12	15%	1.1965	0.1795	6.6471	149.5598	22.4340	0.0172
12.6	100	64	26	41%	0.8107	0.3293	12.1974	101.3324	41.1663	0.0316
13.6	100	100	86	86%	3.8300	3.2938	121.9910	478.7438	411.7197	0.3159
合計	1000	676	329	49%	14.1670	7.9393	294.0470	1770.8700	992.4085	-
平均	100	67.6	32.9	38%	1.4167	0.7939	29.4047	177.0870	99.2409	0.0761

表 6.1.10 モデルD粒子散布結果（合計）

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	200	100	51	51%	2.9669	1.5131	56.0418	370.8649	189.1411	0.1451
5.6	200	104	89	86%	3.3971	2.9072	107.6727	424.6416	363.3953	0.2788
6.6	200	80	49	61%	2.7630	1.6923	62.6792	345.3752	211.5423	0.1623
7.6	200	102	47	46%	1.8794	0.8660	32.0737	234.9224	108.2486	0.0831
8.6	200	122	41	34%	0.7675	0.2579	9.5532	95.9393	32.2419	0.0247
9.6	200	112	47	42%	0.8795	0.3691	13.6696	109.9382	46.1348	0.0354
10.6	200	118	39	33%	2.0405	0.6744	24.9775	255.0589	84.2991	0.0647
11.6	200	87	13	15%	1.1965	0.1788	6.6216	149.5598	22.3480	0.0171
12.6	200	79	27	34%	0.8107	0.2771	10.2615	101.3324	34.6326	0.0266
13.6	200	100	86	86%	3.8300	3.2938	121.9910	478.7438	411.7197	0.3159
合計	2000	1004	489	49%	20.5310	12.0296	445.5417	2566.3766	1503.7034	-
平均	200	100.4	48.9	49%	2.0531	1.2030	44.5542	256.6377	150.3703	0.1154

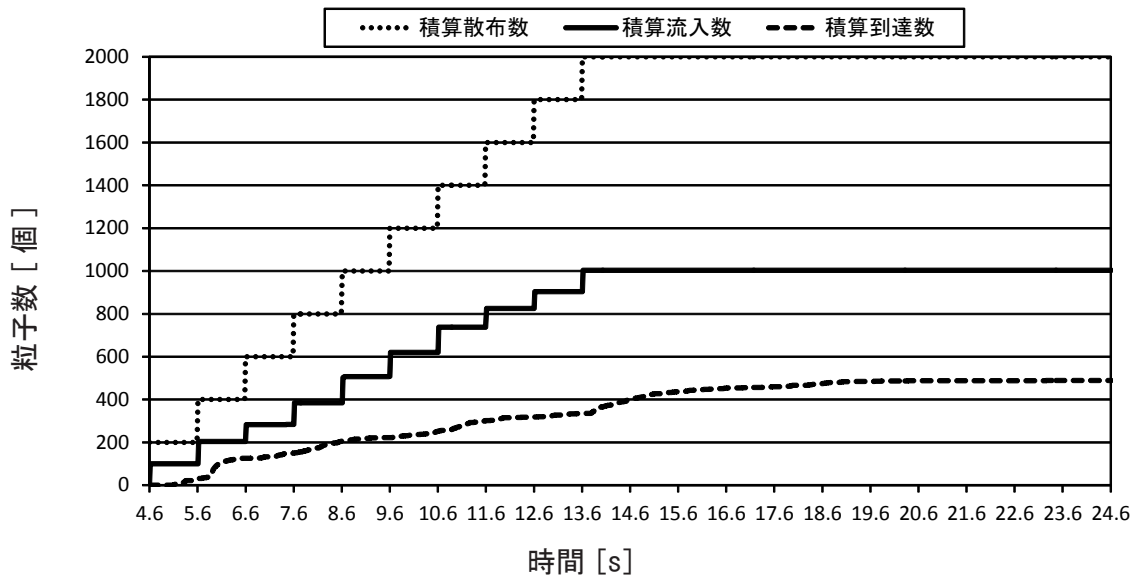


図 6.1.4 モデルDの各粒子数推移

6.1.5 風下側壁面の同じ高さに2開口有する場合（モデルE）

表 6.1.11 にモデルEの粒子散布結果を、図 6.1.5 にモデルEの各粒子数推移を示す。モデルEの場合、開口部から散布した粒子は約 87[%] がモデル室内に流入し、流入した粒子のうち約 49[%] の粒子が換気性能評価領域に到達している。

