

Title	熱流動を伴う環境制御のための数値解析の応用研究
Author(s)	古藤, 悟
Citation	大阪大学, 1991, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3086293
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

熱流動を伴う環境制御のための
数値解析の応用研究

平成 3 年

古 藤 悟



①

熱流動を伴う環境制御のための
数値解析の応用研究

平成 3 年

古 藤 悟

目 次

第1章 緒言	1
1・1 目的	1
1・2 従来の研究	3
1・2・1 差分スキーム	3
1・2・2 エアカーテン	3
1・2・3 空気調和	4
1・2・4 ビル風	4
1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動	4
1・2・6 半導体製造工程における微粒子制御	5
1・3 本研究の概要	5
1・4 参考文献	7
第2章 基礎方程式	9
2・1 質量保存式	9
2・2 運動量保存式	9
2・3 エネルギー保存式	10
2・4 成分の保存式	11
2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式	11
2・5・1 微粒子の拡散方程式	11
2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度	13
2・5・3 ファンデルワールス力	13
2・5・4 電気二重層による静電気力	14
2・5・5 微粒子の沈着量	15
2・6 乱流モデル	16
2・6・1 混合長モデル	16
2・6・2 $k-\epsilon$ 二方程式モデル	16
2・6・2・1 壁面境界条件	18
2・7 一般化した基礎方程式	18
2・8 参考文献	19
第3章 数値解析法	21
3・1 まえがき	21
3・2 差分スキーム	22
3・2・1 Hybridスキーム	22
3・2・2 一次元QUICKスキーム	23
3・2・3 三次元QUICKスキーム	23
3・2・4 傾斜差分スキーム	25
(a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D)	25
(b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS-3D)	28
3・2・5 差分スキームの性能比較	32

(a)解析対象	32
(b)計算方法	33
3・2・6 時間差分スキーム	33
3・3 解法	34
3・3・1 圧力と速度の求める手順	34
3・3・2 計算手順	36
(a)ADI法および三重対角行列法	36
(b)全体の計算手順	36
3・4 参考文献	37
第4章 エアカーテンの気流解析	42
4・1 まえがき	42
4・2 エアカーテンの流動解析	43
4・2・1 実験	43
4・2・2 エアカーテン挙動の解析	44
(a)基礎関係式	44
(b)モデリング	45
(1)静圧分布モデル	45
(2)柵効果モデル	46
(3)背面下降流モデル	47
4・2・3 実験値と計算値の比較と検討	48
4・3 外気遮断性能評価法	48
4・3・1 実験による評価法	49
4・3・2 解析による評価法	49
(a)全外気侵入量: $G_{CR, TOTAL}$	49
(b)外気侵入量: G_{CR}	50
(c)エアカーテンダクト内に入る熱量増加量: ΔH_M	50
(d)CAダクト内に入る熱量増加量: ΔH_{GC}	51
(e)ショーケース庫内から奪われる熱量: $\Sigma \Delta H_I$	51
4・3・3 実験と解析による外気侵入量評価の比較と検討	52
4・4 エアカーテン設計パラメータのエアカーテン性能に及ぼす影響	53
(a)柵先端位置 d	54
(b)吹出し幅 W_{CA}, W_{GA}	54
(c)吹出し風速 V_{CA}, V_{GA}	54
(d)吹出し速度分布形状 θ	54
4・5 結び	55
4・6 参考文献	55
第5章 室内空調における熱・気流解析	64
5・1 まえがき	64

5・2 基礎式および数値解析法	65
5・2・1 基礎式	65
5・2・2 差分スキーム	65
5・2・3 吹出し口のモデル化の検討	65
(a)モデル1	65
(b)モデル2	66
(c)吹出し口モデルの精度比較	67
5・2・4 数値解析法	69
5・3 三次元傾斜差分スキームSUDS-3Dの室内空調熱・気流解析における偽拡散防止効果	69
5・3・1 実験モデルおよび実験方法	69
5・3・2 計算条件	70
5・3・3 室内温度分布測定結果との比較	70
5・4 ダクト空調システムを用いた室内空調における気流と温度の予測精度の検証	72
5・4・1 実験モデル及び実験方法	72
5・4・2 計算条件	73
5・4・3 数値解析と実験結果の比較	74
5・5 ダクト空調システムによるアメニティに対する空調設計の検討	75
5・5・1 吸込み口位置の室内温度分布に及ぼす影響	75
5・5・2 吹出し風速・温度の室内温度分布に及ぼす影響	75
5・5・3 吹出し方向の室内温度分布に及ぼす影響	76
5・6 結び	76
5・7 参考文献	77
第6章 室外空調機まわりの熱・気流解析	87
6・1 まえがき	87
6・2 解析モデル	87
6・3 基礎式および数値解析法	88
6・4 解析結果および考察	90
6・4・1 ビル外風の状況	90
6・4・2 室外ユニット吸込み温度の分布	91
6・4・3 室外ユニット吸込み温度の時間推移	92
6・5 実験方法	93
6・6 実験と解析結果の比較	93
6・6・1 実環境下におけるビル風の状況	93
6・6・2 室外ユニット吸込み温度分布	94
6・7 結び	95
6・8 参考文献	95
第7章 道路トンネル内の火災時換気における熱・煙・気流解析	104
7・1 まえがき	104

7・2	基礎式および数値解析法	105
7・2・1	トンネル解析モデル	105
7・2・2	基礎式	105
7・2・3	火皿火災モデル	106
7・2・4	数値解析方法	107
7・3	数値計算結果の予測精度の検証	107
7・3・1	実験装置及び計測	107
7・3・2	数値解析結果と実験結果の比較	108
7・4	三次元数値解析による煙流動状況の解明	108
7・4・1	速度ベクトル図による考察	109
7・4・2	等温度線図による考察	110
7・4・3	等速度線図による考察	110
7・4・4	等煙濃度線図による考察	110
7・5	簡易数値解析モデルによる煙流動予測	110
7・5・1	一次元煙流動モデル	110
7・5・2	二次元無限平行平板モデル	112
7・5・3	三次元長方形断面モデル	113
7・6	結び	114
7・7	参考文献	115
第8章	半導体製造工程における塵埃挙動解析	128
8・1	まえがき	128
8・2	塵埃付着機構解析	128
8・2・1	解析モデル	128
8・2・2	基礎式および数値解析手法	129
8・2・3	結果および考察	130
8・2・3・1	微粒子に働く各力の比較	132
8・2・3・2	ウエハへの微粒子沈着量の時間推移	132
8・2・3・3	ウエハへの微粒子沈着分布	132
8・3	プロセスの塵埃排出機構解析	133
8・3・1	解析モデル	133
8・3・2	基礎式および数値解析手法	134
8・3・3	計算結果および考察	136
8・3・3・1	処理槽内の流動状況	136
8・3・3・2	処理槽内の微粒子流動特性	136
8・3・3・3	処理槽の洗浄特性	137
8・4	結び	137
8・5	参考文献	138
第9章	結論	147
	謝辞	150

第1章 緒言

1・1 目的

環境制御とは、人間生活にかかわる居住空間や都市環境、生産プロセスにおける環境、物品の保存管理のための環境などを最適な状態に維持するための制御を指し、多くの場合熱流体の対流現象が関与している。環境制御は、一般に制御対象に関与する支配因子の数が非常に多い、対象とする現象が大規模または微細である、対象とする現象に危険が伴うなどの理由により、対象とする環境に対して施した制御の効果を実験的に確認することが困難である場合が多い。

そこで本論文では、近年のコンピュータの発達と共に急速に実用化しつつある熱流体数値解析を応用し、様々な環境を支配する現象を明らかにして最適な環境制御の手法と条件を明らかにしようとする。具体的には、食品の展示販売時の高鮮度維持管理、居住空間の快適性創出、高層・大規模建築物に設置された機器の動作環境の維持、トンネル火災時の気流・煙流動避難誘導制御、そして半導体製造プロセスにおける製造環境の維持管理、等に関連した問題を、熱・流体の対流現象の観点から解析する。

本論文では、まず数値解析法の精度の検討とその向上のための手法を開発することを目的とする。そこで第3章では、特に実際上問題となる三次元流れ場において気流の方向と差分格子の方向の不一致が原因となり生じる偽拡散を抑制して精度の良い予測ができる移流項差分スキームを得ることを目的とする。

第4章では、エアカーテンによる熱流束遮断性能を解析する。特にエアカーテンの特性が冷凍・冷蔵オープンショーケースの省エネルギー化の重要な要因となっており、数値計算によるエアカーテンの性能評価を通じ、高性能のショーケースのエアカーテン設計を可能とすることを目的とする。

第5章では、室内空調における気流および温度分布を解析する。空調機からの気流には、速度、温度、吹出し角度などの幾つかの設計要因がある。近年、オフィスや居室の空調において、より高いアメニティ（快適性）に対する要求が増加している。アメニティを達成するためには、室内の空調気流吹出し・吸込み口配置と吹出し気流の速度・温度および方向の最適化を行い、室内の気流を循環させると共に肌に直接当たらないようにし温度分布

を均一化しなければならない。第5章では数値解析を用いて、アメニティに対する空調機
の設計要因の影響を明らかにし、高品位の室内空調を実現することを目指した。

第6章では、高層ビルにおける空調機室外ユニット周りの熱流動環境を解析する。次に、
近年ビル空調では、ビルの高層化に伴って長尺配管や高低差による能力ロスの低減、縦シ
ャフト（配管・配線用貫通孔）の省略による工期短縮、省スペース化を狙い、各階壁面に
設備ベランダを設けて空調機室外ユニットを設置する形態が増加している。しかしこの設
置形態においては、高層建築物と周辺ビル群を取巻く地上風（ビル風）の影響を受け、空
調機室外ユニットに吹出し空気を吸込む吸・排気短絡現象が発生し、空調機冷凍サイクル
の高圧（冷媒の凝縮が十分でないためサイクル内の圧力が異常に上昇すること）防止措置
のため結果として運転停止などの障害を引き起こす可能性が少なくない。したがって、対
象とするビルを含む周辺ビル形状・配置を基に、室外ユニットの運転状況を事前に予測し
て、必要な対策を施しておく意義は非常に大きい。第6章では、熱流体数値解析を用いて
ビル風と室外ユニットの吸・排気流の挙動を予測し、実設置環境下での空調機室外ユニッ
トの吸・排気短絡現象を事前評価すると共に、最適な設置形態を明確にすることを目的と
する。

第7章では、道路トンネル内の火災時換気における煙の流動を解析する。近年、自動車
道路トンネルは高速道路網の発達に伴い長大化の傾向にある。従来長大トンネルでは、ト
ンネル断面の車道空間天井部に換気ダクトを設け換気用空気が垂直下向き（横断面方向）
に吹出す横流換気方式を採用している。この場合、換気風は車道内横断面方向に流れるた
め、自動車の排ガス換気に要する時間を短縮でき換気の運用も比較的容易である。しかし、
横流換気方式は換気ダクトが占める部分の土木工事および換気設備に多額の費用を要し、
換気設備の運用コストも高い。そのため、最近では長大トンネルにおいても、建設費が低
く換気運用の省エネルギー化が図れる縦流換気方式が用いられることが多く、平常時の自
動車による排ガス換気のために換気風を車道内縦方向に流している。しかし、トンネル内
で火災が発生すると、火災による煙が換気風と共にトンネル内に広く拡散して避難環境が
確保できなくなる恐れがある。このため、換気設計にあたって火災時における空気や煙の
流動を十分把握しておく必要がある。第7章の目的は、縦流換気方式トンネルにおける火
災時の気流・煙流動を熱流体数値解析により明確にし、最適な換気制御法を確立すること

にある。

第8章では、半導体製造工程における微粒子の挙動を解析する。半導体製造工程におい
て、ウエハ上に塵埃が付着するとパターン欠陥の原因となる。半導体の集積度が上がりパ
ターンが微細化するに伴い、より微小な塵が問題となってくる。湿式プロセスによる半導
体製造工程では拡散前処理、エッチング、レジスト（写真製版時のマスク材料）除去、水
洗工程など多くの処理工程が含まれており、液中の微粒子またはレジスト除去の際の除去
したレジスト粒子を速やかに処理槽外に排出し、ウエハ表面への再付着を防止しなければ
ならない。第8章では、湿式プロセスにおける槽内の薬液流動やウエハカセット内の微粒
子挙動を数値解析により明らかにしプロセスの最適化を目指している。

1・2 従来の研究

1・2・1 差分スキーム

移流項差分スキームは、従来より取扱いの簡便なHybridスキーム^{〔1〕}が多用されている
が、偽拡散を低減させる目的でUTOPIAスキーム^{〔2〕}、河村スキーム^{〔3〕}、QUICK
スキーム^{〔4〕}等の高精度の移流項差分スキームが提案されている。その中で二次元傾斜流
れに対しては、数種類の差分スキームの性能比較からRaithbyによる傾斜風上差分スキ
ーム（SUDS）および重み付き傾斜風上差分スキーム（SUWDS）^{〔5〕}の精度の良さが
報告されている^{〔6〕}。しかし、実際上問題となる三次元問題において精度の良い予測がで
きる移流項差分スキームは提案されていない。

1・2・2 エアカーテン

エアカーテンの流れ構造の研究は、多くの仮説を用い多くの研究者によって行われてい
る。Schlichting^{〔7〕}、Abramovich^{〔8〕}は、これらの研究をレビューした。新津^{〔9〕}らは、
噴流の速度分布と偏向を扱い、さらにエアカーテンを横切るガスや熱の侵入も論じたが、
これらはAbramovichらによる解をもつ熱噴流に基づいている。また、Braggら^{〔10〕}は、
エアカーテンを横切る粒子の物質移動を扱ったが、これはGoeltlerの古典的な解析に基
づいている。Vanら^{〔11〕}は、数値計算によりエアカーテン流を解き、初期乱れ強さの影響
を論じた。しかし、いずれも一重のシンプルなエアカーテンを対象としており、ショーケ

ースのエアカーテンのような複雑な流れを対象とした研究は見当たらず、エアカーテン内の密度の不均質による浮力を明らかにした研究も行われていない。したがって、高性能なエアカーテンを設計するための系統的な手法はいまだ確立されていない。

1・2・3 空気調和

空調にとっての大きな課題の一つは、空調機の室内ユニットからの吹出し気流の制御による室内温度分布の均一化があり、これにより快適性を向上させることができる。現在、例えば天井に取り付けられた室内機からの気流吹出しは天井面に対して一定の角度を有している。その中で、空調気流の吹出し角度の最適化により室内温度分布の均一化を図るため、室内空調気流解析が活用されている。この問題を差分法により解く際、差分格子と吹出し方向は必ずしも一致せずむしろ大きな角度で交差する場合が多く、かつコンピュータの容量制約から格子間隔が粗くなりセルベクレ数が大きく取られがちである。そのため、偽拡散が生じ、結果として得られる温度分布が不正確になっていた¹¹⁾。

1・2・4 ビル風

従来より、土木・建築学の分野ではビルの耐風荷重設計やビル風公害防止のためビル風の数値予測が行われてきた^{12)・13)}。しかし、本報において取り扱ったように、空調機室外ユニットの吸・排気状況に対するビル風の影響を明らかにした研究はほとんど見当たらない。

1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動

トンネル内火災時の気流・煙流動の研究は、吉田¹⁴⁾による実トンネルでの火災実験に代表される実験的研究と、北原ら¹⁵⁾による強制換気のないトンネルにおける熱気流の層状流動の相似性の研究などに代表される実験に基づいた理論的研究に支えられてきた。しかし、これらの手法の問題点は、実験や火災テストを想定し得るすべての状況に対して応用できないことである。これらの問題点を解決すべく、シミュレーションによる研究も最近行われている。大橋ら¹⁶⁾は、排気半横流式トンネルでの平常時の排気ガス換気の問題を、自動車走行による車道内空気のかく乱を軸方向拡散として取り入れ、一次元濃度方程式により解明した。さらに、水野ら¹⁷⁾はこの手法を縦流換気方式トンネルでの火災時の

煙流動予測に適用している。しかし、火災時には熱の影響が無視できず、火災源の発熱量が大きい場合は温度成層や二次流れを考慮しなければならない。さらにKumarら¹⁸⁾は、縦流換気方式トンネルの火災時の気流・熱・ガス成分の流動を、火災源における一段燃焼モデルを含めた三次元数値解析により解明しているが、トンネル断面を長方形としていること、煙濃度の予測をしていないことなどの問題点を残している。

1・2・6 半導体製造工程における微粒子制御

微粒子の拡散沈着については、古くから解析的手法により解明されてきた¹⁹⁾。しかし、最近の半導体の高集積化に伴い、半導体製造環境としての高潔度を要求されるクリーンルーム内の発塵および微粒子の対流・拡散現象を数値解析により明らかにする研究が増大している²⁰⁾。しかし、半導体製造装置内部における発塵や微粒子の対流・拡散の研究は歴史が新しく、微粒子の付着や再飛散を扱える物理モデルの導入が必要とされている。

1・3 本研究の概要

第2章においては、本論分において用いた基礎方程式、すなわち質量、運動量、エネルギーおよび成分の保存式、微粒子の挙動に関する支配方程式、および乱流モデルについて記述した。

第3章においては、第2章に記述した基礎方程式の数値解析法、すなわち空間・時間差分スキームおよび解法について記述した。特に本章では、三次元傾斜流れにおいて精度の良い移流項差分スキームとして、Raithbyの手法を三次元に拡張して三次元傾斜風上差分スキーム(SUDS-3D)および重み付き三次元傾斜風上差分スキーム(SUWDS-3D)を導出した。さらに拡散を省略した傾斜流れを想定した数値実験を用い、これらの差分スキームの偽拡散に対する抑制効果を検証すると共に、他の差分スキームの偽拡散抑制効果と比較することによって、これらの優位性を示した。

第4章においては、食品の冷凍・冷蔵に用いるオープンショーケースのエアカーテンの熱・気流解析と外気遮断性能の評価について述べた。ショーケースのエアカーテン流を二次元境界層流れであると仮定し、エアカーテン内の静圧分布モデル、棚効果モデルおよび背面下降流モデルを導入し、差分法を用いた数値計算によりエアカーテン挙動を予測する

手法を確立し、模型実験による熱・気流解析の予測精度の検証を行った。また、この数値計算結果によるエアカーテンの外気遮断性能の評価法を提案し、炭酸ガス濃度法を用いた模型実験により評価法の妥当性を検証した。さらに、本手法を用いて、棚先端距離、吹出し幅、吹出し風速および吹出し速度分布形状とエアカーテン性能の関係を明確にし、これらの設計パラメータの最適構成を提示した。

第5章においては、天井埋込みカセットエアコンによる暖房時の吹出し気流と室内温度分布の解析を行った。前半部分では、第3章にて記述した傾斜差分スキームを天井に埋設された1台の室内ユニットによる室内空調問題に適用した。すなわち、室内ユニットの吹出し口境界条件のモデル化に対して2つのモデルについて、質量、各成分の運動量の保存性を評価し、最適なモデルを提案した。そして、新しいスキーム(SUDS-3D)と従来のスキームであるSpaldingのHybridスキーム⁴¹⁾による解と比較し、さらにこれらのスキームによって計算した室内温度分布結果を試験室内での測定結果と比較した。これによって、提案したスキーム(SUDS-3D)の有効性を示した。また後半部分では、暖房用室内ユニットにおいて吹出し方向の室内温度均一性に及ぼす影響を調べた結果、吹出し気流の垂直方向成分を大きくして浮力に抗して気流を床面まで到達させる方が有効であることを示した。さらに、ダクト空調システムにおいて、吹出し口における温度、速度、吹出し方向、吸込み口位置等の室内温度分布の均一性に及ぼす影響について検討し、室内温度分布の均一化には吹出し気流と吸込み口を離して相互の影響を低減するのが有効であることを示した。

第6章においては、高層ビルの各階に設置された空調機室外機の吸排気短絡に及ぼすビル風の影響を解析した。すなわち、隣接ビルとの距離が1.8mと狭い高層ビルの各階ベランダに設置された空調機室外ユニットを対象とし、当該ビルと隣接した周辺ビルにより構成されたビル群解析モデルを用いて、吸・排気短絡の発生する危険性の高い風向・風速条件を選定し、これらの条件下での一定風向・風速の地上風に対するビル風と室外ユニット吸・排気温度を解析した。その結果、室外機設置空間が狭くても最適な設置構造を採用すればビルの谷間に生じるビル風によって吸・排気短絡は回避できることを示した。さらに、当該ビルでの環境測定(風向、風速、気温)および室外ユニット吸込み・吹出し気流温度の実測を行って解析結果と比較し、室外ユニット吸込み温度は地上風の風向・風速変動の

影響を受けて一定風向・風速のビル風を仮定した室外ユニット吸込み温度の解析結果と異なる傾向となることが分かった。しかし、実際の吸込み温度は異なる風向・風速の条件で数値解析により予測できる吸込み温度の重ね合わせの範囲に分布することが考えられる。

第7章では、自動車道路トンネル内火災時における気流と煙の流動を解析した。まず、模型トンネル床面に加熱板を設けた換気流加熱実験に本数値解析法を適用し、解析結果と実験結果を比較することにより、本数値解析法が十分な予測精度を持つことを示した。次に、この数値解析手法に基づき、火災時における人の避難と密接な関係のある煙の流動状況の予測を行った。火災による熱や煙の発生を扱う火災モデルとして熱及び煙の発生量を容易に設定できるガソリン火皿火災モデルを導入し、トンネル火災時の煙流動を解析した結果、煙の流動は火災源の発熱量により層状流動と一様拡散的流動の二つに分類できることを示した。さらに、トンネル火災換気システムの検証及び制御には、煙層の高さと煙の先端位置を予測し得る煙流動シミュレータが必要である。そこで、火災時の煙流動状況を予測し得る、計算時間と記憶容量の点で実用的な簡易解析モデルとして、発熱を考慮しない一次元煙流動モデル、二次元無限平行平板モデル、及び三次元長方形断面モデルの予測精度について検討し、前述の層状流動を予測するには三次元長方形断面モデルが必要であることを示した。

第8章では、湿式半導体洗浄プロセスにおける槽内の薬液流動やウエハカセット内の微粒子挙動を数値解析により明らかにし、プロセスの最適化について述べた。すなわちブラウン運動、重力沈降、ファンデルワールス力、電気二重層による静電気力を考慮した微粒子の拡散方程式を、液の熱・流動数値解析と連立させて解き、ウエハ上への微粒子沈着量分布やその積算値を予測し、微粒子がウエハのエッジ部分ほど多く付着すること、微粒子径が小さいほど微粒子付着量が多いことなどを示した。さらに、処理槽全体に着目し、系内で発生した微粒子が系外へ排出される状況を明らかにし、洗浄液の注入方法と槽全体の洗浄特性の関係を調べた。その結果、数種の洗浄液注入方法を処理経過時間によって使い分けることで高い洗浄特性が得られることを明らかにした。

1・4 参考文献

- (1) S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, (1980), McGRAW-

- (2) B.P. Leonard, Computational Techniques in Transient and Turbulent Flow, 2 (1981), 1, Pineridge Press, Swansea U. K.
- (3) T. Kawamura and K. Kuwahara, Proc AIAA 22nd Aerosp. Sci. Meet., AIAA-84-0340 (1984).
- (4) B.P. Leonard, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., 19 (1979), 59.
- (5) G.D. Raithby, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., 9 (1976), 153.
- (6) M.A. Leshziner, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., 23 (1980), 293.
- (7) H. Schlichting, Boundary Layer Theory, (1955), McGraw-Hill Book Company.
- (8) G.M. Abramovich, The Theory of the Turbulent Jets, (1963), 52, M.I.T. Press.
- (9) 新津・加藤, 空気調和・衛生工学会論文集, 1 (昭38), 1.
- (10) G.M. Bragg and H.V. Bednarik, Int. J. Heat Mass Trans. 18-3 (1975), 443.
- (11) N.Q. Van and R.H. Howell, ASHRAE Trans., 82-1 (1976), 208.
- (12) S. Murakami, A. Mochida and K. Hibi, Int. Symp. on Comput. Fluid Dynamics-Tokyo (1985), 728.
- (13) 村上, 持田, 林, 佐野, 生産研究, 40-7 (1988), 315.
- (14) 吉田, 火災, 33-4 (昭58), 1.
- (15) 北原・梅津, 日本火災学会論文集, 34-1 (昭59), 7.
- (16) 大橋・市川・榎本, 機論, 50-449, B (昭59), 237.
- (17) A. Mizuno, H. Ohashi, I. Nakahori and N. Okubo, Proceeding 5th International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, (1985), 77, BHRA.
- (18) S. Kumer and G. Cox, Proceeding 5th International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, (1985), 61, BHRA.
- (19) 日本空気清浄協会編, 空気清浄ハンドブック (昭60), オーム社.
- (20) 都築・飯野, 機論, 53-493, B (昭62), 2771.