この結果から、有効換気量を求めると、流速 5.0[m/s]（基準高さ 1.0[m/s]）のときは平均 1.6954[m³/h] である。平均有効換気量比は 0.1626 である。

表 6.1.11 モデルEの粒子散布結果

粒子散布 タイミング[s]	粒子散布数 [個]	流入数[個]	到達数[個]	到達率[%]	開口流入量 [m ³ /h]	有効換気量 [m ³ /h]	換気回数 [回/h]	基準化流入 量	基準化有効 換気量	有効換気量 比
4.6	100	100	93	93%	8.4481	7.8567	290.9903	1056.0131	982.0922	0.7536
5.6	100	87	26	30%	0.9792	0.2926	10.8379	122.3953	36.5779	0.0281
6.6	100	94	52	55%	4.0770	2.2554	83.5321	509.6261	281.9208	0.2163
7.6	100	100	63	63%	3.2852	2.0697	76.6542	410.6475	258.7079	0.1985
8.6	100	95	34	36%	3.2951	1.1793	43.6782	411.8922	147.4140	0.1131
9.6	100	53	3	6%	1.4471	0.0819	3.0338	180.8878	10.2389	0.0079
10.6	100	52	38	73%	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
11.6	100	86	45	52%	0.3535	0.1850	6.8512	44.1900	23.1227	0.0177
12.6	100	100	56	56%	2.7927	1.5639	57.9228	349.0881	195.4893	0.1500
13.6	100	100	28	28%	5.2491	1.4698	54.4353	656.1396	183.7191	0.1410
合計	1000	867	438	51%	29.9270	16.9543	627.9357	3740.8796	2119.2829	-
平均	100	86.7	43.8	49%	2.9927	1.6954	62.7936	374.0880	211.9283	0.1626

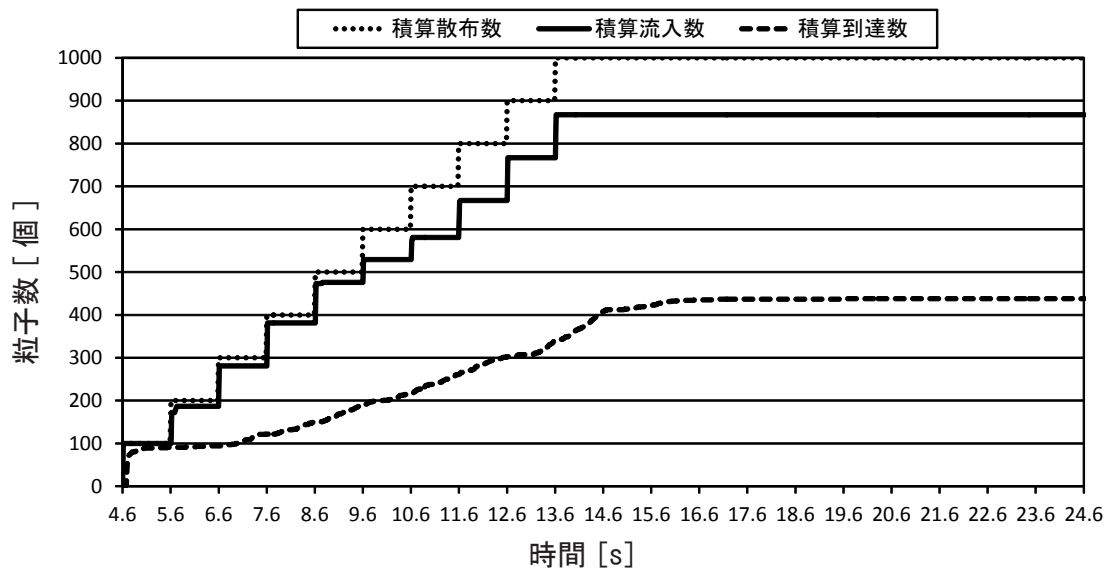


図 6.1.5 モデルEの各粒子数推移

第2章 まとめ

6.2.1 各 case の比較

図 6.2.1 に各モデルの有効換気量比を示す。モデルB (case2) は平均 0.0937、モデルC (case3) では平均 0.1685、モデルD (case4) では平均 0.1154、モデルE (case5) では平均 0.1626 である。定常的には通風を得られないとされるモデルB～モデルDについても非定常気流による換気量が得られる。