第2章 基礎方程式

本章では本論文において用いる基礎式および補助関係式について記述する。基礎式は質量、運動量、エネルギーおよび成分の保存を記述する微分方程式であるが、解析モデルは圧縮性を考慮した非定常三次元流れに適用できるものとする。また、任意の形状の境界条件を持つ流れに適用できるものとする。流れ場が乱流の場合は、乱流モデルとしては混合長モデルまたはk-ε二方程式モデルを用いる。さらに、流体に混入した微粒子の挙動を考慮するため、微粒子濃度の保存を記述する微分方程式も用いる。

2・1 質量保存式

質量保存式は次式により表せる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{v})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{w})}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (2-1)$$

ここで、u, v, wは座標x, y, z方向の速度成分、tは時間、ρは密度であり気体の場合は状態方程式から求め、液体の場合は温度の関数として与える。変数上に付した-は乱れによる変動を時間平均した値を表す。

2・2 運動量保存式

x, y, zの各座標軸方向の運動量保存式は式(2-2)～(2-4)により表せる。

x軸方向の運動量保存式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho \bar{u})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \bar{v})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \bar{w})}{\partial z} \\ & = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} [(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} [(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}] + \rho g_x \quad \dots\dots\dots (2-2) \end{aligned}$$

y 軸方向の運動量保存式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho \bar{v})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \bar{v})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{v} \bar{v})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{v} \bar{w})}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right] + \rho g_y \quad \dots\dots\dots (2-3) \end{aligned}$$

z 軸方向の運動量保存式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho \bar{w})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \bar{w})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{v} \bar{w})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{w} \bar{w})}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_L + \mu_t) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right] + \rho g_z \quad \dots\dots\dots (2-4) \end{aligned}$$

ここで、 μ_t は乱流粘性係数、 μ_L は分子粘性係数、 P は圧力、 g_x 、 g_y 、 g_z は各々重力加速度の x 、 y 、 z 方向成分である。

2・3 エネルギー保存式

エネルギー保存式は、低速流に対しては粘性によるエネルギーの散逸を無視した式(2-5)により表せる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho \bar{h})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \bar{h})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{v} \bar{h})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{w} \bar{h})}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu_L}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_h} \right) \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\mu_L}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_h} \right) \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\mu_L}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_h} \right) \frac{\partial \bar{h}}{\partial z} \right] + S_h \quad \dots\dots\dots (2-5) \end{aligned}$$

ここで、 h は流体の単位質量当りのエンタルピーであり、ここでは h の増減は顕熱の変化

のみによると考えている。 S_h は熱の発生項、 Pr はプラントル数、 σ_h はエンタルピー h に対する乱流プラントル数である。温度 T はエンタルピー h から次式により求める。

$$T = (\bar{h} / C_{pm}) + T_0 \quad \dots\dots\dots (2-6)$$

ここで、 C_{pm} は基準温度 T_0 から T までの平均比熱である。

2・4 成分の保存式

成分の拡散を扱う場合、式(2-7)で与えられる成分の保存式を用いる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho \bar{C})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \bar{C})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{v} \bar{C})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{w} \bar{C})}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu_L}{S_c} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\mu_L}{S_c} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\mu_L}{S_c} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right] + S_{cv} \quad \dots\dots\dots (2-7) \end{aligned}$$

ここで、 C は成分の質量分率、 S_{cv} は成分の発生項、 S_c はシュミット数、 σ_c は乱流シュミット数である。

2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式

2・5・1 微粒子の拡散方程式

微粒子の沈着現象を記述するには、一般に次の2通りのアプローチの方法がある。その一つは、微粒子の粒径 D_p が数 μm 以上の場合で、微粒子の運動方程式を解き沈着が生じる限界粒子軌跡を求める方法である。他の一つは、微粒子の粒径 D_p が数 μm 以下の場合で、微粒子の拡散方程式を解き沈着量を求める方法である。

粒径が数 μm 以上の場合では、微粒子の移動は慣性および重力が支配的となり、他の外力の影響が付加的に加わる。微粒子の運動が媒体の流動に影響を与えないとすれば、微粒子の運動方程式は式(2-8)で表せる。

$$m \frac{dV}{dt} = -\frac{V-U}{B} + mg + \Sigma F \quad \dots\dots\dots (2-8)$$

ここで、Vは微粒子の速度ベクトル、Uは媒体の速度ベクトルである。またmは微粒子の質量であり、微粒子が直径D_pの球であるとすれば次式で表される。

$$m = \rho_p \frac{\pi D_p^3}{6} \quad \dots\dots\dots (2-9)$$

ここで、ρ_pは微粒子密度、D_pは微粒子粒径である。またBはStokesの抵抗を受ける直径D_pの球形粒子の移動度であり、本論文では特に希薄な気体を扱わないので式(2-10)で与えられる⁽¹⁾。

$$B = \frac{1}{3\pi\mu_L D_p} \quad \dots\dots\dots (2-10)$$

ここで、μ_Lは分子粘性係数である。また、ΣFは微粒子に働く重力以外の外力である。

粒径が数μm以下の場合では、ブラウン拡散、重力および外力が作用するときの単分散微粒子の濃度は、微粒子の慣性を無視すると次の拡散方程式で与えられる。

$$\frac{\partial(\rho p_c)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U p_c) = \nabla \cdot (\rho D_B \nabla p_c) - \nabla \cdot (\rho V_t p_c) \quad \dots\dots\dots (2-11)$$

ここで、p_cは微粒子個数濃度、D_Bはブラウン拡散定数、V_tは微粒子に作用する重力およびその他の外力による移動速度ベクトルでありτ_{pc}=mB⁽¹⁾を用いると次式で表される。

$$V_t = u_t + \frac{\tau_{pc} \Sigma F}{m} \quad \dots\dots\dots (2-12)$$

ここでu_tは終末沈降速度ベクトル、τ_{pc}は微粒子の緩和時間であり次式で表される⁽¹⁾。

$$\tau_{pc} = \rho_p D_p^2 / 18\mu_L \quad \dots\dots\dots (2-13)$$

本論文では、液体中の微粒子の挙動を扱うので考慮すべき外力Fは次式で与えられる。

$$F = F_v + F_e \quad \dots\dots\dots (2-14)$$

ここで、F_vはファンデルワールス力、F_eは電気二重層による静電気力である。なお、ここでは通常の微粒子の帯電により生じる影像力と外部電場による電気力が原因となる静電気力は液体中であるので省略し、熱泳動は等温場であるので考慮していない。

2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度

微粒子が小さくなると、媒体分子と微粒子との衝突によって、微粒子は分子の動きに似たランダムな運動をする。これはブラウン運動と言い、微小コロイド粒子に特有な動力学的現象である。ブラウン運動による拡散は、ガス分子の場合の分子拡散に相当するものであり、その拡散係数は次式で与えられる⁽¹⁾。

$$D_B = \frac{k_B T}{3\pi\mu_L D_p} \quad \dots\dots\dots (2-15)$$

ここで、D_Bはブラウン拡散定数、k_BはBoltzmann定数、Tは絶対温度である。

微粒子に加わる外力が重力のみの場合は、その初速度のいかんにかかわらず、重力と媒質から受ける抵抗力とがやがて釣り合って、ある平衡速度を得るようになる。この速度を終末沈降速度と言う。本論文ではRe ≤ 2のStokes域にあるので、微粒子の抵抗係数C_D = 24/Reを用いれば終末沈降速度u_tは次式で表される⁽¹⁾。

$$u_t = (\rho_p - \rho) g D_p^2 / 18\mu_L \quad \dots\dots\dots (2-16)$$

2・5・3 ファンデルワールス力

ファンデルワールス力は、微粒子や壁面が中性であっても、構成分子(または原子)中の電子雲の瞬間的なゆらぎにより生じた双極子能率が近傍の物体の分子(または原子)を分極させ、その結果生じる力であり、粒子が壁に非常に接近したとき顕著となる。

ファンデルワールス力は、2個の球形微粒子間に対して導かれたポテンシャルエネルギー

-(2)を1個の球形微粒子と1平面(ウエハ)の間に適用し、さらに両者の表面間距離で微分すれば次式で表される。

$$F_v = \frac{A_{123}}{3D_p} \cdot \frac{\bar{\lambda}(\bar{\lambda} + 22.232H')}{H'^2(\bar{\lambda} + 11.116H')^2} \quad \dots\dots\dots (2-17)$$

ここで、 A_{123} はHamakar定数、 $\bar{\lambda}$ はファンデルワールス力の遅延効果を表す遅延パラメータであり $\bar{\lambda} = 2\lambda/D_p$ 、 $H' = H_0/D_p$ である。また、 λ は原子の光吸収波長(Wave length of Atoms)、 H_0 は微粒子と平面間の距離である。 A_{123} は、微粒子1とウエハ3との間に媒体2が存在するときの値であり、各々のHamakar定数を A_{11} 、 A_{33} 、 A_{22} とすれば次式の関係がある(3)。

$$A_{123} = (\sqrt{A_{11}} - \sqrt{A_{22}})(\sqrt{A_{33}} - \sqrt{A_{22}}) \quad \dots\dots\dots (2-18)$$

2・5・4 電気二重層による静電気力

電気二重層とは、一般に異種物質との接触によって界面付近の電荷の分布が変化したり、界面のイオンの透過のしやすさが正電荷の粒子と負電荷の粒子とで異なったりするために分極を生じて現れる。イオンを含む液体が固体と接触するときは、液相中の電荷の一部は界面に集まって固着層を形成し、残りは液相中に拡散的に分布して拡散層を形成するため、電気二重層ができて静電気力を生じる(4)。

電気二重層による静電気力は、2個の球形微粒子間に対して導出されたポテンシャルエネルギー(5)を1個の球形微粒子と1平面(ウエハ)の間に適用し、さらに両者の表面間距離で微分すれば次式で表される。

$$F_D = -4\pi\tau_0 k_e \epsilon_0 \Psi_1 \Psi_3 \left[\frac{\exp(-\tau_0 H')}{1 + \exp(-\tau_0 H')} - \frac{1}{2} \cdot \frac{(\Psi_1 - \Psi_3)^2}{\Psi_1 \Psi_3} \cdot \frac{\exp(-2\tau_0 H')}{1 - \exp(-2\tau_0 H')} \right] \quad \dots\dots (2-19)$$

ここで、 $\tau_0 = \kappa D_p / 2$ 、 k_e は媒体の比誘電率、 ϵ_0 は真空の誘電率、 Ψ_1 、 Ψ_3 は微粒子または平面(ウエハ)が液に接したときの界面動電位(ゼータ電位)である。また、 κ

は電気二重層の厚みの逆数(Debye-Huckel Reciprocal Length Parameter)であり、次式で表せる(5)。

$$\kappa^2 = \frac{2ce^2 z_1^2}{\epsilon_0 k_e k_B T} \quad \dots\dots\dots (2-20)$$

ここで、 c は媒体中のイオン濃度、 e は電気素量、 z_1 は媒体中のイオン価である。

2・5・5 微粒子の沈着量

表面汚染に係る壁面への粒子の沈着量は、通常壁面の単位面積、単位時間当たり沈着する粒子数(沈着フラックス) j で表され、次式となる。

$$j = -D_B \nabla p_c + V_t p_c \quad \dots\dots\dots (2-21)$$

ここで、勾配やベクトルは沈着を評価する壁面に垂直な方向のみ考える。

次に、乱流場での単分散微粒子の濃度は、次式で表せる(1)。

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \overline{p_c})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \overline{U p_c}) \\ = \nabla \cdot [(\rho D_B + \mu_t) \nabla \overline{p_c}] - \nabla \cdot (\rho V_t \overline{p_c}) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2-22)$$

ここで、 μ_t は乱流粘性係数である。さらに、ベクトル表示した微粒子の拡散方程式[式(2-22)]を成分表示で表すと次式のようなになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \overline{p_c^*})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{u p_c^*})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \overline{v p_c^*})}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \overline{w p_c^*})}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} [(\rho D_B + \mu_t) \frac{\partial \overline{p_c^*}}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [(\rho D_B + \mu_t) \frac{\partial \overline{p_c^*}}{\partial y}] \\ + \frac{\partial}{\partial z} [(\rho D_B + \mu_t) \frac{\partial \overline{p_c^*}}{\partial z}] + S_{pc} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2-23)$$

ここで、 ρ は混合物の密度、 p_c^* は発生位置の濃度 $p_{c,1n}$ で無次元化した微粒子の粒子個

数濃度 ($= p_c / p_{cin}$), S_{pc} は次式で表される.

$$S_{pc} = -\nabla \cdot \rho \left[\mathbf{u}_t + \frac{\tau_{pc}}{m} (\mathbf{F}_v + \mathbf{F}_D) \right] \overline{p_c^*} \quad \dots\dots\dots (2-24)$$

以上, 2・5節において述べた微粒子の支配方程式を用い, 流体流動の数値解析と連立させて解くことにより問題となる微粒子の沈着量が求められる.

2・6 乱流モデル

乱流中では分子的な拡散量よりも, 速度の変動成分により輸送される量の方がはるかに大きい. 運動量保存式, エネルギー保存式, 成分の保存式, 微粒子の拡散方程式に現れている乱流粘性係数 μ_t は Boussinesq によって導入された概念であり, レイノルズ応力 $\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'}$ (ただし u_i, u_j は x, y, z 方向の速度成分 u, v, w のいずれかを指し, 速度成分に付した' は時間変動成分であることを示す) に対し,

$$\tau_{ij} = \mu_t \left[\left\{ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right\} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$$

(ただし x_j は x, y, z のいずれかを指す) というように置き換える⁽⁶⁾. ここで, k は乱れの運動エネルギーで $(u_1'^2 + u_2'^2 + u_3'^2) / 2$ で定義される.

2・6・1 混合長モデル

混合長モデルは, 次式により乱流粘性係数 μ_t を求めるモデルである⁽⁶⁾.

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right| \quad \dots\dots\dots (2-25)$$

この混合長 l_m は, 流れの形態に応じて経験的に決められる. 本論文では静止流体中の平面噴流に対する値 $l_m / \delta = 0.09$ (δ : 1/2噴流の幅) を用いた⁽⁶⁾.

2・6・2 k-ε二方程式モデル

k-εモデルは, 乱れの運動エネルギー k [$\equiv 1/2 (u_1'^2 + u_2'^2 + u_3'^2)$] およびその消散率 ϵ の2つの輸送方程式を解いて乱流粘性係数を求めるモデルである⁽⁶⁾. k については, 次に示す輸送方程式を解いて求める⁽⁶⁾.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} k)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{v} k)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{w} k)}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + G_k - \rho \epsilon \quad \dots\dots\dots (2-26) \end{aligned}$$

ここで σ_k は k に対する乱流シュミット数である. また, G_k は次式のようになる.

$$\begin{aligned} G_k = \mu_t & \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)^2 \right] \quad \dots\dots\dots (2-27) \end{aligned}$$

εの輸送方程式は, 次のようになる⁽⁶⁾.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \epsilon)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{v} \epsilon)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{w} \epsilon)}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right] + C_1 G_k \frac{\epsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad \dots\dots\dots (2-28) \end{aligned}$$

ここで, σ_ϵ は ϵ に対する乱流シュミット数あり, C_1, C_2 は定数である. なお $C_1 = 1.44, C_2 = 1.92$ とする. μ_t は k と ϵ から次式により求める⁽⁶⁾.

$$\mu_t = C_D \frac{k^2}{\epsilon} \quad \dots\dots\dots (2-29)$$

ここで、 C_D は定数であり、 $C_D=0.09$ とする。

2・6・2・1 壁面境界条件

さらに壁面近傍の k , ϵ については、壁関数を用いた以下の方法を用いる。壁近傍では乱れエネルギー k の方程式 [式 (2-26)] における生成項と散逸項が釣り合っている (部分平衡である) と考えると、壁近傍の点 P における乱れエネルギー k_P は、

$$k_P = \frac{\tau_P}{\rho C_D^{1/2}} = \frac{\tau_w}{\rho C_D^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (2-30)$$

ここで、 τ_P および τ_w は P および壁面上のせん断力である。また、壁近傍の点 P における乱れエネルギーの散逸速度 ϵ_P は、

$$\epsilon_P = \frac{C_D^{3/4} k_P^{3/2}}{\kappa y_P} \quad \dots\dots\dots (2-31)$$

なお、これらの計算に必要な壁関数としては、Patankar⁽⁷⁾による次式を用いる。

$$S_* = R_*^{-1} - 0.1561 R_*^{-0.45} + 0.0873 R_*^{-0.3} + 0.03713 R_*^{-0.18} \quad \dots\dots\dots (2-32)$$

ここで、 $R_* = \kappa^2 \rho_P u_P y_P / \mu_L$, $S_* = \tau_w / \kappa^2 \rho_P u_P^2$ である。これによって y_P , u_P , τ_w の関係を決める。ここで、添え字 P および w は点 P および壁面上の値を示す。

2・7 一般化した基礎方程式

以上に挙げた基礎式、式 (2-1) ~ (2-5), 式 (2-7), 式 (2-23), 式 (2-26) および式 (2-28) はすべて同じ形で書くことができ、次式のような一般形を持つ。また、式中のパラメータは表 2-2 にまとめて記す。

$$\frac{\partial (\rho \phi)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \phi)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \bar{v} \phi)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \bar{w} \phi)}{\partial z}$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S_\phi \quad \dots\dots\dots (2-33)$$

表 2-2 各 ϕ に対する Γ , S_ϕ

ϕ	Γ	S_ϕ
1	0	0
\bar{u}	$\mu_L + \mu_t$	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \rho g_x$
\bar{v}	$\mu_L + \mu_t$	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \rho g_y$
\bar{w}	$\mu_L + \mu_t$	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z$
\bar{h}	$\frac{\mu_L}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_h}$	S_h
\bar{c}	$\frac{\mu_L}{Sc} + \frac{\mu_t}{\sigma_c}$	S_{cv}
$\overline{p_c^*}$	$\rho D_B + \mu_t$	$-\nabla \cdot \rho \left[\mathbf{u}_t + \frac{\tau_{pc}}{m} (\mathbf{F}_v + \mathbf{F}_D) \right] \overline{p_c^*}$
k	$\mu_L + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$
ϵ	$\mu_L + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$C_1 G_k \frac{\epsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}$

2・8 参考文献

- (1) 高橋, 改著 基礎エアロゾル工学, (1982), 養賢堂.
- (2) A. Suzuki, N.F.H. Ho and W.I. Higuchi, J. Colloid Interface Sci., Vol.29, No.3(1969), 552.
- (3) J. Visser, J. Colloid Interface Sci., Vol.55(1976), 664.

- (4) 理化学辞典, 岩波書店編, (1982), 岩波書店.
- (5) R. Hogg, T.W. Hearly and D.W. Fuerstenau, Trans. Faraday Soc., Vol.62(1966), 1638.
- (6) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972), Academic Press.
- (7) S.V. Patankar and D.B. Spalding, Heat Transfer in Boundary Layers, (1970), Inter Text Book.

第3章 数値解析法

3・1 まえがき

本章では, 本論分において用いる差分スキームおよび数値解析法について記述する. 以下の章では, 空間差分スキームとしては取扱いが簡便で従来より多用されている Hybrid スキーム^{〔1〕}, 偽拡散が問題となる対象には高精度差分スキームである QUICK スキーム^{〔4〕・〔7〕}, 差分格子に対して流れが傾斜したことにより偽拡散が問題となる対象には本論文で新たに開発した3次元傾斜差分スキーム^{〔12〕}を選択して使用し, 時間差分スキームは Crank-Nicolson法を用いた. また, 数値解析法としては, SIMPLE法^{〔1〕}にしたがって速度と圧力を連成させて解き, ADI法^{〔10〕}と三重対角行列法^{〔11〕}により半陰的に繰り返して収束解を求めた.

さて, 空調にとっての大きな課題の一つは, 空調機の室内ユニットからの吹出し気流の制御による室内温度分布の均一化があり, これにより快適性を向上させることができる. 現在, 例えば天井に取り付けられた室内機からの気流吹出しは天井面に対して一定の角度を有している. その中で, 気流の吹出し角度の最適化により室内温度分布の均一化を図るため, 室内空調気流解析が活用されている. この問題を差分法により解く際, 差分格子と吹出し方向は必ずしも一致せずむしろ大きな角度で交差する場合が多く, かつコンピュータの容量制約から格子間隔が粗くなりセルバクレー数が大きく取られがちである. そのため, 偽拡散が生じ, 結果として得られる温度分布が不正確になる^{〔1〕}.

従来より移流項差分スキームとして取扱いの簡便な Hybridスキーム^{〔1〕}が多用されているが, 偽拡散を低減させる目的で UTOPIAスキーム^{〔2〕}, 河村スキーム^{〔3〕}, QUICKスキーム^{〔4〕}等の高精度の移流項差分スキームが提案されている. その中で二次元傾斜流れに対しては, 数種類の差分スキームの性能比較から Raithbyによる傾斜風上差分スキーム (SUDS) および重み付き傾斜風上差分スキーム (SUWDS)^{〔5〕}の精度の良さが報告されている^{〔6〕}. しかし, 実際上の問題としては三次元問題においても精度の良い移流項差分スキームが必要であるため, Raithbyの手法を三次元に拡張して三次元傾斜風上差分スキーム (SUDS-3D) および重み付き三次元傾斜風上差分スキーム (SUWDS-3D) を提案した. 本章では, これらの差分スキームの導出を示すと共に, 拡散を

省略した数値実験を用い、これらの差分スキームの偽拡散に対する抑制効果を検証すると共に、他の差分スキームの偽拡散抑制効果との比較についても記述した。

3・2 差分スキーム

3・2・1 Hybridスキーム

運動方程式、エネルギー方程式などは三次元において一般に式(3-1)で表せる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\phi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w\phi)}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial z} \right) + S_p\phi + S_c \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3-1)$$

ここで、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の速度成分、 ρ は密度、 Γ は拡散係数、 ϕ は従属変数、 S_p, S_c は生成項である。

式(3-1)をHybridスキーム¹⁾により差分化して解く際、コントロールボリューム中心 $P(\phi_{i,j,k})$ に隣接する三次元格子配置とコントロールボリュームの様子を図3-1に示す。図中、各点はE(East), W(West), N(North), S(South), T(Top), B(Bottom)と呼び、複合記号もこれに従う。また、コントロールボリュームの面と各座標軸の交点を、それぞれ隣接する格子点の記号に対応させて $e, \underline{w}, n, s, t, b$ と呼ぶ。Hybridスキームにおいては、図3-1に示す P に対するコントロールボリュームの \underline{w} 点 $(i-1/2, j, k)$ を含む界面(\underline{w} 面)を通過する対流・拡散流束を合わせた全流束 J_w は次式で表される。

$$J_w = \phi_w \cdot \max \left[C_w, D_w + \frac{C_w}{2}, 0 \right] - \phi_P \cdot \max \left[-C_w, D_w - \frac{C_w}{2}, 0 \right] \quad \dots\dots\dots (3-2)$$

ここで、 C_w は \underline{w} 面を通過する対流流束で $C_w = \rho_w u_w \Delta y_j \Delta z_k$ 、 D_w は \underline{w} 面を通過する拡散流束で $D_w = \Gamma_w \Delta y_j \Delta z_k / \delta x_i$ である。また、添え字 w は、 \underline{w} 面における値を示

す。なお、三次元コントロールボリュームの他の面を通過する全流束も式(3-2)と同様にして求められる。

3・2・2 一次元QUICKスキーム

QUICKスキームはコントロールボリューム法であるため、本論文において用いた解法アルゴリズムに容易に適用できる。一次元QUICKスキーム⁴⁾とは、図3-2のように x 方向の流束を求める際には x 方向のみの格子点の値を用いるスキームである。

式(3-1)を一次元QUICKスキームにより差分化して解く際、コントロールボリューム中心 $P(\phi_{i,j,k})$ に隣接する三次元格子配置とコントロールボリュームの様子を図3-2に示す。図中、各点はE(East), W(West), N(North), S(South), T(Top), B(Bottom)と呼び、複合記号もこれに従う。また、コントロールボリュームの面と各座標軸の交点を、それぞれ隣接する格子点の記号に対応させて $e, \underline{w}, n, s, t, b$ と呼ぶ。一次元QUICKスキームにおいては、図3-2に示す P に対するコントロールボリュームの \underline{w} 点 $(i-1/2, j, k)$ を含む界面(\underline{w} 面)を通過する対流・拡散流束を合わせた全流束 J_w は、 \underline{w} 面に垂直方向に位置する4個の変数 $(\phi_B, \phi_P, \phi_w, \phi_{ww})$ を用いて離散化される。 \underline{w} 面に垂直方向の流速 u_w の正負を考慮して対称的に書き表すと、 \underline{w} 面における全流束 J_w は次式で表せる。

$$J_w = \frac{C_w}{16} (-\phi_B + 9\phi_P + 9\phi_w - \phi_{ww}) + \frac{|C_w|}{16} (\phi_B - 3\phi_P + 3\phi_w - \phi_{ww}) - D_w\phi_P + D_w\phi_w \quad \dots\dots\dots (3-3)$$

ここで、添え字 w は、 \underline{w} 面における値を示す。なお、三次元コントロールボリュームの他の界面を通過する全流束も、各々の界面に垂直方向に位置する4個の変数を用いれば式(3-3)と同様にして離散化できる。

3・2・3 三次元QUICKスキーム

三次元QUICKスキーム⁷⁾とは、図3-3に示すように x 方向の流束を求める際に x 方向だけでなく y, z 方向の格子点の値をも用いるスキームである。

式(3-1)を三次元QUICKスキームにより差分化して解く際、コントロールボリューム中心P($\phi_{i,j,k}$)に隣接する三次元格子配置とコントロールボリュームの様子を図3-3に示す。図中、各点はE(East), W(West), N(North), S(South), T(Top), B(Bottom)と呼び、複合記号もこれに従う。また、コントロールボリュームの面と各座標軸の交点を、それぞれ隣接する格子点の記号に対応させてe, \underline{w} , n, s, t, bと呼ぶ。三次元QUICKスキームにおいては、図3-3に示すPに対するコントロールボリュームの \underline{w} 点($i-1/2, j, k$)を含む界面(\underline{w} 面)を通過する全流束 J_w は、 \underline{w} 面に垂直方向に位置する4個の変数($\phi_B, \phi_P, \phi_w, \phi_{ww}$)と点Wおよび点Pを通り \underline{w} 面に平行な2本の座標軸上の8個の変数($\phi_N, \phi_S, \phi_T, \phi_B, \phi_{NW}, \phi_{SW}, \phi_{TW}, \phi_{BW}$)によって離散化される。 \underline{w} 面に垂直方向の流速を u_w とすれば、 \underline{w} 面上の変数 ϕ_w は次のように書ける。

$$\phi_w = \phi_{LIN} + \frac{1}{8} CURVN + \frac{1}{24} CURVT1 + \frac{1}{24} CURVT2$$

..... (3-4)

ただし、 $\phi_{LIN} = 1/2(\phi_P + \phi_w)$ である。また、CURVN, CURVT1およびCURVT2は u_w の正負により次のように与えられる。

$u_w > 0$ の場合	CURVN = $\phi_P - 2\phi_w + \phi_{ww}$
	CURVT1 = $\phi_{NW} - 2\phi_P + \phi_{SW}$
	CURVT2 = $\phi_{TW} - 2\phi_P + \phi_{BW}$
$u_w < 0$ の場合	CURVN = $\phi_B - 2\phi_P + \phi_w$
	CURVT1 = $\phi_N - 2\phi_P + \phi_S$
	CURVT2 = $\phi_T - 2\phi_P + \phi_B$