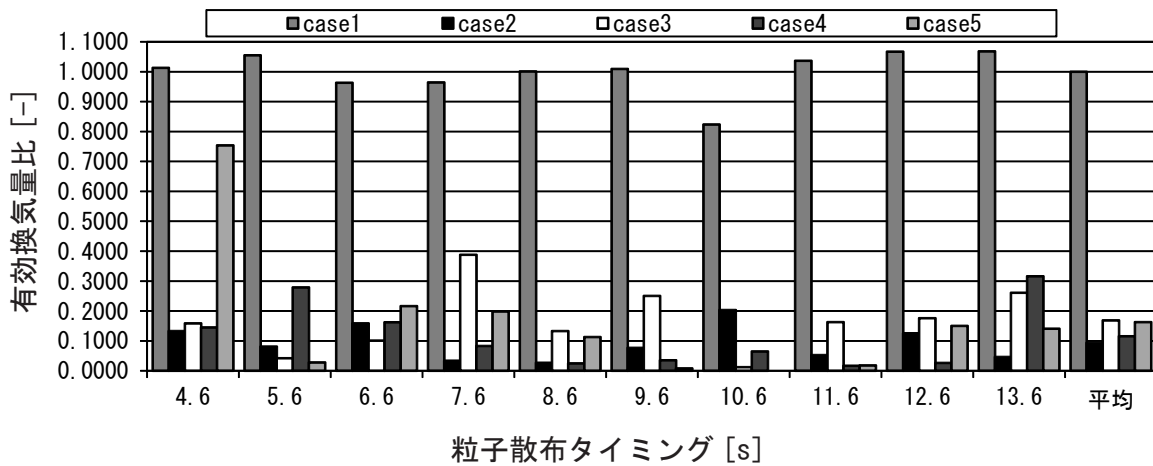


図 6.2.1 各モデルの有効換気量比

6.2.2 LES と RANS の換気量の比較

図 6.2.2 に各モデルの有効換気量を、図 6.2.3 に各モデルの換気回数と有効換気量比を示す。ここで、RANS の有効換気量については開口流入量をそのまま用いることとする。

モデル A の有効換気量は、LES では $10.43[\text{m}^3/\text{h}]$ 、RANS では $7.668[\text{m}^3/\text{h}]$ となっており、LES による解析の方が換気量が多い。

モデル B の有効換気量は LES では $2.32[\text{m}^3/\text{h}]$ 、RANS では $0.0[\text{m}^3/\text{h}]$ である。これは RANS では流入風が見られなかったのに対し、LES では交互に流入する様子が見られたことによる。つまり、定常的には換気に寄与する気流が得られないとされる対称な開口を有する建物においても、非定常気流によって換気に寄与する気流が生じている。

モデル C、モデル D の場合もモデル B と同様であり、RANS では殆ど換気量が得られていないが、LES では得ることが出来ている。

モデル E の LES の開口流入量は $2.99[\text{m}^3/\text{h}]$ であるのに対し、RANS では $2.29[\text{m}^3/\text{h}]$ と RANS の方が少なくなっている。