したがって \underline{w} 面を通過する全流束は、 u_w の正負を考慮して対称的に書き表すと次式のようになる。

$$J_w = \frac{C_w}{48} (23\phi_P + 23\phi_w - 3\phi_B + \phi_N + \phi_S + \phi_T + \phi_B - 3\phi_{ww} + \phi_{NW} + \phi_{SW} + \phi_{TW} + \phi_{BW}) + \frac{|C_w|}{48} (-5\phi_P + 5\phi_w + 3\phi_B - \phi_N - \phi_S - \phi_T - \phi_B - 3\phi_{ww} + \phi_{NW} + \phi_{SW} + \phi_{TW} + \phi_{BW}) - D_w \phi_P + D_w \phi_w \dots\dots\dots (3-5)$$

ここで、添え字wは、 \underline{w} 面における値を示す。三次元コントロールボリュームの他の界面を通過する全流束も、式(3-5)と同様にして離散化できる。

3.2.4 傾斜差分スキーム

本節では本論分で提案する2つの三次元傾斜差分スキーム(三次元傾斜風上差分法および重み付き三次元傾斜風上差分法)について記述する。

式(3-1)を傾斜差分スキームにより差分化して解く際、コントロールボリューム中心Pに隣接する三次元格子配置の様子を図3-4に示す。図中、各点はE(East), W(West), N(North), S(South), T(Top), B(Bottom)と呼び、複合記号もこれに従う。次に、P($\phi_{i,j,k}$)に対するコントロールボリュームを図3-5に示す。図において、コントロールボリュームの面と各座標軸の交点を、それぞれ隣接する格子点の記号に対応させてe, \underline{w} , n, s, t, bと呼ぶ。 \underline{w} に流入する流れは、 $x-y$ 面上ではx軸に対して角度 θ_1 で大きさ V_{1w} 、 $y-z$ 面上ではz軸に対して角度 θ_2 で大きさ V_{2w} を保って入ってくる。本論文では、 \underline{w} を原点とし、流れの方向にr軸、 $x-y-z$ 座標系を \underline{w} を中心にx軸がr軸と一致するように回転移動した際のy, z軸をそれぞれ n_1, n_2 軸として新たに $r-n_1-n_2$ 座標系を導入する。

(a) 三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D)

三次元傾斜風上差分法は、 ϕ の空間分布に対する三次元傾斜流れの影響を対流流束に対してのみ考慮し、拡散流束はx, yおよびz方向の一次元中心差分により表現するスキームである。

式(3-1)を図3-5のw面近傍に適用すると対流項は次のように書ける。

$$\rho_w u_w \frac{\partial \phi}{\partial x} + \rho_w v_w \frac{\partial \phi}{\partial y} + \rho_w w_w \frac{\partial \phi}{\partial z} = \rho_w V_w \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad \dots\dots\dots (3-6)$$

ここで、 V_w は速度成分(u_w, v_w, w_w)を持つ速度ベクトルである。また、添え字wはw点における値を示す。流れを横切る方向の ϕ の変化が線形であると仮定される場合、対流流束を見積もるために使われる補間式は式(3-7)のようになる。

$$\phi = C_1 + C_2 n_1 + C_3 n_2 \quad \dots\dots\dots (3-7)$$

ここで、 C_1, C_2, C_3 はwより下流にない格子点において既知である値により得られる定数である。さらに、回転座標変換によりx-y-z座標系に変換すると、式(3-8)の様になる。

$$\phi = C_1 + C_2 \left(y \frac{u}{V_1} - x \frac{v}{V_1} \right) + C_3 \left(z \frac{V_1}{V_3} - x \frac{u w}{V_1 V_3} - y \frac{v w}{V_1 V_3} \right) \quad \dots\dots\dots (3-8)$$

ここで、 $V_1 = \sqrt{u^2 + v^2}$, $V_3 = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ である。式(3-8)を、コントロールボリュームのw面近傍に適用すると、式(3-9)のようになる。

$$\phi = C_1' + C_2' \left(y' \frac{u_w}{V_{1w}} - x' \frac{v_w}{V_{1w}} \right) + C_3' \left(z' \frac{V_{1w}}{V_{3w}} - x' \frac{u_w w_w}{V_{1w} V_{3w}} - y' \frac{v_w w_w}{V_{1w} V_{3w}} \right) \quad \dots\dots\dots (3-9)$$

ここで、添字wはw点における値を示す。また、 x', y', z' は各々x, y, z軸に平行な座標系の座標軸である。

C_1', C_2', C_3' は、wの上流の ϕ から決定されるので、wを囲む18個の ϕ (P, W, N, S, T, B, NW, SW, TW, BW, NTW, STW, NBW, SBW, NNTW, SSTW, NNBBW, SSBBW)の内の3点のみを選定して設定する。したがって、式(3-9)を式(3-10)

に示す条件のもとに解く。

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi = \phi_{mw} \text{ at } x' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta x_i, y' = 0, z' = 0 \\ \phi = \phi_{qw} \text{ at } x' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta x_i, y' = -S_{vw} \delta y_{kw}, z' = -S_{ww} \delta z_{lw} \\ \phi = \phi_{rw} \left\{ \begin{array}{l} \left| \frac{w_w}{v_w} \right| \leq 1 \text{ の場合} \\ \text{at } x' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta x_i, y' = -S_{vw} \delta y_{kw}, z' = 0 \\ \left| \frac{w_w}{v_w} \right| \leq 1 \text{ の場合} \\ \text{at } x' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta x_i, y' = 0, z' = -S_{ww} \delta z_{lw} \end{array} \right. \end{array} \right. \quad \dots\dots\dots (3-10)$$

ここで、 S_{uw}, S_{vw}, S_{ww} は絶対値が1で各々 u_w, v_w, w_w と同符号であり、添え字は $k_w = j + 1/2 (1 - S_{vw})$, $l_w = k + 1/2 (1 - S_{ww})$ である。式(3-10)によれば、 ϕ_{mw} は u_w の符号によりPまたはW、 ϕ_{qw} は u_w, v_w, w_w の符号によりNTW, NBW, STW, SBW, NNTW, NNBBW, SSTW, SSBBWの中の1個、 ϕ_{rw} は u_w, v_w, w_w の符号および u_w と w_w の相対的な大きさによりN, NW, S, SWまたはT, TW, B, BWの2群から1個の計3個の ϕ が選択される。

式(3-9)を式(3-10)の下に解くと、w面を通過する対流流束は式(3-11)のように求められる。

$$\rho_w u_w \Delta y_j \Delta z_k \phi_w = (C_w - K_w) \phi_{mw} + (K_{1U} - K_{2U}) \phi_{rw} + K_{2U} \phi_{qw} \quad \dots\dots\dots (3-11)$$

ここで、 $C_w = \rho_w u_w \Delta y_j \Delta z_k$ であり、 K_{1U}, K_{2U} は式(3-11)の各係数の非負条件から式(3-12)のように与えられる。

$$\begin{aligned}
& \left| \frac{w_w}{v_w} \right| \leq 1 \text{ の場合} \\
& K_{1U} = S_{uw} \cdot \min \left[|C_w|, \rho_w \frac{\Delta y_j \Delta z_k}{\delta y_{kw}} \cdot |v_w| \frac{\delta x_i}{2} \right] \\
& K_{2U} = S_{uw} \cdot \min \left[|K_{1U}|, \rho_w \frac{\Delta y_j \Delta z_k}{\delta z_{1w}} \cdot |w_w| \frac{\delta x_i}{2} \right] \\
& \left| \frac{w_w}{v_w} \right| > 1 \text{ の場合} \\
& K_{1U} = S_{uw} \cdot \min \left[|C_w|, \rho_w \frac{\Delta y_j \Delta z_k}{\delta z_{1w}} \cdot |w_w| \frac{\delta x_i}{2} \right] \\
& K_{2U} = S_{uw} \cdot \min \left[|K_{1U}|, \rho_w \frac{\Delta y_j \Delta z_k}{\delta y_{kw}} \cdot |v_w| \frac{\delta x_i}{2} \right] \\
& \dots\dots\dots (3-12)
\end{aligned}$$

拡散流束に対しては線形分布を仮定する。したがって、境界面wを通過する対流・拡散流束を合わせた全流束は最終的に式(3-13)で与えられる。

$$\begin{aligned}
J_w &= \rho_w u_w \Delta y_j \Delta z_k \phi_w - \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] \Delta y_j \Delta z_k \\
&= (C_w - K_{1U}) \phi_{mw} + (K_{1U} - K_{2U}) \phi_{rw} + K_{2U} \phi_{aw} - D_w \phi_P + D_w \phi_w \\
& \dots\dots\dots (3-13)
\end{aligned}$$

ここで、 $D_w = \Gamma_w \Delta y_j \Delta z_k / \delta x_i$ であり、他の面に対しても同様に全流束が求められる。

(b) 重み付き三次元傾斜風上差分法 (SUWDS-3D)

重み付き三次元傾斜風上差分法は、 ϕ の空間分布に対する三次元傾斜流れの影響を対流流束と拡散流束の両者に対して考慮するスキームである。

式(3-5)を図3-5のw面近傍に適用すると、対流項と拡散項は式(3-14)のようになる。

$$\rho_w u_w \frac{\partial \phi}{\partial x} + \rho_w v_w \frac{\partial \phi}{\partial y} + \rho_w w_w \frac{\partial \phi}{\partial z} = \Gamma_w \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \Gamma_w \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \Gamma_w \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \dots\dots\dots (3-14)$$

そして、式(3-14)に対する解を式(3-15)のよう書く。式中の記号は(a)と同様である。式(3-15)は、コントロールボリュームのw面を通り抜ける対流・拡散流束を見積もるための補間式として使う。

$$\begin{aligned}
\phi &= C_1' + C_2' \left(y' \frac{u_w}{V_{1w}} - x' \frac{v_w}{V_{1w}} \right) \\
&+ C_3' \left(z' \frac{V_{1w}}{V_{3w}} - x' \frac{u_w w_w}{V_{1w} V_{3w}} - y' \frac{v_w w_w}{V_{1w} V_{3w}} \right) \\
&+ C_4' \exp \left(\frac{\rho_w u_w x'}{\Gamma_w} + \frac{\rho_w v_w y'}{\Gamma_w} + \frac{\rho_w w_w z'}{\Gamma_w} \right) \dots\dots\dots (3-15)
\end{aligned}$$

定数 C_1, C_2, C_3, C_4 は、 $\phi_{i,j,k}$ に隣接した4個の ϕ から決定され、wの上流3点と下流の1点が使われる。したがって、式(3-15)を式(3-16)に示す境界条件の下に解く。

$$\begin{aligned}
\phi &= \phi_P \text{ at } x' = \frac{\delta x_i}{2}, y' = 0, z' = 0 \\
\phi &= \phi_w \text{ at } x' = -\frac{\delta x_i}{2}, y' = 0, z' = 0 \\
\phi &= \phi_{aw} \text{ at } x' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta x_i, y' = -S_{vw} \delta y_{kw}, z' = -S_{ww} \delta z_{1w} \\
\phi &= \phi_{rw} \begin{cases} \left| \frac{w_w}{v_w} \right| \leq 1 \text{ の場合} \\ \text{at } x' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta x_i, y' = -S_{vw} \delta y_{kw}, z' = 0 \\ \left| \frac{w_w}{v_w} \right| > 1 \text{ の場合} \end{cases}
\end{aligned}$$

$$\text{at } x' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta x_1, y' = 0, z' = -S_{uw} \delta z_{1w}$$

..... (3-16)

式(3-16)によれば, u_w, v_w, w_w の符号にかかわらずPとWが選択され, ϕ_{qw} は u_w, v_w, w_w の符号によりNTW, NBW, STW, SBW, NNTW, NNBBW, SSTW, SSBBWの中の1個, ϕ_{rw} は u_w, v_w, w_w の符号および v_w と w_w の相対的な大きさによりN, NW, S, SW またはT, TW, B, BWの2群から1個の計4個の ϕ が選択される.

式(3-15)を式(3-16)の境界条件の下に解くと, w 面を通過する対流・拡散流束を合わせた全流束は最終的に式(3-17)で与えられる.

$$J_w = C_w \left[\left(\frac{1}{2} - A_{1w}' - A_{3w}' \right) \phi_P + \left(\frac{1}{2} + A_{1w}' \right) \phi_w + A_{2w}' \phi_{qw} + (A_{3w}' - A_{2w}') \phi_{rw} \right] - D_w \left[(1 - A_{1w}'' - A_{3w}'') \phi_P - (1 - A_{1w}'') \phi_w + A_{2w}'' \phi_{qw} + (A_{3w}'' - A_{2w}'') \phi_{rw} \right]$$

..... (3-17)

ここで, $A_{1w}', A_{2w}', A_{3w}', A_{1w}'', A_{2w}'', A_{3w}''$ はそれぞれ次式のように与えられる.

$$\begin{cases} A_{1w}' = \left\{ \cosh \left(\frac{P_{xw}}{2} \right) - 1 \right\} A_{1w} \\ A_{2w}' = \left\{ \cosh \left(\frac{P_{xw}}{2} \right) - 1 \right\} A_{2w} \\ A_{3w}' = \left\{ \cosh \left(\frac{P_{xw}}{2} \right) - 1 \right\} A_{3w} \end{cases} \quad \text{..... (3-18)}$$

$$\begin{cases} A_{1w}'' = S_{uw} \left\{ 2 \sinh \left(\frac{P_{xw}}{2} \right) - P_{xw} \right\} A_{1w} \\ A_{2w}'' = S_{uw} \left\{ 2 \sinh \left(\frac{P_{xw}}{2} \right) - P_{xw} \right\} A_{2w} \\ A_{3w}'' = S_{uw} \left\{ 2 \sinh \left(\frac{P_{xw}}{2} \right) - P_{xw} \right\} A_{3w} \end{cases} \quad \text{..... (3-19)}$$

また, A_{1w}, A_{2w}, A_{3w} は v_w と w_w の相対的な大きさにより式(3-20)のように与えられる.

$$\left. \begin{aligned} & \left| \frac{w_w}{v_w} \right| \leq 1 \text{ の場合} \\ & A_{1w} = \frac{1}{B_w} \left\{ \alpha_w - \frac{|\beta_w|}{2} (1 + S_{uw}) \right\}, A_{2w} = \frac{|\gamma_w|}{B_w}, A_{3w} = \frac{|\beta_w|}{B_w} \\ & \text{ただし,} \\ & B_w = |\gamma_w| \left\{ 1 - \exp(-P_{zw}) \right\} \exp\left(-\frac{P_{xw}}{2}\right) \exp(-P_{yw}) \\ & \quad + |\beta_w| \left\{ 1 - \exp(-P_{yw}) \right\} \exp\left(-\frac{P_{xw}}{2}\right) \\ & \quad + 2 |\alpha_w| \sinh\left(\frac{P_{xw}}{2}\right) \\ & \left| \frac{w_w}{v_w} \right| > 1 \text{ の場合} \\ & A_{1w} = \frac{1}{B_w} \left\{ \alpha_w - \frac{|\gamma_w|}{2} (1 + S_{uw}) \right\}, A_{2w} = \frac{|\beta_w|}{B_w}, A_{3w} = \frac{|\gamma_w|}{B_w} \\ & \text{ただし,} \\ & B_w = |\beta_w| \left\{ 1 - \exp(-P_{yw}) \right\} \exp\left(-\frac{P_{xw}}{2}\right) \exp(-P_{zw}) \\ & \quad + |\gamma_w| \left\{ 1 - \exp(-P_{zw}) \right\} \exp\left(-\frac{P_{xw}}{2}\right) \\ & \quad + 2 |\alpha_w| \sinh\left(\frac{P_{xw}}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad \text{..... (3-20)}$$

ここで, $\alpha_w, \beta_w, \gamma_w, P_{xw}, P_{yw}, P_{zw}$ は次のように定義した.

$$\begin{cases} \alpha_w = u_w \delta y_{kw} \delta z_{1w} \\ \beta_w = v_w \delta x_1 \delta z_{1w} \end{cases} \quad \text{..... (3-21)}$$

$$\gamma_w = w_w \delta x_1 \delta y_{kw}$$

$$\begin{cases} P_{xw} = \rho_w |u_w| \delta x_1 / \Gamma_w \\ P_{yw} = \rho_w |v_w| \delta y_{kw} / \Gamma_w \\ P_{zw} = \rho_w |w_w| \delta z_{1w} / \Gamma_w \end{cases} \dots\dots\dots (3-22)$$

なお、他の面に対しても、同様にして全流束が求められる。

3.2.5 差分スキームの性能比較

(a) 解析対象

式(3-13)により得られた三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D)および式(3-17)により得られた重み付き三次元傾斜差分法(SUWDS-3D)の精度の検証を行うため、速度場が与えられた流れ場における温度などのスカラー量の対流・拡散を解いて偽拡散の状況を調べた。

解析対象を図3-6に示す。速度場は、一定方向に一様な定常流であるとして、x, y, z方向速度成分 V_{xx} , V_{yy} , V_{zz} を全領域一様に与えた。また、WW, WS, WBは流入境界を、WE, WN, WTは流出境界を表す。このような流れ場において、無次元スカラー量 Φ^* の分布を求める。 Φ^* の流入条件は、斜線部分が100一定、その他の流入条件は10一定とした。また、差分格子は図3-6に示したように等間隔さざみとし、計算領域全体を $15 \times 15 \times 15$ に分割した。

表3-1 計算条件

Case	$V_{xx} : V_{yy} : V_{zz}$	P_{xw}	P_{yw}	P_{zw}
1	1 : 1 : 1	125	125	125
2	1 : 1 : 2	125	125	250
3	1 : 1 : 5	125	125	625

(b) 計算方法

計算条件を表3-1に示す。すなわち、 V_{xx} , V_{yy} , V_{zz} の比を変えて、流れの格子線に対する方向を3通りに変化させた。なお、各条件においてコントロールボリュームのx, y, z方向の辺長を代表長さとするセルペクレ数 P_{xw} , P_{yw} , P_{zw} は125~625であり、対流が拡散に比べて圧倒的に大きい。

精度の比較のために、従来より用いられているHybridスキーム⁴¹⁾、一次元QUICKスキーム⁴²⁾および三次元QUICKスキーム⁴³⁾を用いた。例えば、w面を通過する全流束は、Hybridスキームによれば式(3-1)、一次元QUICKスキームによれば式(3-2)、三次元QUICKスキームによれば式(3-4)にて与えられる。

さて、これらの差分スキームを導入し、ソース項を零とした Φ^* に対する式(3-5)を解いて、定常状態における Φ^* の分布を求めた。次に原点をO、流れの方向にy*軸、x-y面と平行でy*軸と直角にx*軸をとり、 Φ^* のx*軸方向の分布から Φ^* の半値幅を求めた。更に、この半値幅を流入境界のx*軸方向の幅で除して無次元半値幅 W^* を求めた。なお、y*軸は図3-7に示した長さを1として無次元化している。

以上の手順に従って、各差分スキームにおける原点Oから流れ方向への無次元距離 y^* に対する無次元半値幅 W^* を求めて図3-7に示した。

本章で扱った条件はセルペクレ数が十分大きいので W^* は y^* によらず1となり、 $W^* = 1$ からはずれた分は偽拡散により生じたと考えられる。また、計算条件の内のCase1は、流れ方向と格子線が等しい角度をなしており、最も偽拡散による影響が大きい条件である。図3-7によれば、従来のHybridスキームはこのCase1において最も大きな誤差(最大120%)を生じている。また、高精度移流項差分スキームであるQUICKスキームも偽拡散による誤差が大きく現れており、最も厳しいCase1における最大誤差は、三次元QUICKスキームで97%、一次元QUICKスキームで60%生じている。これに対して、三次元傾斜差分スキームは各条件とも最大15%以内の誤差に抑えられていることがわかる。しかし、SUDS-3DとSUWDS-3Dの精度はほぼ同等であることから、スキームの簡便性を考慮すればSUDS-3Dで十分満足できると考えられる。

3.2.6 時間差分スキーム

時間差分スキームは、解の安定性がよい陰解法の中でもCrank-Nicolson法を用いた。解くべき保存方程式を $\partial \phi / \partial t = f(\phi)$ とすればCrank-Nicolson法は次式で表せる。

$$\frac{(\phi^{n+1} - \phi^n)}{\Delta t} = \frac{1}{2} (f^{n+1} + f^n) \quad \dots\dots\dots (3-23)$$

3.3 解法

3.3.1 圧力と速度の求める手順

運動方程式を解くには圧力分布が必要であるが、この情報は陽に得ることができない。本論分では、以下に示すSIMPLE法⁽¹⁾により速度と圧力を連成させて解いた。まず、圧力場を仮定して P^* とし、式(3-24)に示す運動方程式を解く。

$$\begin{cases} a_e u_e^* = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb}^* + b + (P_P^* - P_B^*) A_e \\ a_e v_n^* = \sum_{nb} a_{nb} v_{nb}^* + b + (P_P^* - P_N^*) A_n \\ a_e w_t^* = \sum_{nb} a_{nb} w_{nb}^* + b + (P_P^* - P_T^*) A_t \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3-24)$$

ここで、 u^* , v^* , w^* は仮定した圧力場 P^* に対する速度の解である。また、 A_e , A_n , A_t は各々コントロールボリュームの e, n, t 面の面積、 Σ は nb が e, w, n, s, t, b の場合に対する総和を示す。仮定量 (添え字*)、真の量 (添え字なし) およびその間の補正量 (添え字') の関係を $P = P^* + p'$, $u = u^* + u'$, $v = v^* + v'$, $w = w^* + w'$ とする。補正圧力 p' は、式(3-25)に示す補正圧力に対する方程式を解いて求める。

$$a_P p_P' = a_B p_B' + a_w p_w' + a_N p_N' + a_S p_S' + a_T p_T' + a_B p_B' + b \quad \dots\dots\dots (3-25)$$

ここで、 $d_e = A_e / a_e$, $d_n = A_n / a_n$, $d_t = A_t / a_t$ とすれば a_B , a_w , a_N , a_S , a_T , a_B , b は次式で表される。

$$a_B = \rho_e d_e \Delta y \Delta z$$

$$a_w = \rho_w d_w \Delta y \Delta z$$

$$a_N = \rho_n d_n \Delta x \Delta z$$

$$a_S = \rho_s d_s \Delta x \Delta z$$

$$a_T = \rho_t d_t \Delta x \Delta y$$

$$a_B = \rho_b d_b \Delta x \Delta y$$

$$a_P = a_B + a_w + a_N + a_S + a_T + a_B$$

$$b = \frac{(\rho_P^n - \rho_P) \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} + (\rho_w u_w^* - \rho_e u_e^*) \Delta y \Delta z + (\rho_n v_n^* - \rho_n v_n^*) \Delta x \Delta z + (\rho_b w_b^* - \rho_t w_t^*)$$

最後に、真の速度 u_e , v_n , w_t は式(3-25)より得られた補正圧力 p' を用いて次式によって補正される。

$$\begin{cases} u_e = u_e^* + d_e (p_P' - p_B') \\ v_n = v_n^* + d_n (p_P' - p_N') \\ w_t = w_t^* + d_t (p_P' - p_T') \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3-26)$$

また真の圧力 P は、補正圧力 p' を用いて式(3-27)により求める。

$$P = P^* + p' \quad \dots\dots\dots (3-27)$$

以上をとりまとめると、SIMPLE法による圧力と速度を求める手順は次のようになる。

- (1) 圧力場 P^* を仮定する。
- (2) 式(3-24)を解いて、 u^* , v^* , w^* を求める。
- (3) 式(3-25)を解いて、補正圧力 p' を求める。
- (4) 式(3-26)により u_e , v_n , w_t を求める。
- (5) 式(3-27)により P を求める。
- (6) 他の変数 (エンタルピ, 温度, 密度, 濃度, 乱れ量等) を計算する。
- (7) ステップ(5)で求めた P を仮定量 P^* とおいて、再びステップ(2)へ戻り、 p'

が収束条件を満たすまでこの手順を繰り返す。

3・3・2 計算手順

(a) ADI法および三重対角行列法

式(2-33)を3・2節の差分スキームにより離散化して得られた7項間($\phi_P, \phi_B, \phi_W, \phi_N, \phi_S, \phi_T, \phi_B$)の漸化式, および式(3-25)の補正圧力に対する7項間($P_P', P_B', P_W', P_N', P_S', P_T', P_B'$)漸化式は, ADI法により3項間の漸化式に変換し, さらに三重対角行列法により2項間の漸化式に変換して解くことにより, 半陰的に解いた。

さて, 三次元における対流と拡散の共存する場合のADI法はAzizとHellumus⁽¹⁰⁾によって導かれ, 7項間の漸化式を3ステップ(x, y, z軸の各方向)に分けて各々の方向の関係した3項間の漸化式に変換して陰的に解く方法である。また, 三重対角行列法(TDMA法)はPatankarとSpalding⁽¹¹⁾によって紹介され, 3項間の漸化式を2項間の漸化式に変換して連立解を求める方法である。

(b)全体の計算手順

以上の計算の流れをフローチャートにして図3-8に示す。これは基本骨子としての処理であり, 詳細な手順は省いている。また, この図は時刻nの値を使って時刻n+1の値を求める手順を示したものであり, 適当な終了時刻を設定して全体の計算を終了させる必要がある。ここで, ADI法および速度・圧力の連成法の繰り返し終了条件は, それぞれ式(3-28)および式(3-29)で与えた。

$$\frac{\max |\phi - \phi^*|}{\max |\phi|} \leq K_1 \quad \dots \dots \dots (3-28)$$

$$\frac{\max |p'|}{\max |P|} \leq K_2 \quad \dots \dots \dots (3-29)$$

すなわち, 式(3-28)によれば1回のADI法による計算の前後の変数の計算誤差がその変数の絶対値の K_1 以下になるまで繰り返し, 式(3-29)によれば補正圧力が静圧の

K_2 以下になるまで繰り返す。ここで, 最大値maxは計算領域内の全てのコントロールボリュームに関してとられる。

3・4 参考文献

- (1) S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, (1980), McGRAW-HILL BOOK Company.
- (2) B.P. Leonard, Computational Techniques in Transient and Turbulent Flow, 2 (1981), 1, Pineridge Press, Swansea U. K.
- (3) T. Kawamura and K. Kuwahara, Proc AIAA 22nd Aerosp. Sci. Meet., AIAA-84-0340 (1984).
- (4) B.P. Leonard, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., 19 (1979), 59.
- (5) G.D. Raithby, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., 9 (1976), 153.
- (6) M.A. Leshziner, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., 23 (1980), 293.
- (7) 村上・加藤・須山, 生産研究, 38-12 (1986).
- (8) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972), Academic Press.
- (9) 古藤・山中, 機論, 53-494, B(1987), 2937.
- (10) K. Aziz and J.D. Hellumus, The Physics of Fluids, 10-2 (1967), 314. (11)
- (11) S.V. Patankar and D.B. Spalding, Heat and Mass Transfer in Boundary Layers, (1970), Intertext Book.
- (12) 古藤・山中, 機論, 56-530, B(1990), 3120.

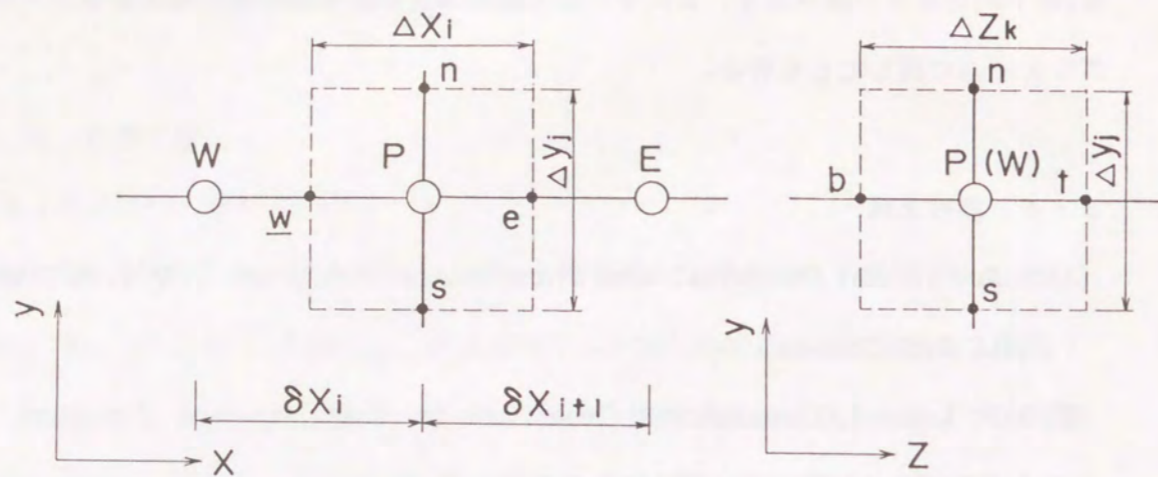


図3-1 Hybridスキームに対するコントロールボリューム

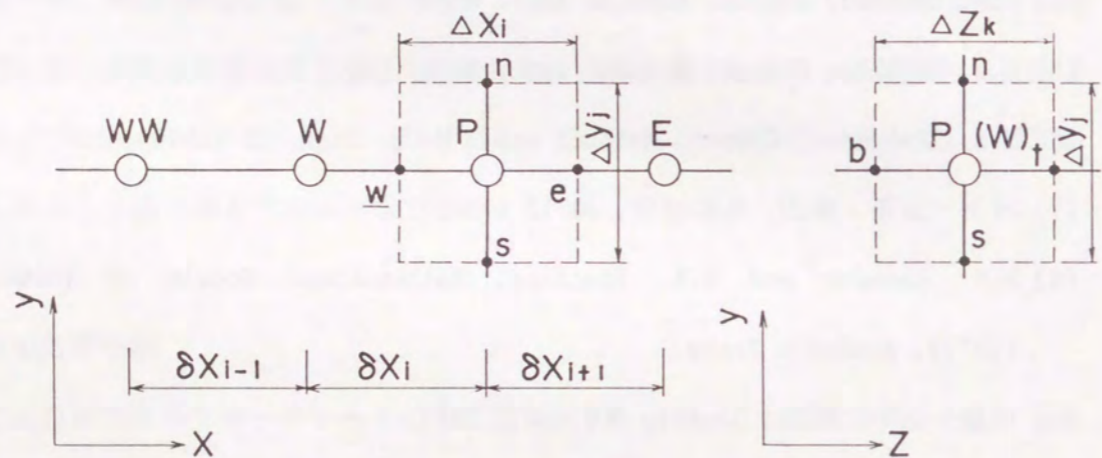


図3-2 QUICK-1Dに対するコントロールボリューム

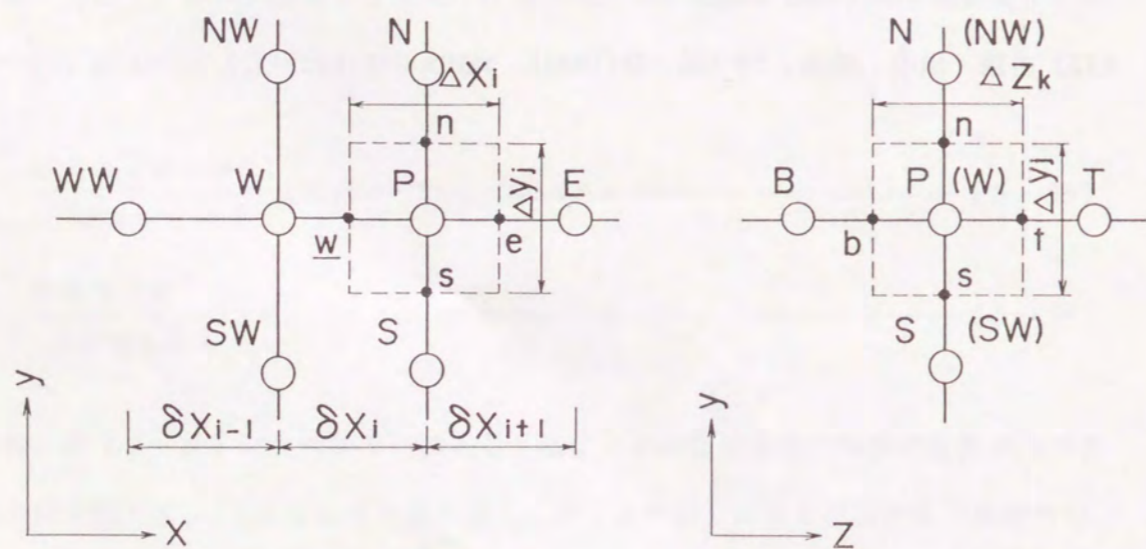


図3-3 QUICK-3Dに対するコントロールボリューム

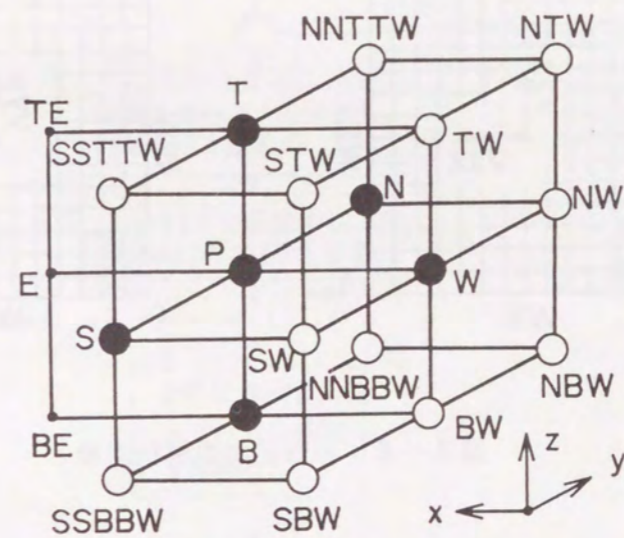


図3-4 Pに隣接する三次元格子点

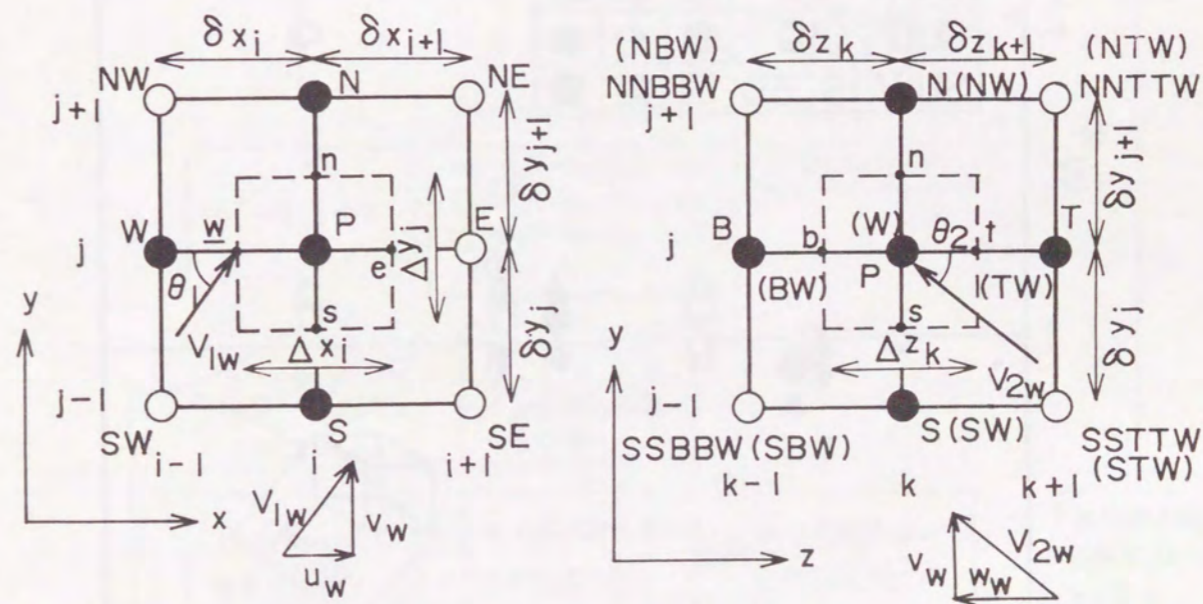


図3-5 三次元傾斜差分スキームに対するコントロールボリューム

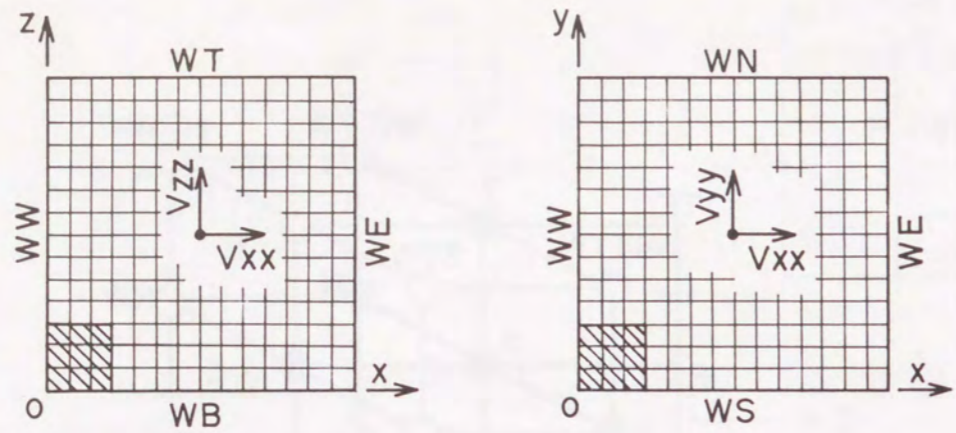


図3-6 傾斜流れの解析対象

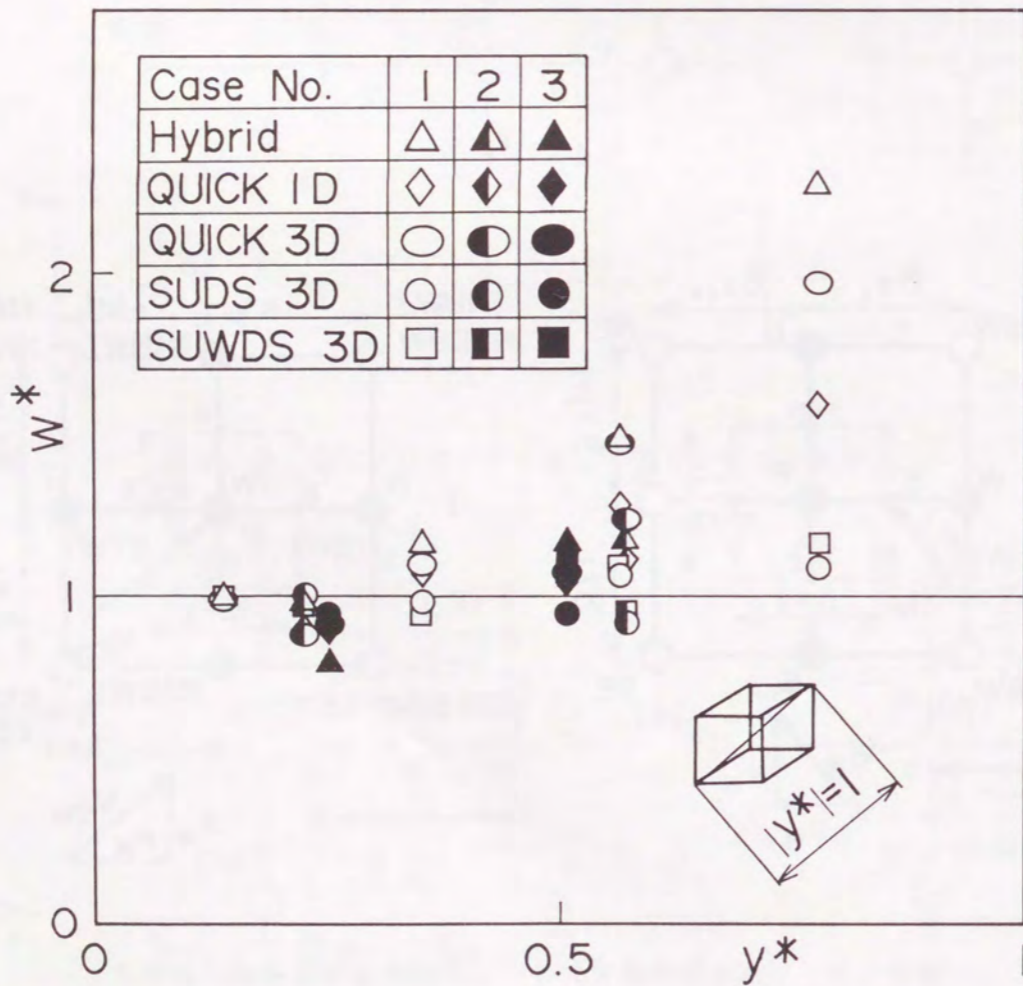


図3-7 原点Oから流れ方向への無次元距離 y^* に対する無次元半値幅 W^*

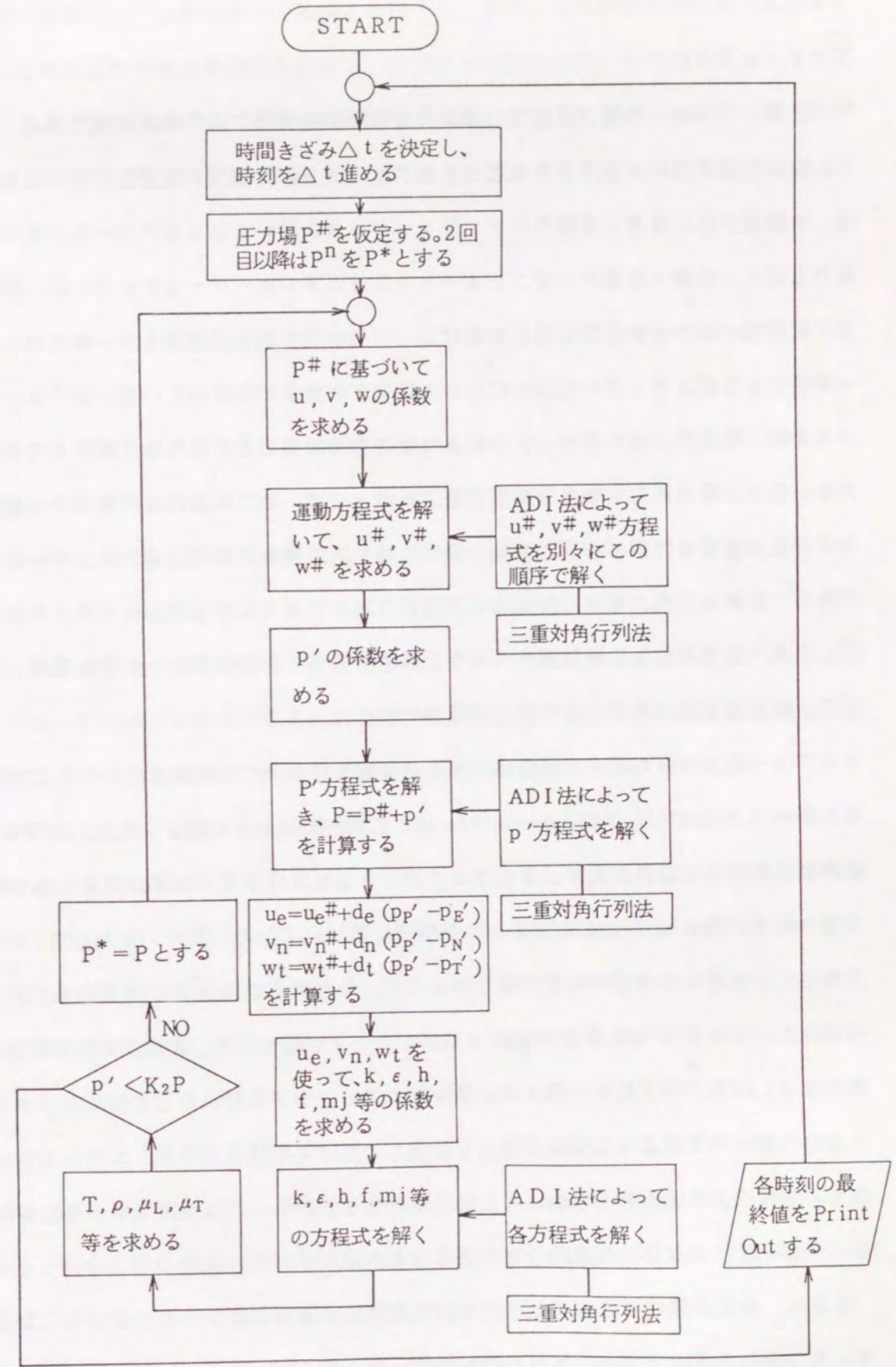


図3-8 全体としての計算手順

第4章 エアカーテンの気流解析

4・1 まえがき

エアカーテンは、冷凍・冷蔵等の保温や空気温度制御のための要素技術である。本章では、密度の不均質による浮力を考慮したエアカーテンの気流と外気遮断性能を数値解析する。本論文では、冷凍・冷蔵オープンショーケースに用いられるエアカーテンを具体的に取り上げる。冷凍・冷蔵オープンショーケース（以下ショーケースという）は、商品展示力や利便性の面から食品等の展示販売にとって欠かせないものであるが、昨今のエネルギー事情により省エネルギー化技術について従来より要求が高まっている。多くのショーケースでは、低温の平面エアカーテンにより庫内を冷却すると共に外気と遮断しており、エアカーテンが巻き込んだ庫外の高温空気が負荷となる。それゆえ、エアカーテンが省エネルギー化の重要な要因となっており、外気の巻き込み量を小さくし省エネルギー化を図る目的で一重から二重、吹出し幅拡大等が試みられている。このため、エアカーテンは、吹出し速度・温度の異なる複数層からなり、高温の外気と低温の庫内との間を流れ、流れと垂直に商品載置棚があり、流れ構造が複雑である。

エアカーテンの流れ構造の研究は、多くの仮説を用い多くの研究者によって行われている。Schlichting^{〔1〕}、Abramovich^{〔2〕}は、これらの研究をレビューした。新津ら^{〔3〕}は、噴流の速度分布と偏向を扱い、さらにエアカーテンを横切るガスや熱の侵入も論じたが、これらはAbramovichらによる解をもつ熱噴流に基づいている。また、Braggら^{〔4〕}は、エアカーテンを横切る粒子の物質移動を扱ったが、これはGoeltlerの古典的な解析に基づいている。Vanら^{〔5〕}は、数値計算によりエアカーテン流を解き、初期乱れ強さの影響を論じた。しかし、いずれも一重のシンプルなエアカーテンを対象としており、ショーケースのエアカーテンのような複雑な流れを対象とした研究は見当たらず、エアカーテン内の密度不均質による浮力を明らかにした研究も行われていない。したがって、高性能なエアカーテンを設計するための系統的な手法はいまだ確立されていない。

本章は、数値計算によるエアカーテンの性能評価を通じ、高性能のショーケースのエアカーテン設計を可能とすることを目的としている。そこで、ショーケースのエアカーテン流を二次元境界層流れであると仮定し、エアカーテン内の静圧分布モデル、棚効果モデル

および背面下降流モデルを導入し、差分法を用いた数値計算によりエアカーテン挙動を予測する手法を確立し、模型実験による検証を行った。また、この数値計算結果によるエアカーテンの外気遮断性能の評価法を提案し、炭酸ガス濃度法を用いた模型実験により検証した。さらに、本手法を用いて棚先端距離、吹出し幅、吹出し風速および吹出し速度分布形状とエアカーテン性能の関係を明確にし、これらの設計パラメータの最適構成について考察した。

4・2 エアカーテンの流動解析^{〔6〕}

4・2・1 実験

本研究では、二重エアカーテン式オープンショーケースを対象とした。これは、吹出し速度、温度の異なる2層のエアカーテンを備え、単層エアカーテン式より性能が優れている。図4-1にモデル実験装置の概要を示す。実験装置は、理想的なエアカーテン流を実現できるように以下の配慮がなされている。外壁面、庫内壁およびエアカーテンダクト壁は、30mm厚のウレタン材を用いて断熱性能を高めた。また、ラインフローファン①、②を、エアカーテン用空気を冷却するための熱交換器③、④および温度調節用ヒータ⑤、⑥等と共にエアカーテン吹出し口直前の実験装置の上部に設置して、初期条件となるエアカーテンの吹出し速度、温度の設定を確実にした。エアカーテン吹出しダクトにおいては、吹出し口直前の垂直部の距離を大きくとって完全に発達した平面二次元乱流噴流となるようにした。さらに庫内容量を大きくとり、エアカーテンの境界条件となる庫内温度の安定化を図った。図4-2は実験装置のモデル図であり、後述する解析もこれに従う。ここでは直角座標系を用い、原点Oをエアカーテン吹出し口庫内端、x軸を鉛直下方向、y軸を水平庫外方向に設定した。図において、CAは冷却用エアカーテン（庫内側）、GAは保護用エアカーテン（庫外側）を示しており、 W_{CA} 、 W_{GA} は各々CAおよびGA吹出し幅、 V_{CA} 、 V_{GA} は各々CAおよびGA吹出し速度、 T_{CA} 、 T_{GA} は各々CAおよびGA吹出し温度である。吹出し口には、台形状の整流ハニカムを設けているが、エアカーテン吹出し速度分布は、この整流ハニカムの形を変えることにより任意に設定できる。

主要な測定項目は、エアカーテンの速度・温度分布である。流速測定は、レーザドップラー流速計を用い、シーディング粒子として線香煙を使った。温度測定は、 $\phi 0.2\text{mm}$ の

クロメル・アルメル熱電対を用い、測定の際に流れを乱さないように配慮した。

4・2・2 エアカーテン挙動の解析

(a)基礎関係式

本研究は、最終的に設計に使用するという目的から、エアカーテン流が境界層近似できる二次元平面流れであると仮定して、簡易なプログラムにより数値計算することを目指している。

基礎式は、質量保存式、運動量保存式およびエネルギー保存式である。それらを時間平均し、境界層近似して流れ関数 ψ を導入することにより、次の一般形をもつ方程式を得る⁽⁶⁾。

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\rho \bar{u} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial \psi} \right) + S \quad \dots\dots\dots (4-1)$$

ここで、 x は鉛直下方向座標、 ψ は流れ関数、 \bar{u} は鉛直下方向平均流速成分、 ρ は密度である。また、変数 ϕ は流速 \bar{u} とエンタルピー h であり、各々に対する Γ 、 S を表4-1に示す。

表4-1 \bar{u} 、 h に対する Γ 、 S

ϕ	Γ	S
\bar{u}	μ_{eff}	$-\frac{1}{\rho \bar{u}} \left(\frac{\partial P}{\partial x} - \rho g \right)$
h	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{eff,h}}$	0

表4-1において、乱流プラントル数 $\sigma_{eff,h}$ は一般に用いられる値として $\sigma_{eff,h}=0.7$ 、 P は圧力、 g は重力の加速度、 μ_{eff} は有効粘性係数である。さらに、 μ_L を層流粘性係数、 μ_t を乱流粘性係数とすれば、 $\mu_{eff}=\mu_L+\mu_t$ である。
 μ_t は、式(4-2)に示す混合長モデルより算出する⁽⁷⁾。

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad \dots\dots\dots (4-2)$$

ここで、 l_m は混合長、 y は水平庫外方向座標軸である。 l_m は、式(4-3)より算出する⁽⁷⁾。 δ を境界層の厚さとすれば、

$$l_m = 0.07 \delta \quad \dots\dots\dots (4-3)$$

温度 T は、エンタルピー h から式(4-4)を使って求める。

$$h = \int_{T_0}^T c_p dT \quad \dots\dots\dots (4-4)$$

ここで、 T_0 は基準温度である。またエアカーテン内の空気は乾き空気であると仮定し、定圧比熱 c_p は乾き空気の比熱を用いた。実際、エアカーテン内の空気は熱交換器に着霜させているので、この仮定はほぼ正しいと思われる。温度の境界条件は、庫外側は $\partial T / \partial y = 0$ かつ庫外温度 T_{out} 一定、庫内側は $\partial T / \partial y = 0$ かつ吹出し口($x=0$)において庫内温度 $T_{in}=0^\circ\text{C}$ とした。また、密度 ρ は状態方程式から求める。