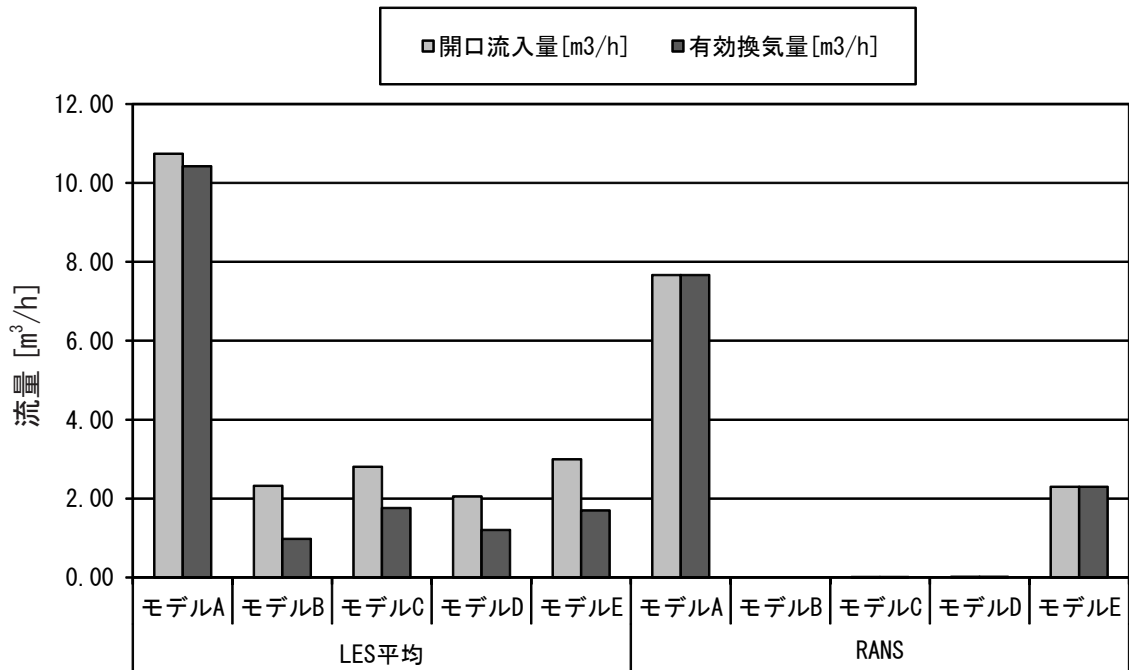


図 6.2.2 各モデルの有効換気量

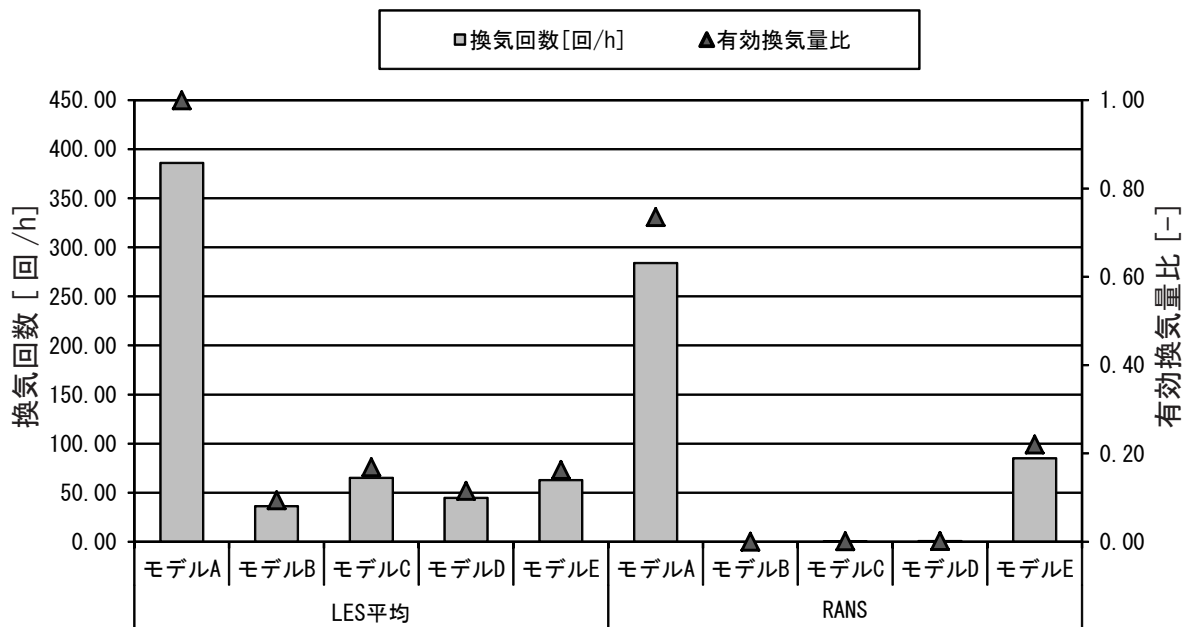


図 6.2.3 各モデルの换气回数と有効換気量比

第7編 結論と今後の展望

第1章 結論

本研究では、実現象を詳細に再現した非定常かつ変動気流を考慮した解析を行う為、開口条件を変化させた単純住宅モデルを作成した。

作成した単純住宅モデルを用い、非定常 RANS(標準 $k-\epsilon$ モデル) と LES(Dynamic 型 Smagorinsky モデル) による通風時の様々な開口条件における単純住宅モデルを対象とした解析を行い、建物周辺と建物内部の非定常流体现象を再現することで、単純住宅モデルの開口部付近における気流性状及び室内気流性状の検討を行った。

更に、非定常状態における換気性能を評価する手法として、開口部から粒子を散布し、換気性能評価領域に到達した到達率及び有効換気量を新たに開発し、単純住宅モデルにおける自然換気・通風性能を評価した。

以下に室内気流性状の検討と、自然換気・通風性能評価の結論を示す。

第5編では、単純住宅モデルを LES と RANS により解析した結果を示した。

第5編 - 1章

- ① LES では単純住宅モデル外壁側面、上面周辺で剥離流や逆流が生じている。
- ②モデルAでは平均的には、風下側開風上側開口部から風下側開口部まで直線的な流れ場が生じているが、瞬時では y 方向に振幅しながら流入している。又、流入した気流は室内隅角部で渦を生じさせている。
- ③モデルBでは平均的にはモデル内部に気流が流入する様子が見られないが、瞬時では両開口から交互に気流が流入している。モデルCとモデルDもモデルBと同様である。
- ④モデルEでは平均的には流れに対して平行な壁面に設けた2箇所の開口部の内、風下側の開口部から断続的に気流が流入し、モデル内部を循環する流れ場を形成する。モデル内部では室内全体で複雑な気流場を形成する。
- ⑤モデルFでは平均的には、開口部の風上側パネルが付いている図下部の開口部から風速 1.2[m/s] 程度で気流が流入し、図上部の開口部から流出している。しかし、瞬時を見ると、図上部の開口部からも流入する瞬間があることがわかる。
- ⑥モデルGでは平均的には、風下側の開口部から風速 1.0[m/s] 程度で気流が流入し、モデル内部を循環する流れ場が形成されている。又、モデル内部では複雑な気流を形成している。パネルを取り付けていないモデルEの結果と比較しても、流入する気流の流速は殆ど変化は見られない為、流入する流量も殆ど変化はないと考えられ、開口面積と同程度のパネルを取り付けても、パネルがモデル周辺の渦内に留まってしまう為、ウィンドキャッチャー効果はあまり得られないと言える。

第5編 - 2章

- ① RANS ではモデル側面周辺、モデル上面周辺の剥離流や逆流が再現出来ていない。
- ② モデルAでは風上側開口部から風下側開口部に向かって、風速 2.0[m/s] 程度で直線的に流入している。
- ③ モデルBでは、モデル内に流入する気流は見られない。モデルCとモデルDも同様である。
- ④ モデルEでは、風下側の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、風上側の開口部から流出している。又、モデル室内は循環する気流が形成される。
- ⑤ モデルFでは、風下側にパネルを有する図上部の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、図下部の開口部から流出している。これは LES の平均解析結果とは逆となっており、モデル側面の逆流する気流が再現できていない為であると考えられる。
- ⑥ 風下側の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、風上側の開口部から流出している。