次に、エアカーテンの両境界から巻き込む空気量(エントレイン量 m_a'')は、式(4-5)から求める⁽⁶⁾。

$$m_a'' = - \frac{\partial \psi_a}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (4-5)$$

ここで、添字 G はエアカーテン境界(自由境界)における値を示している。以上の基礎関係式を解く手順は、文献(6)に準ずる。

(b)モデリング^{(8)・(9)}

(1)静圧分布モデル

従来、垂直方向の静圧分布を式(4-6)のように表現している。

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho_m g \quad \dots\dots\dots (4-6)$$

ここで、 P は圧力、 ρ_0 は基準となる大気密度である。また、本章で取り扱った境界層近似したモデルでは噴流の横断方向（水平方向）の静圧を一定と仮定している。一方、ショーケースのエアカーテンは両境界が温度の異なる静止空気に接しており、両境界では浮力は生じない。ところが、静圧分布として式(4-6)を用いるとエアカーテン庫内境界で密度差による下方向の加速を生じてしまう。この原因は、噴流内横断方向に生じた静圧分布を考慮していないためと考えられる。

本論文では次のように考える。エアカーテン両境界の外側の空気は静止しているので、庫内および庫外における静圧分布に対して各々次式が成り立つ。

$$\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_{IN} = \rho_{IN} g, \quad \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_{OUT} = \rho_{OUT} g$$

ここで、添え字INおよびOUTは、各々庫内および庫外の値であることを示す。さらに、エアカーテン内部における静圧分布が直線分布であると仮定すると、位置 y における静圧分布は前述の庫内外の静圧分布を用いて次式で表せる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial x} &= \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_{IN} + \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_{OUT} - \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_{IN} \right\} \cdot \frac{y}{\delta y} \\ &= \left\{ \rho_{IN} + \frac{(\rho_{OUT} - \rho_{IN}) y}{\delta y} \right\} g \end{aligned}$$

ここで、 δy はエアカーテンの y 軸方向幅である。したがって、浮力は次式のようにになる。

$$-\left(\frac{\partial P}{\partial x} - \rho g\right) = \left[\rho - \left\{ \rho_{IN} + \frac{(\rho_{OUT} - \rho_{IN}) y}{\delta y} \right\} \right] g \quad \dots\dots\dots (4-7)$$

(2) 柵効果モデル

ショーケースのエアカーテン側方庫内側に流れに垂直に柵があるため、厳密には逆流を扱える楕円形方程式を解く複雑な計算が必要であるが、本研究では複雑な流れを計算することを避けて、境界層流れを扱う放物型方程式を適用できるように、柵効果モデルを用い

る。

まず、ショーケース内の気流は、線香煙による可視化により図4-3のように模式化した。エアカーテン流は、コアンダ効果などによって柵先端へ付着しようとする。これによって、例えば本研究で扱ったように、エアカーテン庫内端と柵先端の位置が同一鉛直線上にない場合でも、吹出し口庫内端、柵先端および吸込み口庫内端を結んだ破線に沿って流れる。吹出し口を出たエアカーテンは①および①'のように庫内空気をエントレインしつつ流れ、1段目の柵にさしかかると、柵によってエアカーテン本流と、柵に沿って庫内へ入る流れ②および②'に分かれる。さらに柵奥にスペースがある場合には、密度差による背面下降流③が生じる。したがって、1段目の柵空間と破線で囲まれた空間の連続性を考えると、②=①+③となっている。背面下降流③は、2段目以降の柵先端位置が鉛直方向に一致している場合には④、⑤となり、最終柵空間の連続性を満たすように⑥へ吸込まれるため、2段目以降の柵空間の連続性は①'=②'となる。ここで、分岐流②および②'の運動量は小さいため庫内空気にほとんど循環流を生じないこと、また気流①および①'の速度も大きくないため柵直後におけるエアカーテン流への影響はほとんど無視できることを、煙による可視化により確認している。したがって、エアカーテンが柵間を流れている際は二次元平面自由噴流の計算を行い、柵にさしかかった位置で気流②の分を差し引く操作をする。次に、気流②の分離方法を図4-4に示す。図4-4(a)は柵通過直前のエアカーテン速度分布であり、斜線部の面積が気流②の流量に等しい。この斜線部を図4-4(b)のように分離して、次の柵間の計算の初期条件とする。①の流量は式(4-5)の積分値であり、背面下降流③の流量は後述の背面下降流モデルにより与える。

(3) 背面下降流モデル

エアカーテン流は、コアンダ効果などにより庫内方向へ偏向を受けるため、エアカーテン吹出し口庫内端と柵先端が同一鉛直線上に無い1段目柵間空間では気流は図4-5のように V の方向に流れる。したがって、1段目の柵間空間では水平方向に気流成分 V_n が生じ、 $V_n = V_{CA} \cdot d/h$ と表わす。ここで、 V_{CA} は冷却用エアカーテン(CA)の吹出し速度、 d は1段目柵先端位置、 h は1段目柵間距離である。これにより、柵先端位置 d が大きいほど V_n は大きくなる。さらに、背面下降流③の流量 G_{HAI} は気流②の持つ運動量に比例す

ると仮定して次式のように表す。

$$G_{HAI} = A \cdot \rho_{IN} \cdot V_{CA} \cdot d / h \quad \dots\dots\dots (4-8)$$

ここで、 ρ_{IN} は1段目柵間空間の平均密度である。Aは実験定数であり、 $d=70\text{mm}$ 、 $h=285\text{mm}$ 、 $V_{CA}=1\text{m/s}$ 、 ρ_{IN} :(0°C 基準の密度)の場合の G_{HAI} の実測値(160kg/h)から $A=1.418\text{m}^3/\text{s}^2$ とした。

4・2・3 実験値と計算値の比較と検討

実験条件は、図4-2において冷却用エアカーテンCAおよび保護用エアカーテンGAの吹出し幅が各々 $W_{CA}=90\text{mm}$ 、 $W_{GA}=60\text{mm}$ 、CAおよびGA吹出し平均速度が各々 $V_{CA}=1.0\text{m/s}$ 、 $V_{GA}=0.7\text{m/s}$ 、CAおよびGA吹出し温度が各々 $T_{CA}=-5^\circ\text{C}$ 、 $T_{GA}=10^\circ\text{C}$ 、庫内および庫外温度が各々 $T_{IN}=0^\circ\text{C}$ 、 $T_{OUT}=25^\circ\text{C}$ に設定し、CA・GA吹出し速度分布形状は図4-6に示した。実験結果と、静圧分布モデル、柵効果モデル、背面下降流モデルを導入した数値計算結果の比較を、エアカーテン断面内の速度分布と温度分布について行ない、図4-7($x=57\text{mm}$)、図4-8($x=275\text{mm}$)、図4-9($x=595\text{mm}$)、図4-10($x=830\text{mm}$)に各々示した。図中、プロットは実験値を、実線は速度の計算値、破線は温度の計算値を示す。図4-7、図4-8は吹出し口から1段目の柵までの領域のエアカーテン流であり、柵効果モデルは適用されていない領域の結果である。実験と計算は良い一致を示しており、2層のエアカーテン間の境界の状況も良く表現できている。以上より、柵間を流れている間は二次元平面自由噴流の計算を適用するという仮定、および静圧分布モデルは正しいことがわかる。さらに、図4-9は柵を2段通過後の流れ、図4-10は柵を3段通過後の流れであるが、実験と計算は良く一致している。特に、速度分布の積分から得られる流量で比較してもおおよそ一致しており、これにより柵効果モデルの妥当性を確認できる。なお、背面下降流モデルによる G_{HAI} の実験定数Aは本実験条件の測定値を用いて決定しているため、柵先端位置dを変化させた際の背面下降流モデルの検証は後述する4・4節において述べる。

4・3 外気遮断性能評価法

本節における外気遮断性能とは、以下に示すエアカーテンの役割の中のいずれかの性能を表す。

- (1)高温の庫外とショーケースを遮断して、庫外の空気の侵入を防ぐ。
- (2)庫内の各柵に対して、冷気を平等に分け与えると共に、庫内を所定の温度レベルまで冷却する。
- (3)エアカーテン内のエンタルピー量が、外気の誘引により増加するのを抑制する。

以下、外気遮断性能評価法を実験、解析の両面から検討する。

4・3・1 実験による評価法

実験による外気遮断性能として、建築における室内の換気回数を測定するための炭酸ガス濃度法を用いた。図4-11に測定系を示す⁽⁶⁾。一定流量(0.378kg/h)の炭酸ガスをエアカーテン吸込みダクト内のA点から注入し、炭酸ガス濃度のサンプリングをエアカーテン吹出し口の庫内側近傍のB点および庫外代表点Cの2箇所で行った。AおよびC点での CO_2 濃度測定値を各々 C_{C1} 、 C_R とする。性能評価としては次式に示す $1/\Delta C$ を用いたが、庫内外の炭酸ガスのコンダクタンスを表しており、前述(1)の役割を評価している。ただし、境界条件の不足のため、 $1/\Delta C$ を外気侵入量に直接結び付けることはできない。

$$\frac{1}{\Delta C} = \frac{1}{(C_{C1} - C_R)} \quad [\text{ppm}^{-1}] \quad \dots\dots\dots (4-9)$$

4・3・2 解析による評価法

数値計算に基づいてエアカーテンの外気遮断性能の評価を行うために、以下に述べる5種類の評価項目を設定した。

(a)全外気侵入量： $G_{CR, \text{TOTAL}} [\text{kg/h}]$

これは、エアカーテン庫外境界から誘引する空気の質量流量の総和である〔役割(1)の評価〕。 m_R ”をエアカーテンの庫外境界の流線を通りぬけて出入りするエントレイン量

とし、 x_N を吸込み口の位置とすれば、

$$G_{CR \cdot TOTAL} = \int_0^{x_N} m_B'' dx \quad \dots\dots\dots (4-10)$$

(b) 外気侵入量: G_{CR} [kg/h]

エアカーテンの庫外境界から侵入した全外気侵入量 $G_{CR \cdot TOTAL}$ がエアカーテン内に均一に広がったと仮定し、吸込みダクトへ流入する外気侵入量 G_{CR} は $G_{CR \cdot TOTAL}$ の内のエアカーテン全流量に対するエアカーテン吸込みダクト内流入量の比率分であるとして算出したものである〔役割(1)の評価〕。 G_{CA} 、 G_{GA} を各々冷却用エアカーテン CA ダクト、保護用エアカーテン GA ダクトを流れる質量流量とすると、式(4-11)により与えられる。

$$G_{CR} = G_{CR \cdot TOTAL} \cdot \frac{G_{CA} + G_{GA}}{G_{CA} + G_{GA} + G_{CR \cdot TOTAL}} \quad \dots\dots\dots (4-11)$$

(c) エアカーテンダクト内に入る熱量増加量: ΔH_M [kcal/h]

ΔH_M は、エアカーテン吸込み口から CA および GA ダクト内に持ち込まれた熱量増加量であり〔役割(3)の評価〕、式(4-12)により与えられる。すなわち、棚前面を流れるエアカーテンの持つエンタルピー(右辺第1項)と、吸込み口において庫内から出た背面下降流 6 の持つエンタルピーと1段目の棚において流入したエアカーテン流③=②-①の持つエンタルピー量の差 ΔQ_{HAI} (右辺第2項) からエアカーテン吹出し口において CA および GA 両エアカーテンの持つエンタルピー量(右辺第3項)を差し引いたものである。

$$\Delta H_M = \int_{y_1}^{y_M} h \rho \bar{u} dy + \Delta Q_{HAI} - (H_M) \circ \quad \dots\dots\dots (4-12)$$

ここで、 y_M 、 y_1 を説明するために、図4-12を用いる。この図は、吸込み口の速度分布上の y 方向位置を示しており、 $y > y_M$ は庫外へ、 $y_M > y > y_{GC}$ は GA ダクトへ、 $y_{GC} > y > y_1$ は CA ダクトへ、 $y_1 > y$ の内⑥は背面下降流の流量 G_{HAI} であり CA ダクトへ、

②' は庫内の連続性を満たすために庫内へ流入する。GA の質量流量 G_{GA} は、 $\int_{y_{GC}}^{y_M} \rho \bar{u} dy$ 、CA の質量流量 G_{CA} は $\int_{y_1}^{y_{GC}} \rho \bar{u} dy + G_{HAI}$ となる。また、添え字 0 は吹出し口で

の値を示す。

(d) CA ダクトに入る熱量増加量: ΔH_{GC} [kcal/h]

ΔH_{GC} は、エアカーテン吸込み口から CA ダクト内に持ち込まれる熱量の増加量であり〔役割(3)の評価〕、式(4-13)により表せる。すなわち、棚前面を流れるエアカーテンの内冷却用エアカーテン CA の持つエンタルピー(右辺第1項)と、吸込み口において庫内から出た背面下降流 6 の持つエンタルピーと1段目の棚において流入したエアカーテン流③=②-①の持つエンタルピー量の差 ΔQ_{HAI} (右辺第2項) からエアカーテン吹出し口において CA エアカーテンの持つエンタルピー量(右辺第3項)を差し引いたものである。エアカーテンダクトが完全に二重で、CA ダクトにのみ冷却機がある実際のショーケースでは、直接冷却器にかかわる熱量増加量を評価しているという点で、 ΔH_M よりも実質的な評価ができる。

$$\Delta H_{GC} = \int_{y_1}^{y_{GC}} h \rho u dy + \Delta Q_{HAI} - (H_{GC}) \circ \quad \dots\dots\dots (4-13)$$

ここで、 y_{GC} 、 y_1 は図4-12に示す吸込み口の速度分布上の位置を示しており、CA の質量流量 G_{CA} は $\int_{y_1}^{y_{GC}} h \rho \bar{u} dy + G_{HAI}$ となる y の値である。また、添え字 0 は吹出し口での値を示す。

(e) ショーケース庫内から奪われる熱量: $\Sigma \Delta H_I$ [kcal/h]

$\Sigma \Delta H_I$ は、ショーケース庫内全体から奪われる熱量を示すものである〔役割(2)の評価〕。 ΔH_I を i 段目の棚間から奪われる熱量とすれば、 ΔH_I は式(4-14)により表せる。すなわち、図4-3の①および①' の気流によって庫内から持ち出される熱量(右辺第1項)と②および②' の気流によって庫内へ持ち込まれる熱量(右辺第2項)の差で表される。

$$\Delta H_I = \int_{x_{i-1}}^{x_i} C_p (T_{IN} - T_0) m_I'' dx - \int_0^{y_1} h \rho u dy |_{x_i} \quad \dots\dots\dots (4-14)$$

ここで、 x_i は i 段目の棚位置、 T_{IN} は庫内温度、 T_0 は基準温度、 m_I'' はエアカーテンの庫内境界の流線を横切り出入りする庫内空気の誘引量である。したがって、各棚での Δ

H_I を合計した $\Sigma \Delta H_I$ によりショーケース全体を評価できる。なお、以上の評価項目のうち、(a)~(d)は、エアカーテン性能が良いほど値が小さくなる。

4・3・3 実験と解析による外気侵入量評価の比較と検討

実験および計算条件は、表4-2に示す6ケースとした。ここで、 T_{CA} 、 T_{GA} は各々CAおよびGAエアカーテン吹出し温度、 T_{OUT} 、 T_{IN} は各々庫外および庫内温度、 W_{CA} 、 W_{GA} は各々CAおよびGAエアカーテン吹出し幅、 V_{CA} 、 V_{GA} は各々CAおよびGAエアカーテンの平均吹出し風速である。吹出し速度分布は、図4-13に示す平坦速度分布とした。そして、4・3・2節に述べた外気遮断性能評価項目を算出し、GAエアカーテン吹出し幅に対する各評価項目の影響を比較して、図4-14と図4-15に示した。

表4-2 実験および計算条件

T_{CA}	T_{GA}	T_{OUT}	T_{IN}	W_{CA}	W_{GA}	V_{CA}	V_{GA}
-5°C	10°C	25°C	0°C	90mm	40mm	1.0 m/s	0.5 m/s
↑	↑	↑	↑	↑	↑	↑	0.7 m/s
↑	↑	↑	↑	↑	60mm	↑	0.5 m/s
↑	↑	↑	↑	↑	↑	↑	0.7 m/s
↑	↑	↑	↑	↑	80mm	↑	0.5 m/s
↑	↑	↑	↑	↑	↑	↑	0.7 m/s

ここで、前述のように実験と解析による外気遮断性能評価は一対一に対応しないため、両者は傾向により比較する。図より、解析による外気遮断性能評価である全外気侵入量 $G_{CR \cdot TOTAL}$ 、エアカーテンダクト内に入る熱量増加量 ΔH_M 、CAダクト内に入る熱量増加量 ΔH_{GC} は、実験による外気遮断性能評価 $1/\Delta C$ の傾向を比較的良く表現できている。しかし、外気侵入量 G_{CR} については、全外気侵入量 $G_{CR \cdot TOTAL}$ がエアカーテン内に均一に広がることとした仮定に問題がある。また、全外気侵入量 $G_{CR \cdot TOTAL}$ は、エアカーテン流の庫外境界からの外気の巻き込みを評価しているため、この一部が吸込み口において庫外へ戻る

ことを考慮すれば適切でない。庫内から奪われる熱量 $\Sigma \Delta H_I$ は、輻射による熱量授受を除けば、定常状態では零となるべきである。ところが、庫内側境界の温度条件を吹出し口で $T_{IN}=0^\circ\text{C}$ に仮定して与えたため、定常状態において到達すべき庫内温度と仮定した温度の差だけ仮想的に負荷が生じる。したがって、定常状態において到達すべき庫内温度 T_{IN} を与えていれば $\Sigma \Delta H_I$ は生じない。そこで、 ΔH_M 、 ΔH_{GC} から仮想的な負荷である $\Sigma \Delta H_I$ を差し引いて、式(4-15)のように真の熱量増加量 ΔH_{MI} 、 ΔH_{GCI} を算出した。

$$\begin{aligned} \Delta H_{MI} &= \Delta H_M - \Sigma \Delta H_I \\ \Delta H_{GCI} &= \Delta H_{GC} - \Sigma \Delta H_I \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4-15)$$

ここで、計算による外気遮断性能 ΔH_{MI} と実験による外気遮断性能 $1/\Delta C$ と比較して図4-16に示した。図4-16において、○、●印が実験による評価、△、▲印が計算による評価である。図より、計算による評価 ΔH_{MI} 、 ΔH_{GCI} は、実験による評価 $1/\Delta C$ と比較的良く対応していることがわかる。

4・4 エアカーテン設計パラメータのエアカーテン性能に及ぼす影響⁽⁹⁾

エアカーテンに要求される性能は、前述の外気遮断性能の他にショーケース内部を均一に冷却することも要求される。ショーケースは、図4-3に示す気流②および②'によって保冷されているため、各棚の温度は気流②および②'平均温度により表すことができる。従って、この平均温度を各棚について求め、それらの最大値と最小値の差を ΔT として温度の均一性の評価基準とした。

そして、以上に述べた手法に基づいて数値計算を行い、棚先端位置 d 、エアカーテン吹出し幅 W_{CA} 、 W_{GA} 、エアカーテン吹出し風速 V_{CA} 、 V_{GA} 、エアカーテン吹出し速度分布形状 θ と、計算による外気遮断性能 ΔH_{MI} (○印)および庫内温度均一性 ΔT (△印)との関係を調べた。また、それらの結果の検証のため、モデル実験による外気遮断性能 $1/\Delta C$ (●印)を合わせて比較した。全ての計算および実験の条件は、CAおよびGA吹出し温度が各々 $T_{CA}=-5^\circ\text{C}$ 、 $T_{GA}=10^\circ\text{C}$ 、庫内温度 $T_{IN}=0^\circ\text{C}$ 、庫外温度 $T_{OUT}=25^\circ\text{C}$ とし、その他の条件は各図に示す。なお、図4-23以外は平坦な吹出し速度分布[図4-22(b)]である。

(a) 棚先端位置 d

図4-17に棚先端位置 d のエアカーテン性能へ及ぼす影響を示す。図によれば、 d は小さいほど計算による外気侵入量 ΔH_{MI} が低くなり、計算による庫内温度の均一性 ΔT も増す。実験による外気侵入量 $1/\Delta C$ も同様の傾向となっており、計算においては棚先端位置 d は背面下降流の流量 Q_{HAI} を介してのみ反映されているため、背面下降流モデルは妥当であるといえる。一方、棚がエアカーテン中に突き出た $d < 0$ の領域では、棚がエアカーテンに対してじゃま板として働くために性能の低下が予想される。

(b) 吹出し幅 W_{CA} , W_{GA}

図4-18に CA 吹出し幅 W_{CA} 、図4-19に GA 吹出し幅 W_{GA} のエアカーテン性能へ及ぼす影響を示す。図4-18によれば、 W_{CA} の増加と共に計算による外気侵入量 ΔH_{MI} は庫内温度均一性 ΔT は向上する。しかし、 ΔH_{MI} は、 $W_{CA} = W_{GA}$ を境として一定値となる。また図4-19によれば、 W_{GA} の増加と共に、計算による外気侵入量 ΔH_{MI} は漸減し、庫内温度の均一性は漸増する。なお、これらの傾向は実験による外気侵入量 $1/\Delta C$ と一致している。

(c) 吹出し風速 V_{CA} , V_{GA}

図4-20に CA 吹出し速度 V_{CA} 、図4-21に GA 吹出し速度 V_{GA} のエアカーテン性能へ及ぼす影響を示す。図4-20によれば、 V_{CA} の低下と共に計算による外気侵入量 ΔH_{MI} は低下し、計算による庫内温度の均一性 ΔT は増すが、 $V_{CA} = V_{GA}$ を境として庫内温度の均一性 ΔT は低下する。図4-21によれば、 V_{GA} の増加と共に計算による外気侵入量 ΔH_{MI} は漸減し、計算による庫内温度の均一性 ΔT は増すが、 $V_{CA} = V_{GA}$ を境として両者共に悪化する。なお実験による外気侵入量 $1/\Delta C$ の傾向もおおむね同一であるが、 $V_{CA} = 0.5$ m/s における差の原因は、実験では低風量で安定した低温気流の実現が困難であり気流の二次元性が失われたと考えられる。

(d) 吹出し速度分布形状 θ

図4-22に吹出し速度分布形状を示す。ここでは(b)の $\theta = 0$ を基本とし、 CA 、 GA の流量を固定して(a) ($\theta > 0$)、(c) ($\theta < 0$) のように CA 、 GA とも同一の傾斜角を持たせた。図4-23に吹出し速度分布形状 θ のエアカーテン性能に及ぼす影響を示す。 θ_0 は CA と GA の速度分布が一直線上に形成される場合であり、この付近が最も性能が悪い。 θ_0 を境として両側に計算による外気侵入量 ΔH_{MI} 、および計算による庫内温度の均一性 ΔT 共に低くなる最適点が存在する。図4-23は、吹出し速度分布形状 θ 以外は同一の条件であるため、他の設計パラメータを最適化した上で図4-2に示す台形状の整流ハニカムを用いて速度分布に傾斜角をつけることにより、なお一層のエアカーテン性能の向上を図ることができる。

4・5 結び

オープンショーケースのエアカーテンの挙動を、(1)静圧分布モデル、(2)棚効果モデル、(3)背面下降流モデルを導入することにより、比較的簡単な計算手法である二次元平面自由噴流に対する数値計算により、精度良く予測することができた。さらに、数値計算結果からエアカーテンの性能評価を行うエアカーテン外気遮断性能評価項目 ΔH_{MI} 、 ΔH_{CCI} を設定した。さらに、庫内温度の均一性評価 ΔT を加えて、エアカーテン性能に及ぼす設計パラメータの影響を調べた。その結果、本章における範囲では、棚先端位置 d は小さい程、エアカーテン吹出し幅は広いほどエアカーテン性能は良く、吹出し速度には最適値が存在する。更にこれらを最適にした上で、吹出し速度分布形状を変化させることにより更にエアカーテン性能の向上が図れることが明らかになった。

4・6 参考文献

- (1) H. Schlichting, Boundary Layer Theory, (1955), McGraw-Hill Book Company.
- (2) G.M. Abramovich, The Theory of the Turbulent Jets, (1963), 52, M.I.T. Press.
- (3) 新津・加藤, 空気調和・衛生工学会論文集, 1 (昭38), 1.
- (4) G.M. Bragg and H.V. Bednarik, Int. J. Heat Mass Trans. 18-3 (1975), 443.
- (5) N.Q. Van and R.H. Howell, ASHRAE Trans., 82-1 (1976), 208.
- (6) S.V. Patankar and D.B. Spalding, Heat and Mass Transfer in Boundary Layers,

(1970), Intertext Book.

(7) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972), Academic Press.

(8) 古藤・山中, 機論, 52-479, B (昭61), 2560.

(9) 古藤・山中, 第21回空気調和・冷凍連合講演会講演論文集, (昭62), 149.

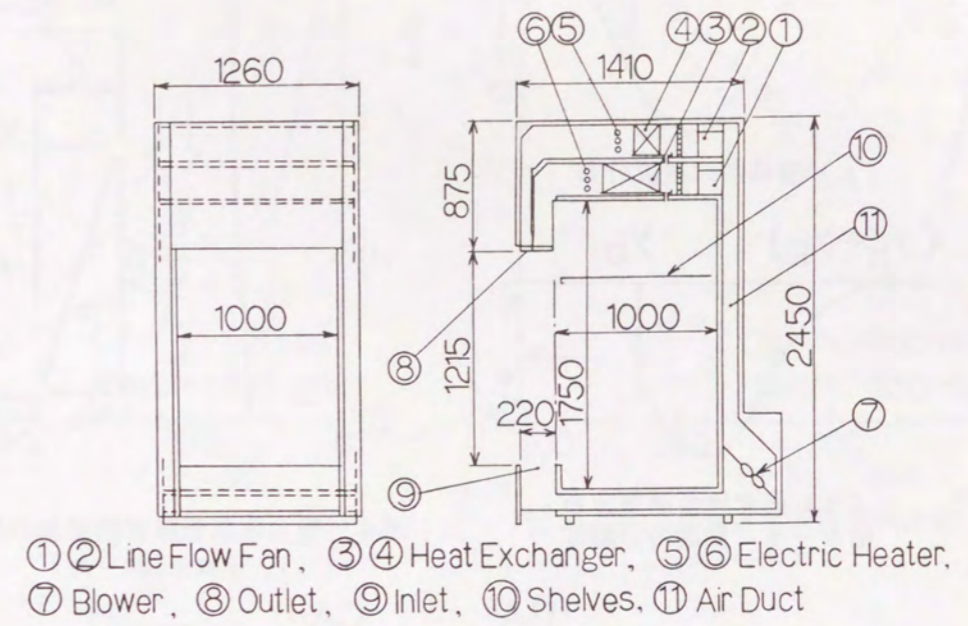


図4-1 実験装置概略

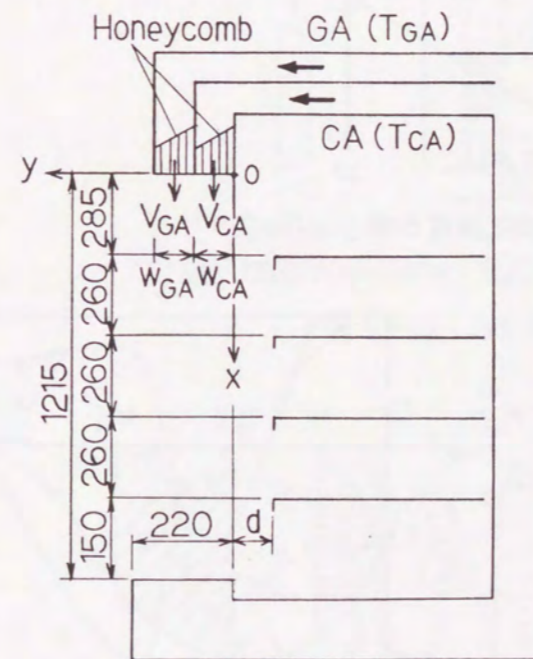


図4-2 モデルショーケース

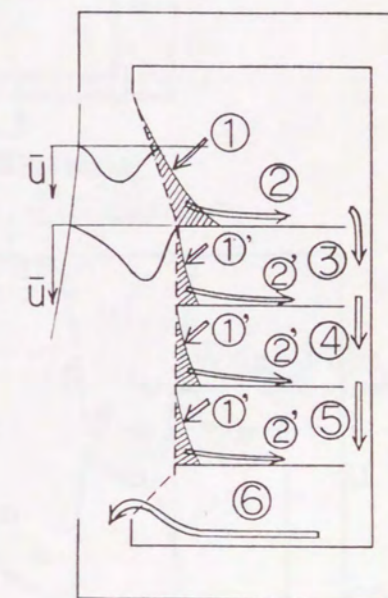
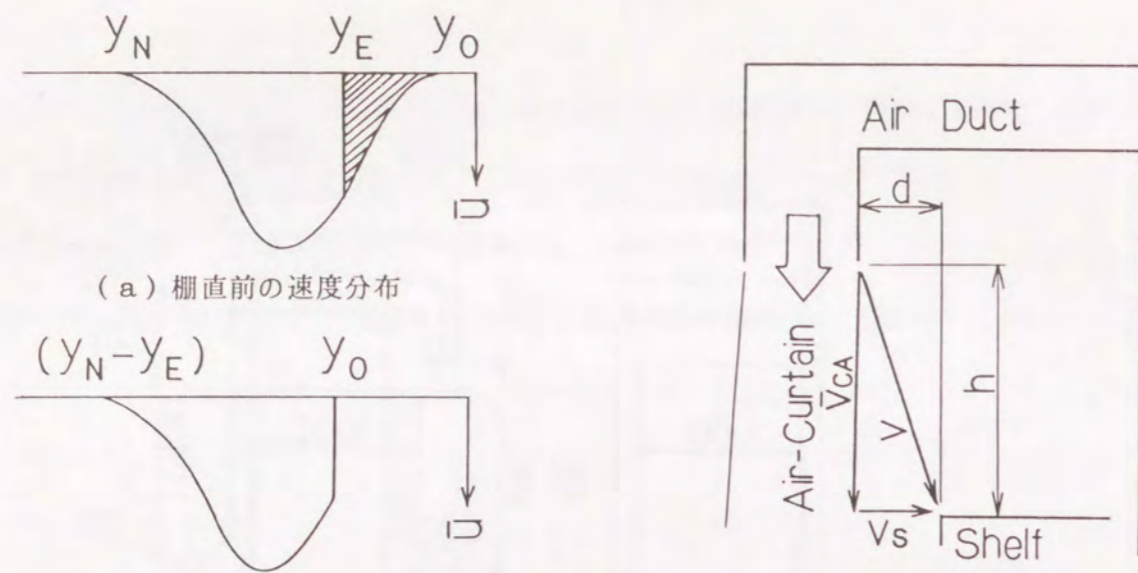


図4-3 庫内気流の模式図



(a) 柵直前の速度分布

$(y_N - y_E)$ y_0

(b) 柵直後の速度分布

図4-4 気流の分離法

図4-5 背面下降流モデルの基礎となる気流の模式図

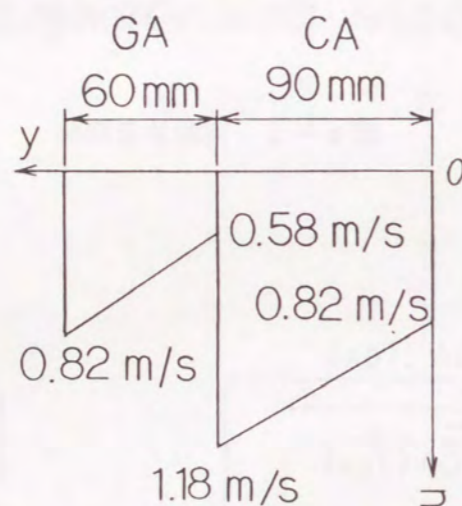


図4-6 吹き出し速度分布

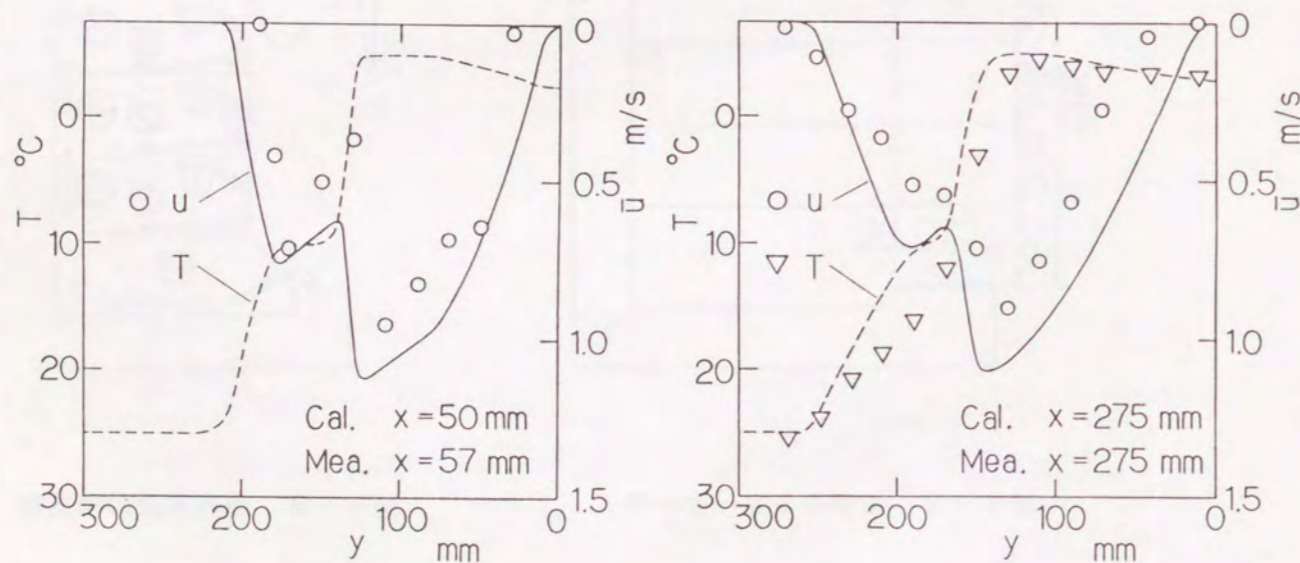


図4-7 計算値と実験値の比較
($x = 57$ mm)

図4-8 計算値と実験値の比較
($x = 275$ mm)

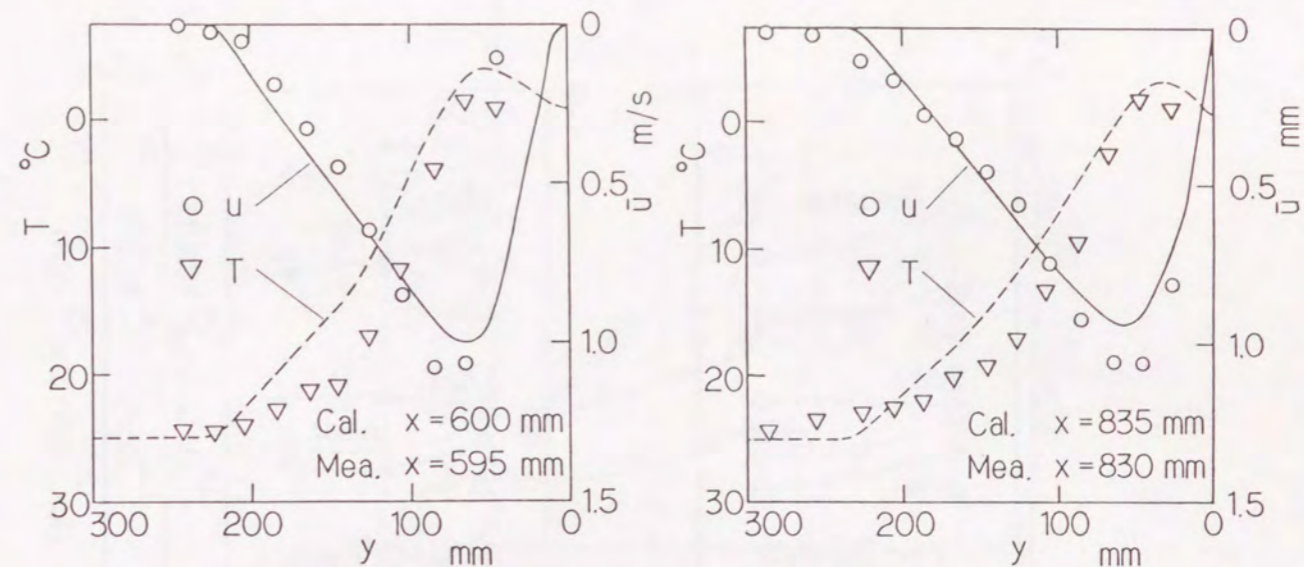
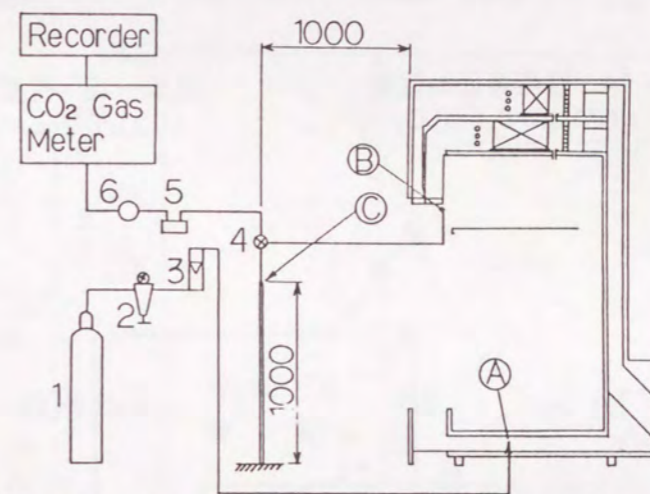


図4-9 計算値と実験値の比較
($x = 595$ mm)

図4-10 計算値と実験値の比較
($x = 830$ mm)



① CO₂ Gas Bomb, ② Regulator, ③ Flow Meter,
④ Three Way Valve, ⑤ Drain Separator, ⑥ Suction Pump

図4-11 外気遮断性能の測定系

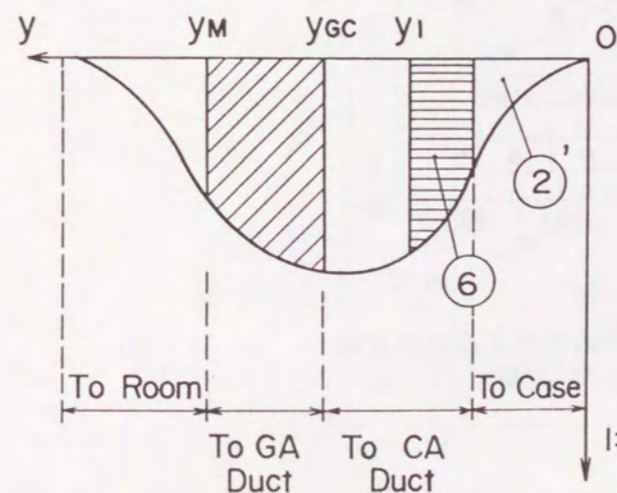


図4-12 吸込み口の速度分布上の位置 y

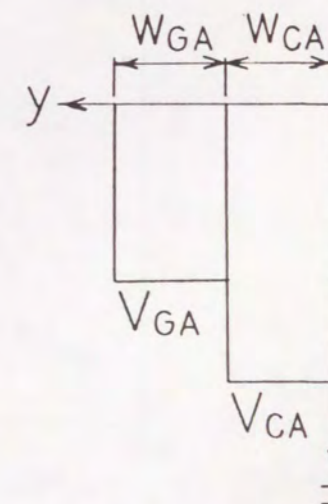


図4-13 吹き出し速度分布

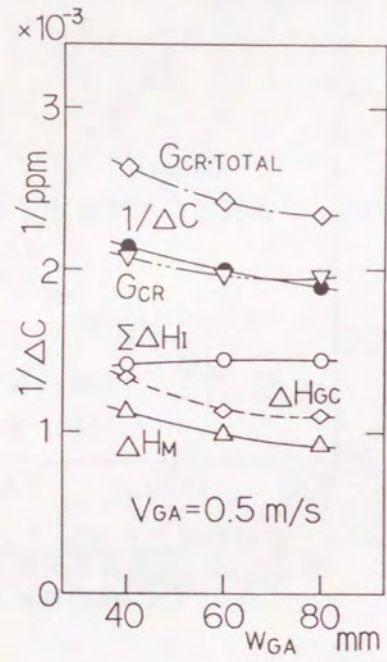


図4-14 性能評価の比較
($V_{GA} = 0.5 \text{ m/s}$)

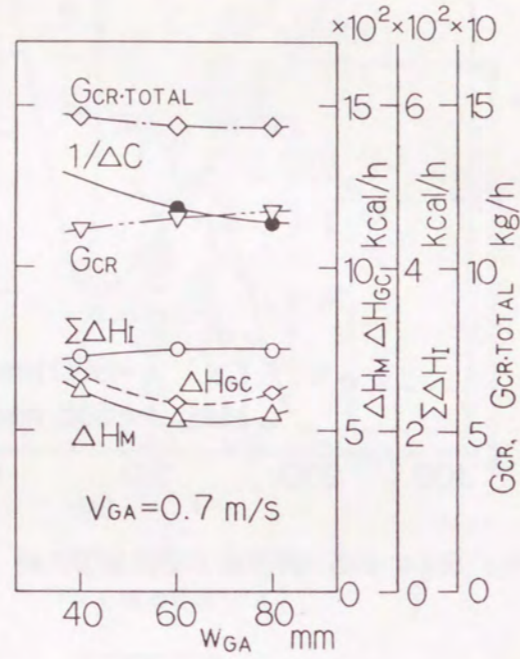


図4-15 性能評価の比較
($V_{GA} = 0.7 \text{ m/s}$)

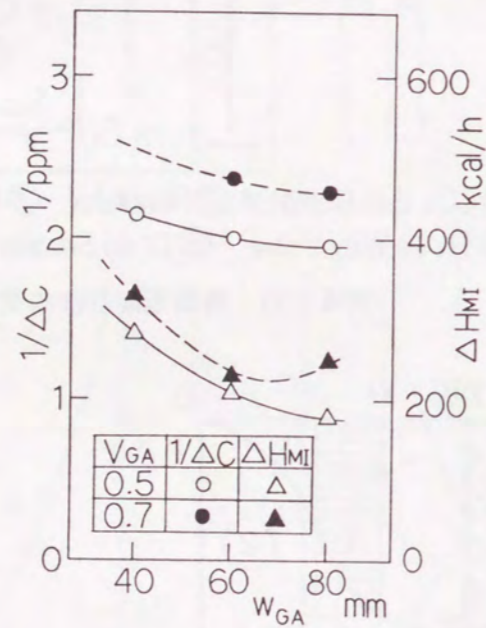


図4-16 ΔH_M と $1/\Delta C$ の比較

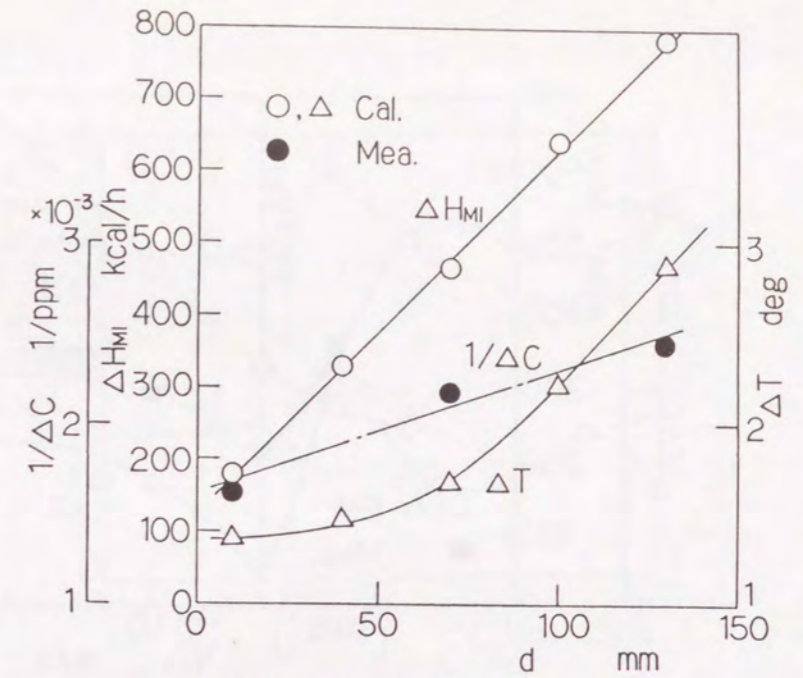


図4-17 棚先端距離 d の影響
($W_{CA} = 90 \text{ mm}$, $W_{GA} = 60 \text{ mm}$, $V_{CA} = 1.0 \text{ m/s}$, $V_{GA} = 0.7 \text{ m/s}$)

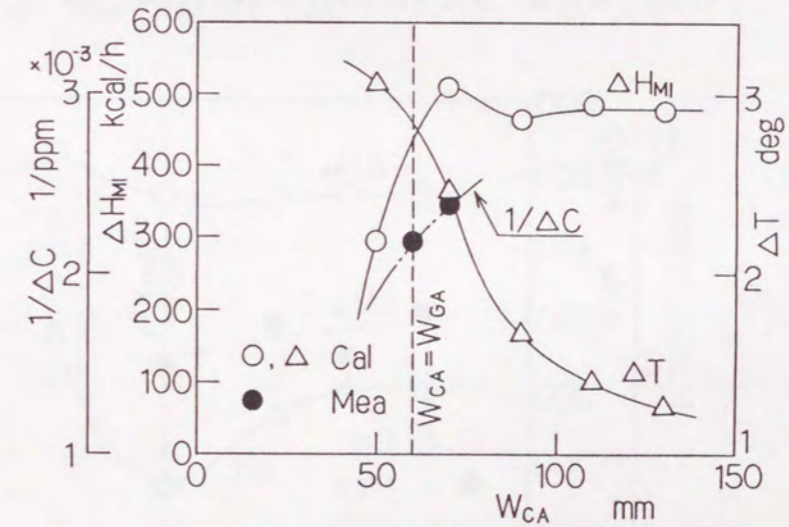


図4-18 CA吹出し幅 W_{CA} の影響
($W_{GA} = 60 \text{ mm}$, $V_{CA} = 1.0 \text{ m/s}$, $V_{GA} = 0.7 \text{ m/s}$, $d = 70 \text{ mm}$)

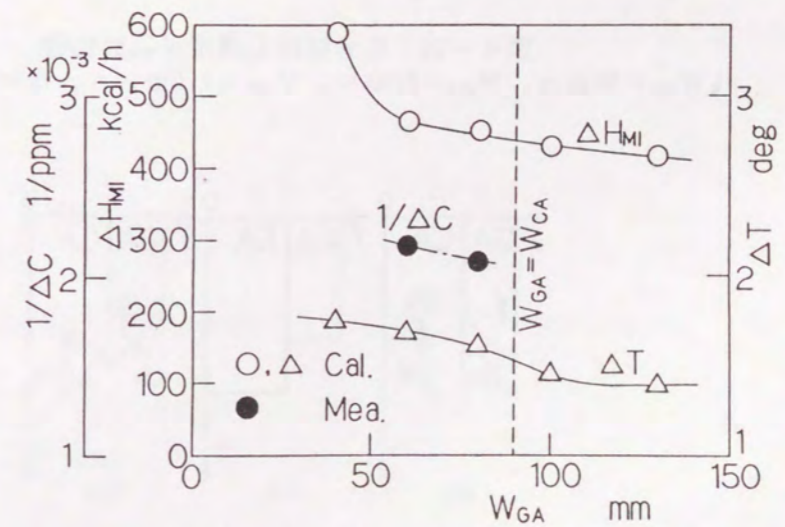


図4-19 GA吹出し幅 W_{GA} の影響
($W_{CA} = 90 \text{ mm}$, $V_{CA} = 1.0 \text{ m/s}$, $V_{GA} = 0.7 \text{ m/s}$, $d = 70 \text{ mm}$)

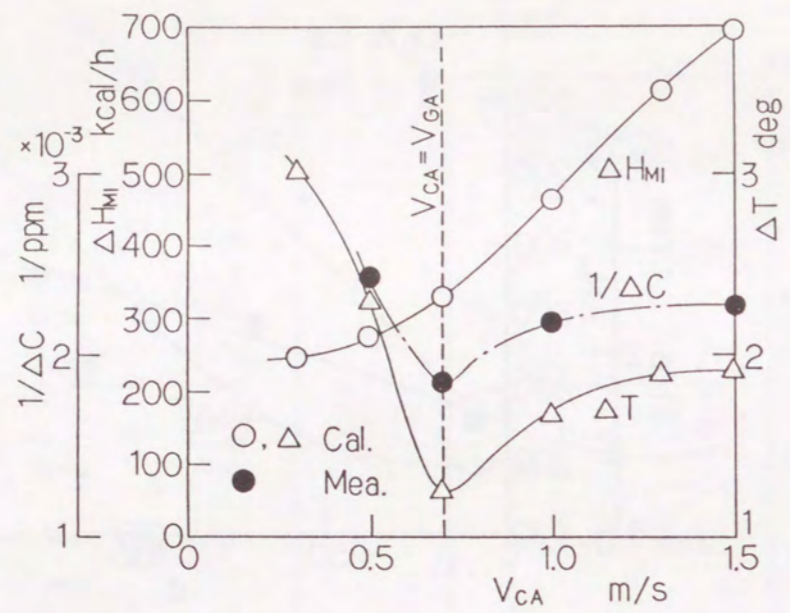


図4-20 CA吹出し速度 V_{CA} の影響
 ($W_{CA}=90\text{mm}$, $W_{GA}=60\text{mm}$, $V_{GA}=0.7\text{m/s}$, $d=70\text{mm}$)

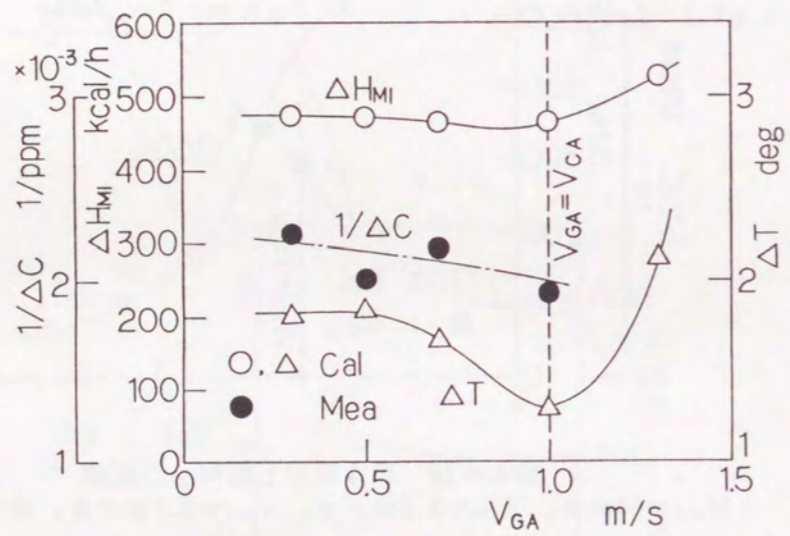


図4-21 GA吹出し速度 V_{GA} の影響
 ($W_{CA}=90\text{mm}$, $W_{GA}=60\text{mm}$, $V_{CA}=1.0\text{m/s}$, $d=70\text{mm}$)