第5編 - 3章

- ① LES ではモデル周辺は外壁側面・上面付近で剥離流が生じ、風向と逆の流れが生じている。しかし、RANS では剥離流や、風向と逆の流れは生じていない。
- ② モデルAは RANS と LES 平均では風上側の開口から風下側の開口まで直線的な流れ場が生じているが、LES 瞬時では y 方向に振幅しながら流入している。又、流入した気流は室内隅角部で渦を生じさせる。
- ③ モデルBでは RANS と LES 平均ではモデル室内に気流が流入する様子は見られないが、LES 瞬時では側面の両開口から交互に気流が流入していることがわかる。モデルCとモデルDも同様である。
- ④ モデルEでは RANS と LES 平均では風下側の開口から風速 1.3[m/s] 程度で断続的に気流が流入し、モデル内部を循環する流れ場を形成する。
- ⑤ モデルFでは RANS では風下側にパネルを有する図上部の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、図下部の開口部から流出しているが、LES 平均は、開口部の風上側パネルが付いている図下部の開口部から風速 1.2[m/s] 程度で気流が流入し、図上部の開口部から流出している。又、瞬時では、図上部の開口からも流入する瞬間がある。
- ⑥ モデルGでは RANS では風下側の開口部から流速 2.5[m/s] 程度で気流が流入し、風上側の開口部から流出している。LES 平均では、風下側の開口部から風速 1.0[m/s] 程度で気流が流入し、モデル内部を循環する流れ場が形成されている。又、モデル内部では複雑な気流を形成している。RANS ではパネルの無いモデルEよりも流入が促進されているように見えるが、LES ではパネル無いモデルEの結果と比較しても、流入する気流の流速は殆ど変化は見られない。
- ⑦ 単純住宅モデルが隣接する場合、流入変動気流によりそれぞれの住戸に交互に気流が流入する。モデルIでは、外部風の風速変動の影響により気流の流入と

流出が逆転する現象が発生する。

- ⑧単純住宅モデルが隣接する場合の平均流速ベクトル分布は、モデルIでは室内全体に大きな循環流が形成され、モデルJでは風上側開口部付近で複雑な気流場を形成する。
- ⑨単純住宅モデルが隣接する場合の開口部の平均流入流速はモデルJと比較してモデルIの方が約0.44[m/s]速く、換気回数は約1.9倍となる。

第6編では非定常状態における自然換気・通風性能評価の結果を示した。

第6編 - 1章

- ①モデルAの粒子散布結果は、散布した全粒子がモデル室内に流入し、到達率は最低でも85[%]となる。平均では97[%]である。基準流速5.0[m/s]、開口面積0.0016[m²]の時の平均有効換気量は10.43[m³/h]となる。
- ②モデルBの粒子散布結果は、散布した粒子の内、約半数の粒子がモデル室内に流入し、到達率は平均42[%]である。基準流速5.0[m/s]、開口面積0.0016[m²]の時の平均有効換気量は0.98[m³/h]となる。有効換気量比は0.0937である。
- ③モデルCの粒子散布結果は、散布した粒子の内、約55[%]がモデル室内に流入し、到達率は約58[%]である。基準流速5.0[m/s]、開口面積開口面積0.0016[m²]の時の平均有効換気量は1.7569[m³/h]である。有効換気量比は0.1685である。
- ④モデルDの粒子散布結果は、散布した粒子の内、約50[%]がモデル室内に流入し、到達率は約49[%]である。基準流速5.0[m/s]、開口面積0.0016[m²]の時の平均有効換気量は1.2030[m³/h]である。平均有効換気量比は0.1154である。
- ⑤モデルEの粒子散布結果は、散布した粒子の内、約8割の粒子がモデル室内に流入し、到達率は平均49[%]である。基準流速5.0[m/s]、開口面積0.0016[m²]の時の平均有効換気量は1.70[m³/h]となる。有効換気量比は0.01626である。

第6編 - 2章

- ①モデルBは平均0.0937、モデルCでは平均0.1685、モデルDでは平均0.1154、case5では平均0.1626である。定常的には通風を得られないとされるモデルB～モデルEについても非定常気流による換気量が得られる。
- ②モデルAの有効換気量は、LESでは10.43[m³/h]、RANSでは7.668[m³/h]となっており、LESによる解析の方が換気量が多い。
- ③モデルBの有効換気量はLESでは2.32[m³/h]、RANSでは0.0[m³/h]である。これはRANSでは流入風が見られなかったのに対し、LESでは交互に流入する様子が見られたことによる。つまり、定常的には換気に寄与する気流が得られないとされる対称な開口を有する建物においても、非定常気流によって換気に寄与する気流が生じている。モデルC、モデルDの場合もモデルBと同様であり、

RANS では殆ど換気量が得られていないが、LES では得ることが出来ている。
④モデルEのLESの開口流入量は $2.99[\text{m}^3/\text{h}]$ であるのに対し、RANSでは $2.29[\text{m}^3/\text{h}]$ とRANSの方が少なくなっている。

第2章 今後の展望

建築物の省エネルギーが求められる中、自然換気・通風現象を積極的に利用し、建物の空調・換気エネルギーを削減する技術が注目されている。例えば、エコシャフトやウィンドキャッチャー、ウインドブレスといった手法・製品群が提案されており、これらの技術を取り入れた設計事例は今後増加するものと考えられる。しかし、これら手法の効果を定量的に把握・評価するのは困難であり、より簡易で直観的な評価手法が求められている。

本研究では建物周辺と建物内部の非定常流体现象を数値流体解析（CFD）手法を用いて再現し、単純住宅モデルの開口部付近における気流性状及び室内気流性状を検討した。更に、開口部から粒子を散布し有効換気量を求める新たな自然換気・通風性能評価手法を提案した。

今後はより実情に近い解析モデルを用い、自然換気・通風設計時の問題点を解決したい。例えば実際の街区では、隣接する建物相互で気流交換が行われ、本来得べき換気性能を獲得できない可能性もある。空気齢など従来の換気性能評価指標はあくまでも単一空間のみを対象としており、別建物から流れ込む気流を評価できない。そもそも隣接建物が自然換気・通風性能に与える影響も明らかでない。本研究で提案した評価手法では、解析モデルを複数建物に拡張することで他建物の影響を含み入れる可能性がある。本研究では単一の単純住宅モデルのみを対象として数値解析を実施したが、複数建物を対象とした解析を進め、建物相互の気流交換についての検討が必要と考える。

また、パネル面積が自然換気・通風性能に与える影響の評価も十分ではない。窓開口周辺に建物内部への気流導入を意図したパネル（ガイドベーン）を設ける場合、パネル面積や角度、風向が換気性能に影響を及ぼす可能性が高い。提案した自然換気・通風性能評価手法を用いることで、パネル角度や風向が及ぼす影響についても検討可能である。まずはパネル面積を変更した場合について数値解析・性能評価を進め、比較検討によりその影響を明らかにしたい。

本研究で提案した自然換気・通風性能評価手法では、ショートサーキットの影響を考慮しモデル中心線から流入開口に対向する壁面までの空間を換気性能評価領域と定義した。また、この定義の妥当性についても検討を加えたい。

<謝辭>

謝辞

本研究を行うに当たり、終始懇切丁寧かつ大変熱心な御指導を賜りました、新潟大学大学院自然科学研究科 教授 赤林伸一博士に対して心より感謝致します。

本研究の全般を通して、種々の御指導かつ適切な御助言を賜りました、新潟県立大学 教授 坂口淳博士に対して心より感謝致します。

研究及び日々の中では、新潟大学工学部環境衛生研究室 技術職員 大木（旧姓富岡）誠子氏には様々な御助言・ご協力をいただきました。

又、菱機工業株式会社 故 神成孝則氏、新潟大学大学院自然科学研究科赤林研究室 特任助教 有波裕貴博士、博士後期課程 文欣潔氏、博士前期課程 坂口真悟氏には、日々の議論を通じて多くの知識、公私共々に渡る多大なる御協力をいただきました。

更に、新潟大学大学院自然科学研究科 赤林研究室 博士前期課程 阿部真季氏、小林海斗氏、若月裕紀氏、大熊耀平氏、佐藤広基氏、中島昭紀氏、高橋大智氏、菱機工業株式会社 新潟支店の皆様、赤林研究室 卒論生の皆様には数多くの御協力をいただきました。