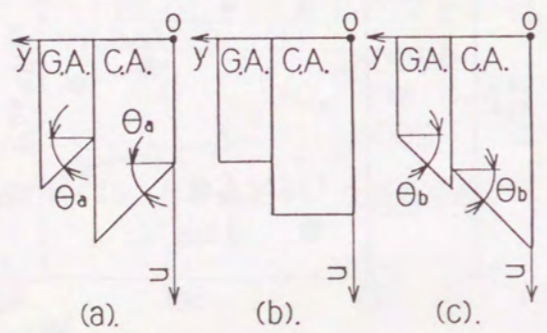


図4-22 吹出し速度分布形状

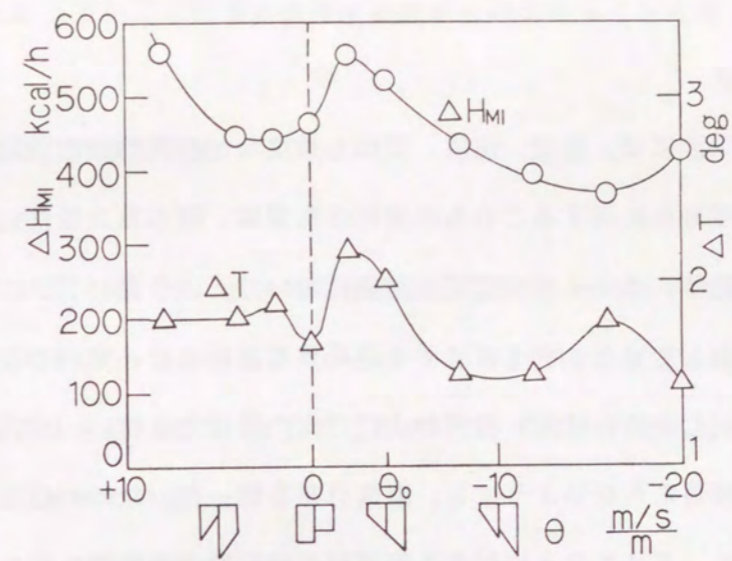


図4-23 吹出し速度分布形状 θ の影響
 ($W_{CA}=90\text{mm}$, $W_{GA}=60\text{mm}$, $V_{CA}=1.0\text{m/s}$, $V_{GA}=0.7\text{m/s}$, $d=70\text{mm}$)

第5章 室内空調における熱・気流解析

5.1 まえがき

空調機からの気流には、速度、温度、吹出し角度などの幾つかの設計要因がある。従来室内の速度・温度分布に対するこれらの要因の影響は、限られた条件に対して実験的に調べられてきた。近年、オフィスや居室の空調において、より高いアメニティ（快適性）に対する要求が増加している。アメニティを達成するためには、室内の空調気流吹出し・吸込み口配置と吹出し気流の速度・温度および方向の最適化を行い、室内の気流を循環させると共に肌に直接当たらないようにし、温度分布を均一化しなければならない。ここでは数値解析を用いて、アメニティに対する空調機の設計要因の影響を明らかにし、高品位の室内空調を実現することを目指した。

空調にとっての大きな課題の一つに、空調機（室内側）からの吹出し気流の制御による室内温度分布の均一化があり、これにより快適性を向上させることができる。現在、例えば天井に取り付けられた室内機からの気流吹出しは天井面に対して一定の角度を有している。その中で、空調気流の吹出し角度の最適化により室内温度分布の均一化を図るため、室内空調気流解析が活用されている。この問題を差分法によって解く際、差分格子と吹出し方向は必ずしも一致せず、むしろ大きな角度で交差する場合が多く、かつコンピュータの容量制約から格子間隔が粗くなり、セルペクレー数が大きく取られがちである。そのため、偽拡散が生じ、結果として得られる温度分布が不正確になっていた¹⁾。

本章では、天井埋込みカセットエアコンによる暖房時の吹出し気流と室内温度分布の関係について述べた。前半部分では、第3章にて記述した傾斜差分スキームを天井に埋設された1台の室内ユニットによる室内空調問題に適用した。すなわち、室内ユニットの吹出し口境界条件のモデル化に対して幾つかのモデルを議論し、新しいスキーム（SUDS-3D）と従来のスキームであるSpaldingのHybridスキーム¹⁾による解と比較し、さらにこれらのスキームによって計算した室内温度分布を試験室内での測定結果と比較して、提案したスキーム（SUDS-3D）の有効性を示した²⁾。また後半部分では、熱交換部、吹出し口および吸込み口をダクトにより連結し、これらの配置を自由に設定できるダクト空調システムを用いて、吹出し口における温度、速度、吹出し方向、吸込み口位置等

の室内温度分布の均一性に及ぼす影響について検討し、室内温度分布の均一化には吹出し気流と吸込み口を離して相互の影響を低減するのが有効であることを示した³⁾。

5.2 基礎式および数値解析法

5.2.1 基礎式

基礎式は、連続の式、 x 、 y 、 z 方向の各運動量保存式、エネルギー保存式、ならびに $k-\epsilon$ 二方程式モデル⁴⁾のための乱れエネルギー k およびその散逸速度 ϵ の保存式である。これらの基礎式は全て一般化して表すことができ、第2章の式(2-33)により表せる。詳細は第2章に述べている。

5.2.2 差分スキーム

以上の基礎式を用いて差分法により方程式を解いた。差分スキームとしては、三次元傾斜風上差分スキームSUDS-3D²⁾を用い、比較のために従来より室内空調気流解析において多用されているHybridスキーム¹⁾を用いた。詳細は第3章に記述している。

5.2.3 吹出し口のモデル化の検討

エアコンの吹出し口においては、吹出し気流速度 V_0 を直角座標系の各座標軸方向の速度成分に分解して与える。その際、各座標軸方向の速度成分、気流風量成分および運動量成分の全てが、気流の吹出し方向に対応した各座標軸方向の方向余弦を用いて分解されることが望ましい。ここでは、吹出し口のモデル化によってこれらがどの様に満足されているかを検討した。

(a)モデル1

このモデルは図5-1に示すもので、従来一般的に使われているモデルである。このモデルは吹出し方向 θ に対応して吹出し速度成分および各速度成分の吹出し幅を変化させるものであり、吹出し口における境界条件は以下のように与えられる。連続則により、

$$|V_0| \cdot s = V_x \cdot \Delta z + V_z \cdot \Delta x \quad \dots\dots\dots (5-1)$$

ここで、 V_0 は吹出し風量と吹出し面積より算出した平均吹出し速度ベクトル、 $|V_0|$ は V_0 の大きさ、 s は V_0 に垂直方向の実際の吹出し幅、 V_x 、 V_z は各々 x 軸、 z 軸方向吹出し速度成分、 Δx 、 Δz は各々 V_z 、 V_x の吹出し幅である。吹出し速度 V_0 を各座標軸方向成分 V_x 、 V_z に分解すると、

$$V_x = |V_0| \cdot \cos \theta \quad \dots\dots\dots (5-2)$$

$$V_z = |V_0| \cdot \sin \theta \quad \dots\dots\dots (5-3)$$

吹出し幅 s を座標軸に垂直な断面に投影した吹出し幅 Δx 、 Δz は

$$\Delta x = s \cdot \sin \theta \quad \dots\dots\dots (5-4)$$

$$\Delta z = s \cdot \cos \theta \quad \dots\dots\dots (5-5)$$

式(5-2)～(5-5)によれば、吹出し風量は、

$$\begin{aligned} & V_x \cdot \Delta z + V_z \cdot \Delta x \\ &= |V_0| \cdot \cos \theta \cdot s \cdot \cos \theta + |V_0| \cdot \sin \theta \cdot s \cdot \sin \theta \\ &= |V_0| \cdot s \end{aligned}$$

となり連続則の式(5-1)を満たしている。運動量の x 、 z 方向成分 M_x および M_z は

$$\begin{aligned} M_x &= (\rho V_x \cdot \Delta z) \cdot V_x \\ &= \rho |V_0|^2 \cdot s \cdot \cos^3 \theta \quad \dots\dots\dots (5-6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_z &= (\rho V_z \cdot \Delta x) \cdot V_z \\ &= \rho |V_0|^2 \cdot s \cdot \sin^3 \theta \quad \dots\dots\dots (5-7) \end{aligned}$$

ここで、 ρ は吹出し口における空気の密度である。運動量の x 、 z 方向成分比 M_x/M_z は、式(5-6)および式(5-7)より

$$M_x/M_z = 1/\tan^3 \theta \quad \dots\dots\dots (5-8)$$

(b)モデル2

モデル2を図5-2に示す。これは、本論文で提案するものである。このモデルは、各速度成分 V_x 、 V_z の吹出し幅 Δz および Δx を吹出し方向によらず一定としたものである。吹出し口における境界条件は以下のように与えられる。連続則より、

$$|V_0| \cdot s = V_x \cdot \Delta z + V_z \cdot \Delta x \quad \dots\dots\dots (5-9)$$

吹出し方向 θ と吹出し速度成分比 V_z/V_x の関係より、

$$V_z/V_x = \tan \theta \quad \dots\dots\dots (5-10)$$

各速度成分 V_z 、 V_x の吹出し幅 Δx および Δz が等しいとの仮定より、

$$\Delta x = \Delta z = s/\sqrt{2} \quad \dots\dots\dots (5-11)$$

式(5-9)～(5-11)を連立させると各吹出し速度成分 V_x および V_z は、

$$V_x = |V_0| \frac{\sqrt{2}}{\tan \theta + 1}, \quad V_z = |V_0| \frac{\sqrt{2} \tan \theta}{\tan \theta + 1} \quad \dots\dots (5-12)$$

運動量の x 、 z 方向成分 M_x および M_z は、

$$\begin{aligned} M_x &= (\rho V_x \cdot \Delta z) \cdot V_x \\ &= \rho |V_0|^2 s \frac{\sqrt{2}}{(\tan \theta + 1)^2} \quad \dots\dots\dots (5-13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_z &= (\rho V_z \cdot \Delta x) \cdot V_z \\ &= \rho |V_0|^2 s \frac{\sqrt{2} \tan^2 \theta}{(\tan \theta + 1)^2} \quad \dots\dots\dots (5-14) \end{aligned}$$

運動量の x 、 z 方向成分比 M_x/M_z は、式(5-13)および(5-14)より

$$M_x/M_z = 1/\tan^2 \theta \quad \dots\dots\dots (5-15)$$

(c)吹出し口モデルの精度比較

まず、実際の吹出し速度の x 、 z 方向成分(V_x)および(V_z)は、

$$(V_x)_0 = |V_0| \cos \theta, (V_z)_0 = |V_0| \sin \theta \quad \dots (5-16)$$

また、実際の運動量の x, z 方向成分 $(M_x)_0$ および $(M_z)_0$ は、

$$(M_x)_0 = \rho |V_0|^2 \cdot s \cos \theta \quad \dots (5-17)$$

$$(M_z)_0 = \rho |V_0|^2 \cdot s \sin \theta \quad \dots (5-18)$$

よって実際の運動量の x, z 方向成分比 $(M_x/M_z)_0$ は、式 (5-17) および (5-18) より

$$(M_x/M_z)_0 = 1 / \tan \theta \quad \dots (5-19)$$

さて、各モデルによる吹出し速度 x 方向成分式 (5-2) および式 (5-12) を実際の吹出し速度 x 方向成分式 (5-16) で無次元化して求めた $V_x / (V_x)_0$ を図 5-3 に示す。なお、両モデル共に連続則および吹出し速度勾配 ($\tan \theta$) は正しく評価されている。図において、 $V_x / (V_x)_0 = 1$ は真値を表しており、モデル 1 は正しく評価されている。モデル 2 では 0° および 90° に近づくと精度が悪いが $30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ の範囲では誤差 4% と小さい。

また、各モデルによる運動量の x 方向成分式 (5-6), (5-13) 及び運動量の x, z 方向成分比式 (5-8), (5-15) を、各々実際の運動量の x 成分式 (5-17) および運動量の x, z 方向成分比式 (5-19) で無次元化した $M_x / (M_x)_0$, $(M_x/M_z) / (M_x/M_z)_0$ を図 5-4 に示す。図において、 $M_x / (M_x)_0 = 1$ および $(M_x/M_z) / (M_x/M_z)_0 = 1$ は真値を表している。さて、両モデルによる運動量成分及び運動量成分比は真値からずれているが、特に吹出し噴流の方向に大きく影響すると思われる運動量成分比はモデル 1 のずれが非常に大きい。

以上のように、いずれのモデルにおいても吹出し速度成分、運動量成分、運動量成分比 (連続則、吹出し速度成分比も含む) を全て真値と一致させることは不可能である。したがって、噴流の吹出し方向の予測精度に最も大きな影響を与える速度成分比及び運動量成分比が、エアコンの傾斜吹出しで問題となる吹出し角度の範囲 ($30^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$) で真値に近いモデル 2 を採用する。なお、吹出し方向と一致した座標軸を導入しない限り差分法

を用いれば、吹出し口モデルをいかに設定しても吹出し速度成分、運動量成分、運動量成分比 (連続則、吹出し速度成分比も含む) の全てを満足することは不可能である。また、吹出しダクトの上流から解いても、室内との接続部分において同様の誤差が生じる。

5.2.4 数値解析法

解法アルゴリズムは Patankar の圧力補正法⁽¹⁾に準じ、ADI 法により解いた。詳細は第 3 章に述べている。次に境界条件について述べる。まず、エアコンの吹出し口においては、5.2.3 節に述べたモデル 2 にしたがって境界条件を与えた。すなわち、図 5-5 に示すように、x 軸、z 軸方向吹出し速度成分をそれぞれ V_x , V_z とし、式 (5-20) ~ 式 (5-22) により算出した。

$$V_z / V_x = \tan \theta \quad \dots (5-20)$$

$$V_x \cdot \Delta z + V_z \cdot \Delta x = |V_0| \cdot H_{IN} \quad \dots (5-21)$$

$$\Delta x = \Delta z = H_{IN} / \sqrt{2} \quad \dots (5-22)$$

ここで Δx , Δz は各々 V_x , V_z の吹出し幅、 θ は吹出し方向、 V_0 は吹出し速度ベクトル、 H_{IN} は V_0 に垂直方向の実際の吹出し幅である。 $|V_0|$ は V_0 の大きさであり、吹出し風量と吹出し面積より算出して断面内に一様に与えた。

5.3 三次元傾斜差分スキーム SUDS-3D の室内空調熱・気流解析における偽拡散防止効果

本節では、著者が提案した三次元傾斜風上差分法 SUDS-3D⁽²⁾を天井埋込みカセットエアコンによる実際の室内空調熱・気流解析へ適用した場合の予測精度について検討した。

5.3.1 実験モデルおよび実験方法

図 5-6 に二口吹出し方式天井埋込みエアコンの構造を示す。ファンにより吸込まれた空気は、熱交換器を通り設定温度に昇温された後、吹出し口に設けられたペーンにより所定の方向へ吹出される。吹出し風量はチャンバによる測定から片側 $0.167 \text{ m}^3/\text{s}$ とし、吹

出し風速および吹出し方向は熱線風速計による測定から最大風速 $V_o = 8.5 \text{ m/s}$ となる方向 $\theta = 60^\circ$ (水平下向き) とした。吸込み面積は $0.56 \text{ m} \times 0.56 \text{ m}$ 、吹出し面積は $0.45 \text{ m} \times 43.5 \text{ mm} \times 2$ 口である。ここで、実際の吹出し幅はペーンの姿勢により変化するため、吹出し風量と吹出し風速より決定した値を用いた。空調の対象となる部屋は、図 5-7 のように $x-y$ 面内で対称な部分を除き $1/4$ の領域に対して計算した。部屋の大きさは $8.0 \text{ m} \times 4.3 \text{ m} \times 2.7 \text{ m}$ であり、エアコンは天井中央に位置している。ここで、 V_x および V_z は各々 x および z 方向の吹出し速度成分、 V_i は吸込み速度である。なお、実験モデルはこの外側に空調された外室を備えており、内壁の各面を等温に保つことができるため、実験により天井面温度 $T_c = 11.7^\circ\text{C}$ 、壁面温度 $T_w = 17.3^\circ\text{C}$ 、床面温度 $T_f = 17.8^\circ\text{C}$ とした。また、試験室内の初期温度は事前に専用の空調機により設定でき、ここでは定常状態への移行を促進するため 20°C に高めた。

5.3.2 計算条件

吹出し口における境界条件は式 (5-20) ~ (5-22) より与える。ここでは、吹出し速度は $V_o = 8.5 \text{ m/s}$ 、吹出し方向は $\theta = 60^\circ$ 、実際の吹出し幅は $H_{IN} = 43.5 \text{ mm}$ であるから、 x および z 方向吹出し速度成分は $V_x = 4.4 \text{ m/s}$ 、 $V_z = 7.6 \text{ m/s}$ 、 V_x 、 V_z の吹出し幅は各々 $\Delta z = \Delta x = 30.8 \text{ mm}$ とした。また、吹出し温度は実測より 46.3°C とし、吸込み口では吹出し風量と吸込み面積から算出した吸込み速度は $V_i = 1.06 \text{ m/s}$ を一様に与えた。吹出し口における乱れエネルギー k_o およびその散逸速度 ϵ_o は、平均速度に対する乱れのパーセントを仮定し、乱れの尺度をダクト寸法から仮定して各々 0.043 、 0.009 とした。天井、壁、床における温度の境界条件は等温条件、速度、 k 、 ϵ の境界条件は壁関数を用いた。また、壁面熱伝達率は一様に $0.105 \text{ W/m}^2\text{K}$ とした。さらに、初期条件は、室温 20°C 一様で無風とした。差分格子は、吹出し口、吸込み口に格子を集めると共に天井、壁、床近傍の刻み幅を小さくする不等間隔刻みとし、計算領域全体を $19 \times 14 \times 16$ に分割した。

5.3.3 室内温度分布測定結果との比較

実験により得られた等温度線図を図 5-8 に、計算により得られた等温度線図の中でほ

ぼ定常状態に達した $t = 77$ 秒後の結果を図 5-9 (Hybridスキーム) および図 5-10 (SUDS-3D) に各々示した。

各図ともに、(a) は室内中央の垂直断面 ($x-z$ 面, $y = 0$) 内の分布、(b) ~ (d) は室内の水平断面 ($x-y$) 内の分布であり、それぞれ (b) は $z = 1.11 \text{ m}$ 、(c) は $z = 2.06 \text{ m}$ 、(d) は $z = 2.65 \text{ m}$ における分布を示す。なお、実験における測定位置と計算における差分格子の位置は若干異なっている。

実験値は、室内に格子状に設置した素線径 $\phi 0.3 \text{ mm}$ の銅・コンスタンタン熱電対により十分定常状態に達した後測定し、壁面からの冷放射を補正している。なお図 5-8 における室内空間上のプロットは測定位置を示している。ここで、実験による等温度線図は、測定点間隔が計算に用いた差分格子よりも粗くてその間を線形補間して描いているため、吹出し噴流近傍での高温部の広がりや、天井及び壁近傍での等高線間隔などの精度が良くないことを留意しなければならない。

まず、Hybridスキームを用いた計算結果 (図 5-9) と実験結果 (図 5-8) を比較する。垂直断面内分布 (a) の比較では、吹出し噴流の幅が実験結果より広がっており、噴流は床面まで到達していない。さらに、水平断面内分布 ((b) ~ (d)) の比較では、吹出し噴流の y 軸方向への広がりが実験に比して小さく偏平になっており、また噴流は左側壁に達している。これは、吹出し速度成分を x 軸、 z 軸方向に分解して与えているため、 x 軸、 z 軸の両方向へ偽拡散が生じて噴流幅が現実よりも広がってしまい、そのため噴流は床面に到達する前に拡散したと考えられる。さらに、吹出し噴流の $x-z$ 面内での偽拡散による広がり結果、偽拡散を生じ難い y 軸方向への広がりは現実より小さくなって噴流が偏平になったと思われる。

ところが、傾斜風上差分スキーム SUDS-3D を用いた計算結果 (図 5-10) と実験結果 (図 5-8) を比較すると、前述の実験結果の精度に対する留意点を勘案すれば、垂直断面内分布 (a) における吹出し噴流方向や噴流幅、温度の絶対値ともに比較的良く一致しており、また噴流の床面到達の様子も予測できている。さらに、水平断面内分布 ((b) ~ (d)) における比較も、ほぼ一致していると言える。

次に、計算により得られた $t = 77 \text{ s}$ 後の速度ベクトル図を、図 5-11 (Hybridスキーム) および図 5-12 (SUDS-3D) に各々示した。各図の (a) ~ (d) は、図 5-9 お

よび図5-10と同様である。Hybridスキームを用いた計算結果(図5-11)によれば、垂直断面(a)では吹出し噴流は吸込み口直後から広がりを見せ、噴流から離れた左側壁まで流れを生じている。水平断面(b)~(d)では、中心断面近くに強いx軸方向の流れを生じており、これが左側壁に衝突して部屋全体にわたる大きな循環となっている。特に(b)~(c)でのこの様な流れは実際には考え難く、儀拡散の影響と思われる。一方、傾斜風上差分スキームSUDS-3Dを用いた計算結果(図5-12)は、垂直断面内での噴流の広がり、水平断面でも特に(d)での噴流が床面に衝突した状況など合理的な結果になっている。

以上より、傾斜差分スキームSUDS-3Dの実際問題での偽拡散防止の有効性が明らかになった。

5・4 ダクト空調システムを用いた室内空調における気流と温度の予測精度の検証

本節では、仕切のない大空間内の一部の領域のみを空調するゾーン空調制御の可能性を数値解析により検討した。空調気流の吸込み・吹出し位置を自由に設定することができるように、これらと熱交換部をダクトで結んだダクト空調システムを用いた。そして、部屋を2つの領域に分割したゾーン空調を実現するために、天井に設けた2本の噴流を対向・衝突させる事によって、他領域の噴流の影響を遮断して各領域内の温度を能動的に制御することを試みた。ここでは、試験室内に同一条件に設定された一対の衝突噴流を形成し、吹出し風速・温度および吸込み口位置の領域内温度制御性に及ぼす影響を数値解析により検討した。

5・4・1 実験モデル及び実験方法

図5-13にダクト空調システムの実験・解析モデルを示す。空調機は、吹出し・吸込み口及び熱交換器とそれらを結ぶダクトから構成され、吹出し・吸込み口を任意の位置に設定できる。吹出しダクトは、断面積が吸込み口と同様に $0.21\text{m} \times 0.21\text{m}$ 、吹出し口までの直線ダクト長が 0.50m で天井に対する傾斜角を変更できる構造になっており、任意方向の発達した乱流噴流が得られる様に考慮されている。吹出し風量はチャンバによる測定から $0.176\text{m}^3/\text{s}$ (Case1)及び $0.142\text{m}^3/\text{s}$ (Case2)であり、吹出し温度は初期室温 15

°Cにおいて運転開始直後で 32.5°C (Case1)及び 38.0°C (Case2)、吹出し方向 θ は天井と 65° 方向に設定されている。また、吸込み口位置は実験では図5-13に示した天井位置のみであるが、数値解析では図5-13に示した壁面位置の場合も考慮した。なお、2本の噴流は全く同一条件になる様に調整されている。試験室の大きさは $8.0\text{m} \times 4.3\text{m} \times 2.7\text{m}$ であり、これを内室とし、更にその外側に空調された外室を備えており、内室の各面を等温条件に保つことができる。また、試験室内の初期温度は事前に専用の空調機により設定でき、ここでは 15°C とした。実験値は、室内に格子状に設置した素線径 $\phi 0.3\text{mm}$ の銅・コンスタンタン熱電対により測定した。

5・4・2 計算条件

次に境界条件について述べる。吹出し気流 V_o は、直角座標系においては各座標軸方向の成分 V_x および V_z に分解して与える。即ち、図5-13に示す様にx軸方向に V_x 、z軸方向に V_z として式(5-20)~(5-22)により算出した。ここで、吹出し方向 $\theta = 65^\circ$ 、実際の吹出し幅 $H_{in} = 0.210\text{m}$ である。さらに、 $|V_o|$ は吹出し速度の大きさであり、吹出し風量と吹出し面積より算出して断面内に一様に与えた、また、吹出し温度は室温の上昇と共に変化するため、実測値を1分毎の階段状にして与えた。吹出し口における k_o 、 ε_o は、乱れ強度を2%、乱れの長さスケールを吹出し口の有効代表長さの50%として、表5-1のように与えた。天井、壁、床における温度 T_c 、 T_w 、 T_f の境界条件は等温条件、速度、 k 、 ε の境界条件は壁関数を用いた。試験室内室の各面の温度も実測値を用いており、吹出し速度成分 V_x 、 V_z の値と共に表5-1に示す。記号の意味は、前節(5・3節)と同じである。

さらに、初期条件は、室温 15°C 一様で無風とした。解析モデルは、実験モデルの流れの対称性を考慮して図5-13の1/4の領域を対象とした。差分格子は、吹出し・吸込み口に格子を集めると共に、天井、壁、床近傍の刻み幅を小さく取る不等間隔刻みとし、計算領域を $25 \times 16 \times 17$ に分割した。

表5-1 境界条件

Case	吹出し流速 (m/s)			試験室内各面の温度 (°C)			吹出し口での 乱れエネルギー (m/s ²)	吹出し口での 乱れの散逸速度 (m/s ³)
	V _x	V _y	V _z	T _c	T _w	T _f	k _o	ε _o
1	1.80	3.86	4.01	19.0	17.2	18.8	0.010	0.001
2	1.44	3.10	3.21	18.9	17.1	18.2	0.006	0.0005

5.4.3 数値解析と実験結果の比較

前述の様に、試験室はその外側に空調された外室を備えているため、試験室の各内壁表面温度は表5-1に記しているように一定値に保持される。しかし、内壁表面上の対流熱伝達率は不明であるため、数値解析結果と実験結果の比較により壁面熱伝達率の推定を行った。吸込み口が天井に位置し、吹出し条件が高速・低温(Case 1)の場合に、壁面熱伝達率 α を0.105, 1.05, 10.5W/m²Kに変化させて数値解析を実施した。