御世話になりました上記の各位、関係者各位に対し、ここに記して深く心より感謝の意を表します。

2015年8月

新潟大学大学院 自然科学研究科
環境科学専攻 社会基盤・建築学コース（建築系）

<参考文献>

参考文献

- 1) 小林知広, 相良和伸, 山中俊夫, 甲谷寿史, 武田尚吾, 西本真道: 通風時の建物周辺気流に関する風洞実験及び CFD 解析精度の検証, 日本建築学会環境系論文集, No. 638, pp. 481-488, 2009. 4.
- 2) 後藤伴延, 大場正昭, 倉渕隆, 遠藤智行, 赤嶺嘉彦, 野中俊宏, 塚本健二: 流出開口部への局所相似モデルの適用に関する検討 通風時の換気量予測法に関する研究 (第 3 報), 日本建築学会環境系論文集, No. 674, pp. 259-266, 2012. 4.
- 3) 西澤繁毅, 繪内正道, 羽山広文, 森太郎: 流れの時間スケールを考慮した換気・通風空間のむらの評価指標とマクロモデルへの展開, 日本建築学会環境系論文集, No. 576, pp. 29-36, 2004. 2.
- 4) 佐藤鑑: 風向に対し同一側の二開口部による通気輪道について, 建築学会論文集, No. 5, pp. 241-250, 1937. 3.
- 5) 富永禎秀, 黒沢広大: 単体立方体モデル周辺の汚染質拡散を対象とした RANS と LES の比較 CFD による建物近傍の汚染質拡散の予測精度に関する研究 その 2, 日本建築学会環境系論文, NO. 646, pp. 1307-1313, 2009. 12.
- 6) 狭間貴雅, 加藤信介, 大岡龍三: LES を用いた単一開口を有する系における空気流出入特性の基礎的検討 単一開口における空気流出入メカニズムの解明 その 1, 日本建築学会環境系論文集, NO. 617, pp. 17-24, 2007. 7.
- 7) 倉渕隆, 大場正昭: 風洞実験と LES を併用した通風時の乱流構造解明に関する研究 (3), 日本建築学会大会講演梗概集 (関東), pp. 645-646, 2001. 9.
- 8) 倉渕隆, 大場正昭, 遠藤智行: 様々な風向角度の場合の通風気流に関する予測精度検証と流管分析 LES と風洞実験による建物通風気流構造の解明に関する研究 (第 2 報), 日本建築学会環境系論文集, No. 591, pp. 7-13, 2005. 5.
- 9) Cheng-Hu Hu, Masaaki Ohba, Ryuichiro Yoshie: CFD modelling of unsteady cross ventilation flows using LES, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, No. 96, pp. 1692-1706, 2008. 4.
- 10) 富永・持田・村上・佐脇 「建物後方の周期的変動と再付着距離の予測精度に関する検討 LES による高層建物周辺気流の解析 (その 1)」 日本建築学会環境系論文集、第 581 号、p45-51、2004 年 7 月
- 11) 持田・村上・林 「立方体モデル周辺の非等方乱流場に関する $k-\epsilon$ モデルと LES の比較 乱流エネルギー生産の構造とノルマルストレスの非等方性の再現に関して」 日本建築学会計画系論文報告集、第 423 号、p23-31、1991 年 5 月
- 12) Marcel Lesieur・Olivier Métais・Pierre Comte 柳瀬・百武・河原・渡辺 「乱流のシミュレーション LES による数値計算と可視化」 森北出版、2010 年
- 13) 日本建築学会 「市街地風環境予測のための流体数値解析ガイドブック - ガイドラインと検証用データベース -」
- 14) 小林・近本 「住宅における越屋根の風力換気性能に関する研究 (その 2) LES を用いた室内換気性能の検証」 日本建築学会大会学術講演梗概集 (東海)、

論文番号 41326、p659-660、2012 年 9 月

15) 太田・近藤 「CFD 解析による換気・空調気流のショートサーキット率の算定」
空気調和・衛生工学会論文集、第 145 号、p29-34、2009 年 4 月

16) 株式会社ソフトウェアクレイドル 「STREAM ver.9 ユーザーズガイド
基礎編」2011 年 7 月 pp2-45

17) 赤林・坂口・富永・有波・本田 「LES による住宅の通風性状に関する研究
その 1 標準 $k-\epsilon$ モデルと LES による住宅の気流性状の比較」平成 25 年 8 月
発行 日本建築学会大会学術講演（北海道）学術講演梗概集 D-2 環境工学 II
論文番号 41291、581 ~ 582 頁

18) 本田・赤林・坂口・富永・有波 「LES による住宅の通風性状に関する研究
その 2 同一壁面に複数の開口を有する単純住宅モデルの気流性状に関する研
究」平成 25 年 8 月発行 日本建築学会大会学術講演（北海道）学術講演梗概集
D-2 環境工学 II 論文番号 41292、p583-584 頁

<梗概>

< 関連論文梗概 >