図5-14に運転開始360秒後の室内温度の等高線図による実験結果と解析結果の比較を示す。解析結果(a), (b)によれば、壁面熱伝達率の違いによる吹出し噴流形状への影響はないが、噴流内温度や室温は大きく影響されている。また $\alpha = 10.5\text{W/m}^2\text{K}$ の場合には、垂直断面内で噴流と反対方向に温度分布が広がっているのが確認でき、実験結果とも良く一致している。室内気流は、2本の噴流の衝突によりそれらの対称面に沿って側壁方向に広がり、さらに壁に沿って噴流と逆の方向に流れる。その際、流れに沿って天井・壁面により強い冷却を受ける。

次に、運転時間に対する吸込み温度 T_{in} の変化を図5-15に示す。また、運転開始360秒後の水平断面内で面積荷重平均して算出した平均室温 T_m の高さ方向分布を図5-16に示す。図5-15によれば、熱伝達率が低い場合($\alpha = 0.105\text{W/m}^2\text{K}$)には、運転開始直後の吸込み温度の立ち上がりが遅くなっている。これは、運転開始直後には壁面温度が気流温度より高いため、壁面から気流への熱移動量の差が現れたと思われる。図5-15および図5-16より、 $\alpha = 10.5\text{W/m}^2\text{K}$ の解析結果は過渡的、かつ空間的に実験結果と良く

対応している。なお、解析による床近傍の平均室温の傾向が実験と異なっているが、床面の壁面熱伝達率を壁と同様に高く与えている為である。しかし、試験室の壁面熱伝達率を10.5W/m²Kと仮定して、室内の温度をかなり良く予測できる。

5.5 ダクト空調システムによるアメニティに対する空調設計の検討

5.5.1 吸込み口位置の室内温度分布に及ぼす影響

吸込み口位置の室内温度分布に及ぼす影響について数値解析により検討した。即ち、吹出し条件が高速・低温(Case 1)の場合に、吸込み口を天井面上および壁面上で床面からの高さ $H = 1.65\text{m}$, 1.05m , 0.35m (図5-13)位置に変化させて検討した。図5-17に運転開始360秒後の室内温度の等高線図を示す。図より、吸込み口が天井に位置する場合(a)に対して壁に位置する場合、特に吹出し口から最も離れた床面からの高さ $H = 0.35\text{m}$ の場合に、吹出し噴流の到達距離が長く、前述の吹出し噴流と逆方向への温度分布の広がりが大きくなっている。

次に、運転時間に対する吸込み温度の変化を図5-18に示す。図より、吸込み口位置が吹出し口から遠ざかる程(壁面、床面からの高さ $H = 0.35\text{m}$)吸込み温度が低下しており、熱交換の効率が高くなる事がわかる。また、運転開始360秒後の水平断面内で面積荷重平均して算出した平均室温の高さ方向分布を図5-19に示す。図より吸込み口位置が吹出し口から遠ざかる程(壁面、床面からの高さ $H = 0.35\text{m}$)、室温の上昇が速くて上下の分布も小さくなっている。

5.5.2 吹出し風速・温度の室内温度分布に及ぼす影響

吹出し風速・温度の室内温度分布に及ぼす影響について、数値解析により検討した。なお、吸込み口位置は壁面上で床面からの高さ $H = 0.35\text{m}$ であり、高速・低温(Case 1)及び低速・高温(Case 2)時の吹出し・吸込み条件は表5-1に示す。図5-20に運転開始360秒後の室内温度の等高線図を示す。また、運転開始360秒後の水平断面内で面積荷重平均して算出した平均室温の高さ方向分布を図5-21に示す。以上より、低速・高温(Case 2)時には空調気流の到達距離が短く、室温の均一性も悪化する事がわかる。

5・5・3 吹出し方向の室内温度分布に及ぼす影響

次に、5・3節において議論した天井埋込みエアコンを使用して、吹出し方向 $\theta = 50^\circ$ および 60° に変化させた場合の室内温度分布に及ぼす影響について検討した。ここで、図5-7の天井埋込みエアコンは吸込み口が吹出し口に近接しているため、吹出し気流が吸込み口の影響を受けて設定した吹出し方向より大きくなることが懸念される。しかし、本節で議論している吹出し角度($\theta = 50^\circ \sim 60^\circ$)では、この影響は無視できると思われる。吹出し風量を同一として、差分スキームとしてSUDS-3Dを用いた計算により得られた等温度線図($t = 77$ 秒後)を図5-22に示す。吹出し方向 θ が 50° の場合(a)では運動量の鉛直方向成分が浮力に抗する事が出来ず、空調気流は床面まで到達していない。これに対して、吹出し方向 θ が 60° の場合(b)は運動量の水平方向成分が小さいため試験室の隅まで温風が行き渡っていない。また、運転開始77秒後の水平断面内で面積荷重平均して算出した平均室温の高さ方向分布を図5-23に示す。吹出し方向 θ が 50° の場合は床上1m以下の領域の平均温度が低くなっており、室内温度分布の均一性が悪くなっているが、吹出し方向 θ が 60° の場合には高さ方向にほぼ様な温度分布が得られている。

5・6 結び

天井埋込みカセットエアコンによる暖房時の吹出し気流と室内温度分布の関係について検討した結果、以下の結論が得られた。

(1)空調気流の吹出し口境界条件のモデル化に対する2つのモデルについて、質量、各成分の運動量の保存性を評価し、最適なモデルを提案した。

(2)新しいスキーム(SUDS-3D)と従来のスキームであるSpaldingのHybridスキームによる解と比較し、さらにこれらのスキームによって計算した室内温度分布結果を試験室内での測定結果と比較した。これによって、提案したスキーム(SUDS-3D)の偽拡散抑制効果の有効性を示した。

(3)暖房用室内ユニットにおいて吹出し方向の室内温度均一性に及ぼす影響を調べた結果、吹出し気流の垂直方向成分を大きくして浮力に抗して気流を床面まで到達させる方が有効である事が分かった。

(4)ダクト空調システムにおいて、吹出し口における温度、速度、吹出し方向、吸込み

口位置等の室内温度分布の均一性に及ぼす影響について検討し、室内温度分布の均一化には吹出し気流と吸込み口を離して相互の影響を低減するのが有効であることを示した。

5・7 参考文献

- (1) S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, (1980), McGRAW-HILL BOOK Company.
- (2) 古藤・山中, 機論, 56-530, B (1990), 3120.
- (3) S. Kotoh and G. Yamanaka, Science and Engineering on Supercomputers (1990), 113, Computational Mechanics Publications.
- (4) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972), Academic Press.

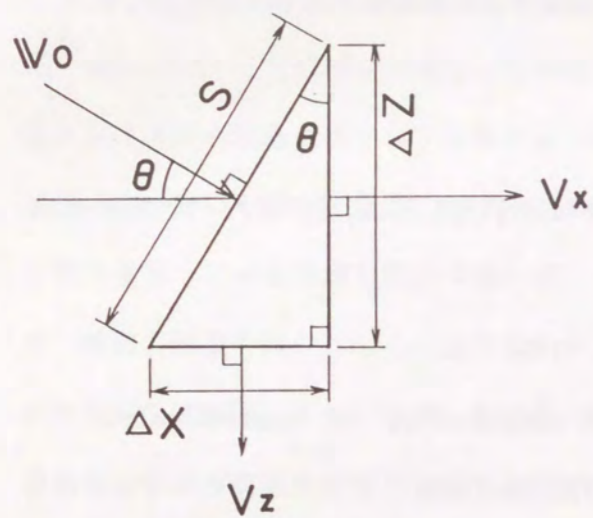


図5-1 吹出し口モデル (モデル1)

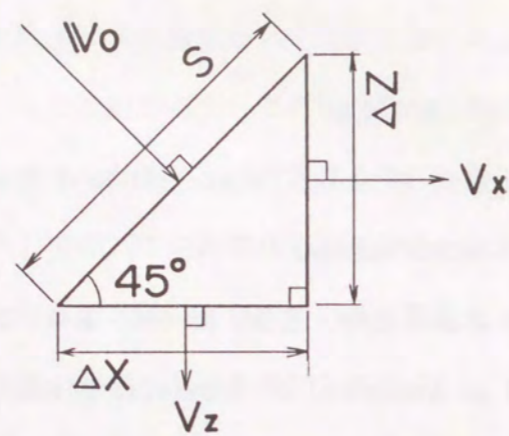


図5-2 吹出し口モデル (モデル2)

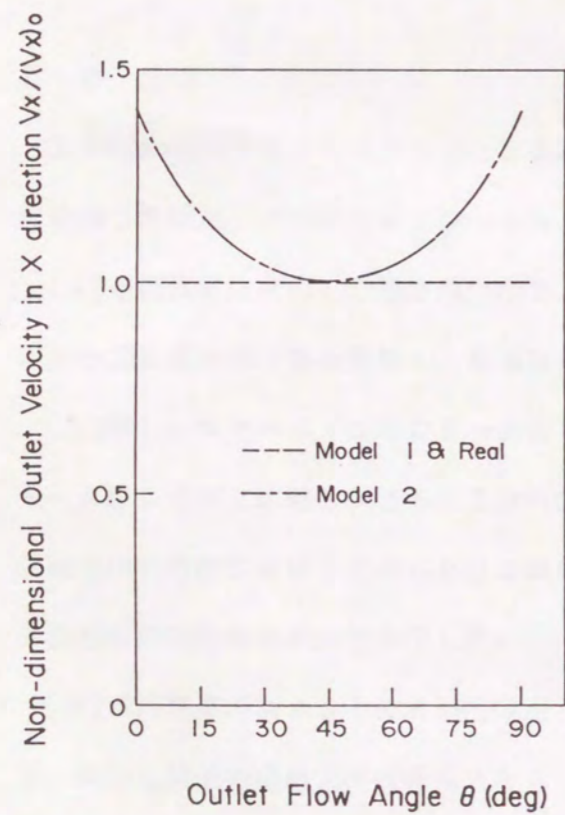


図5-3 吹出し角度に対する吹出し速度成分の精度

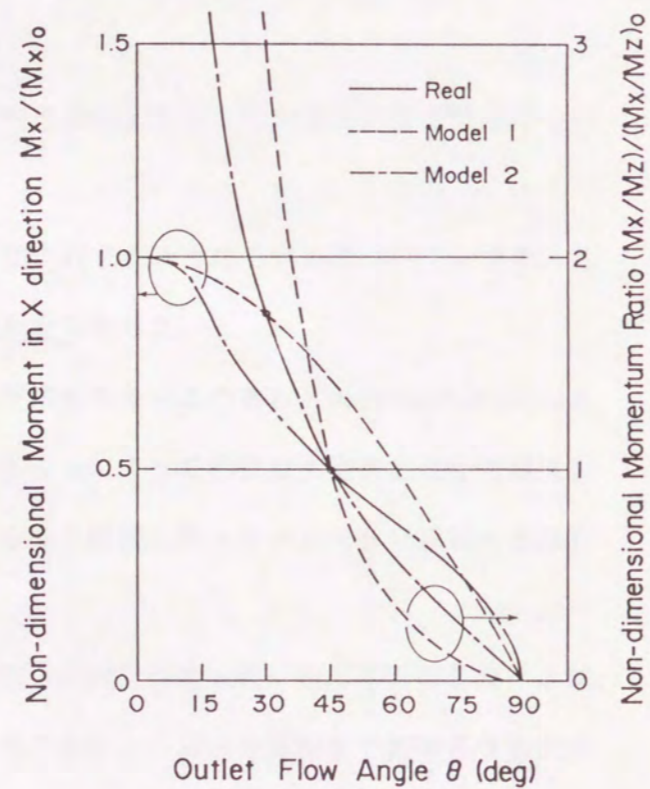


図5-4 吹出し角度に対する運動量成分及び運動量成分比の精度

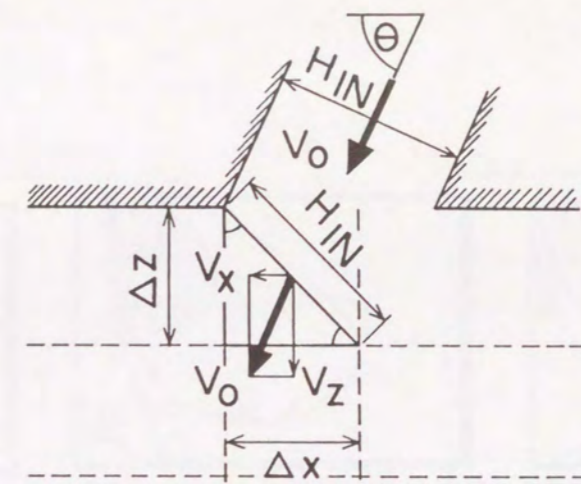


図5-5 吹出し口境界におけるコントロールボリューム

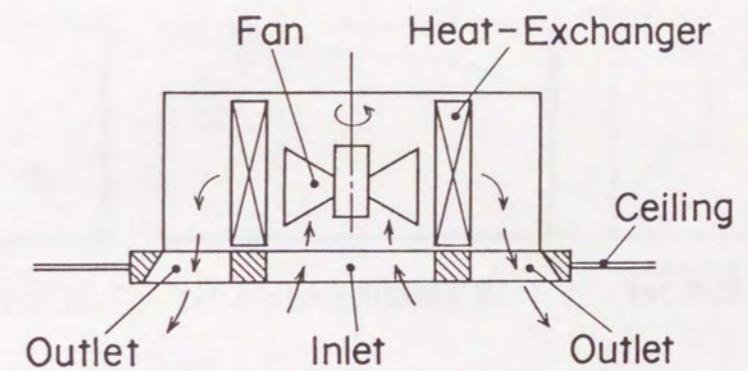
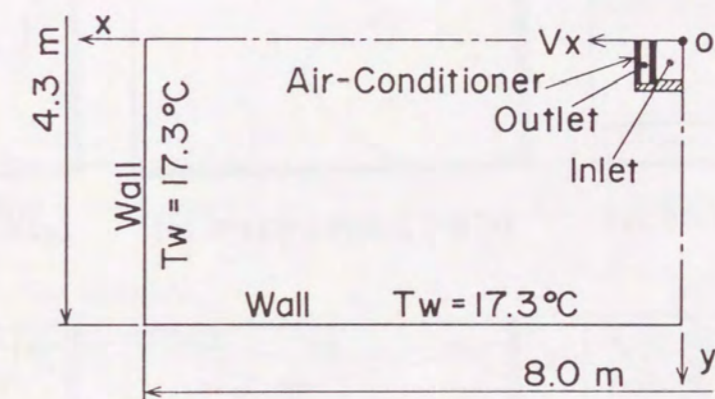
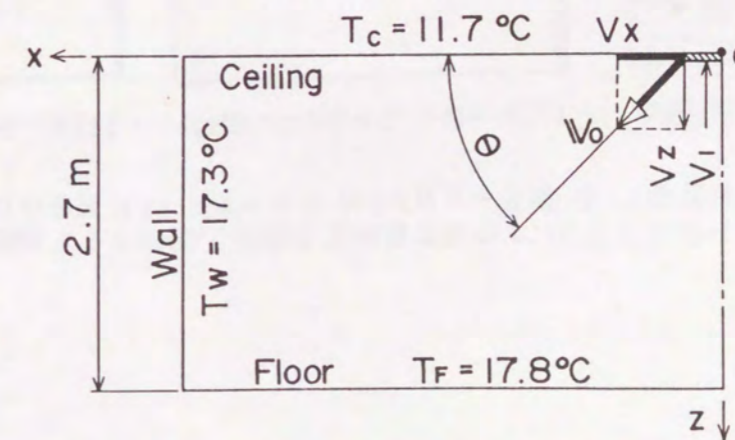


図5-6 天井埋込みカセットエアコンの構造

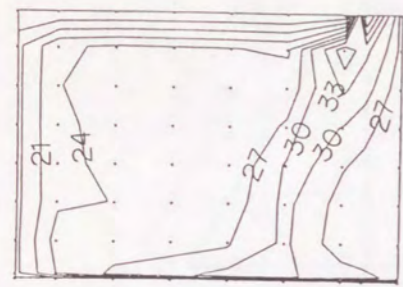


(a) 平面図 (x-y 平面)

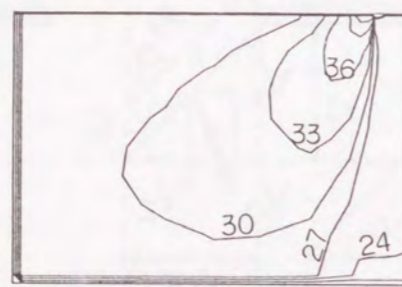


(b) 立面図 (x-z 平面)

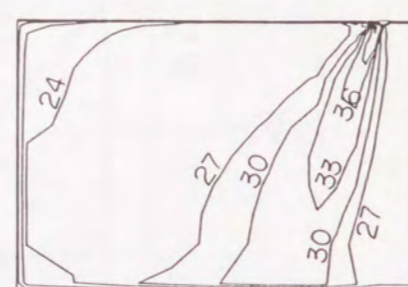
図5-7 解析モデル



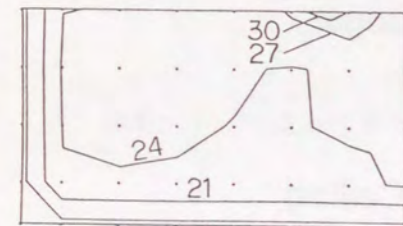
(a)垂直断面(中央)内分布



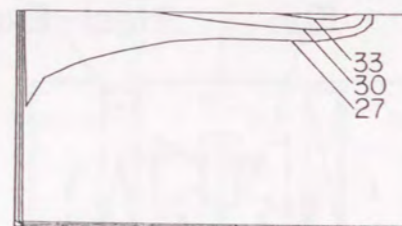
(a)垂直断面(中央)内分布



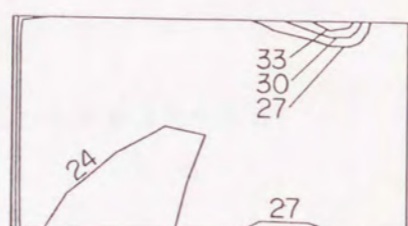
(a)垂直断面(中央)内分布



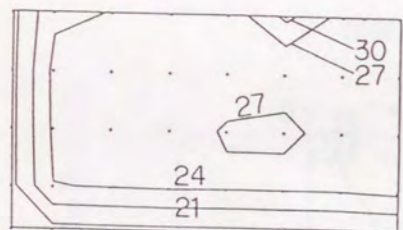
(b)水平断面内分布(z=1.1m)



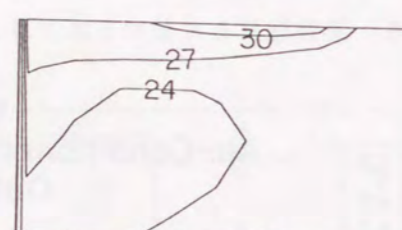
(b)水平断面内分布(z=1.1m)



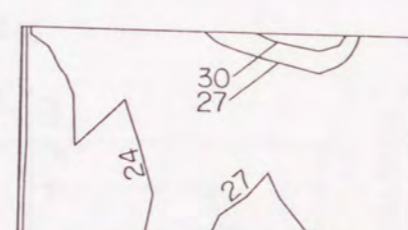
(b)水平断面内分布(z=1.2m)



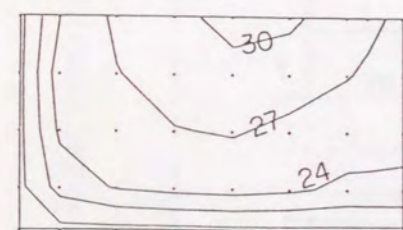
(c)水平断面内分布(z=2.1m)



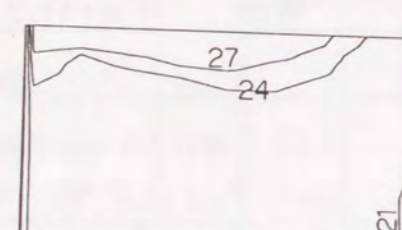
(c)水平断面内分布(z=2.1m)



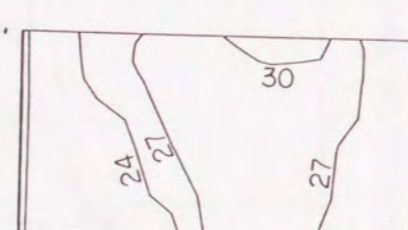
(c)水平断面内分布(z=2.0m)



(d)水平断面内分布(z=2.65m)



(d)水平断面内分布(z=2.65m)

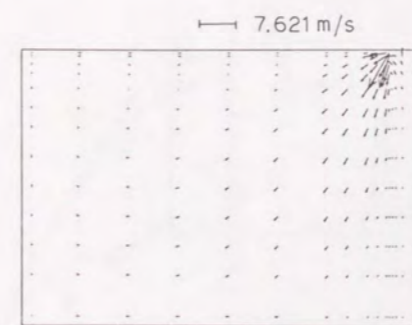


(d)水平断面内分布(z=2.65m)

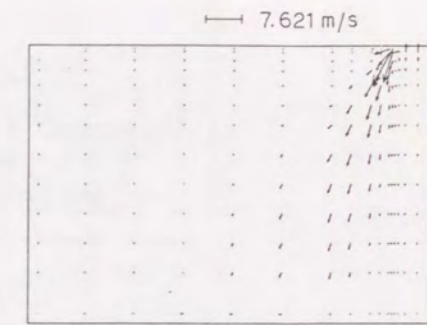
図5-8 実験による等温度線図(単位: °C)

図5-9 Hybridスキームによる等温度線図(単位: °C)

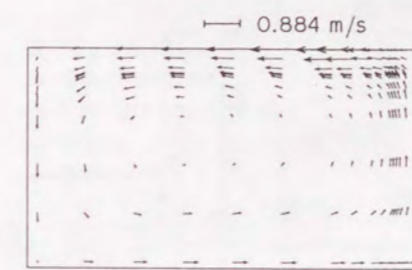
図5-10 SUDS-3による等温度線図(単位: °C)



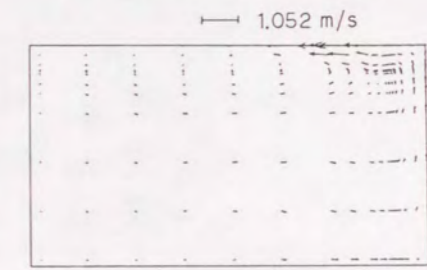
(a)垂直断面(中心断面)



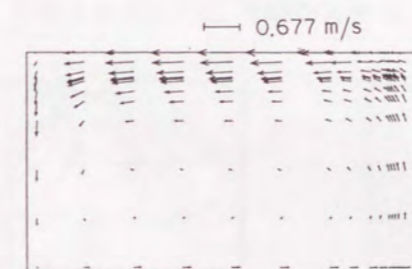
(a)垂直断面(中心断面)



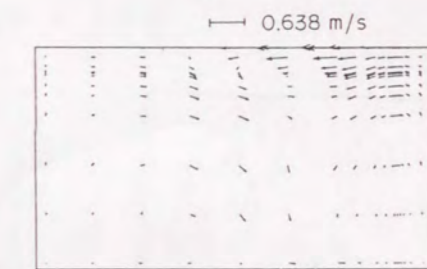
(b)水平断面(z=1.11m)



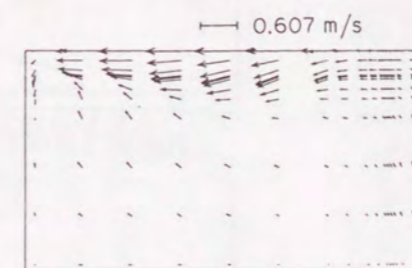
(b)水平断面(z=1.11m)



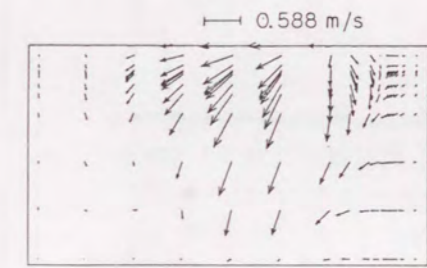
(c)水平断面(z=2.06m)



(c)水平断面(z=2.06m)



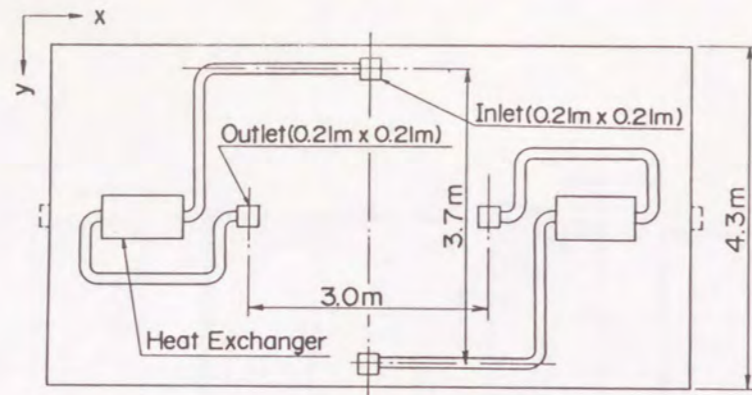
(d)水平断面(z=2.65m)



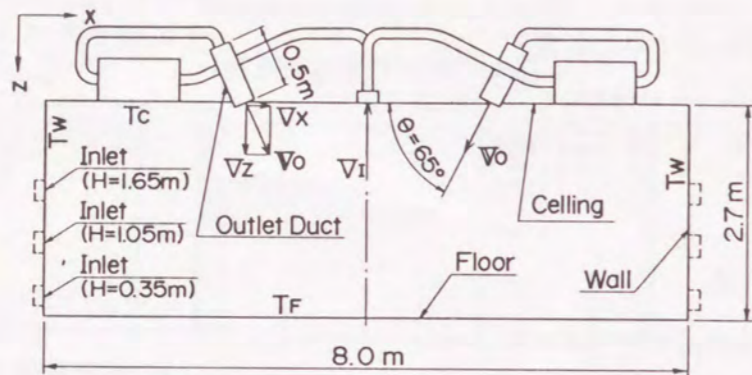
(d)水平断面(z=2.65m)

図5-11 計算(Hybridスキーム)による速度ベクトル線図(77秒後)

図5-12 計算(SUDS-3D)による速度ベクトル線図(77秒後)



(a) 試験室の平面図



(b) 試験室の立面図

図5-13 試験室とダクト空調システムの概要

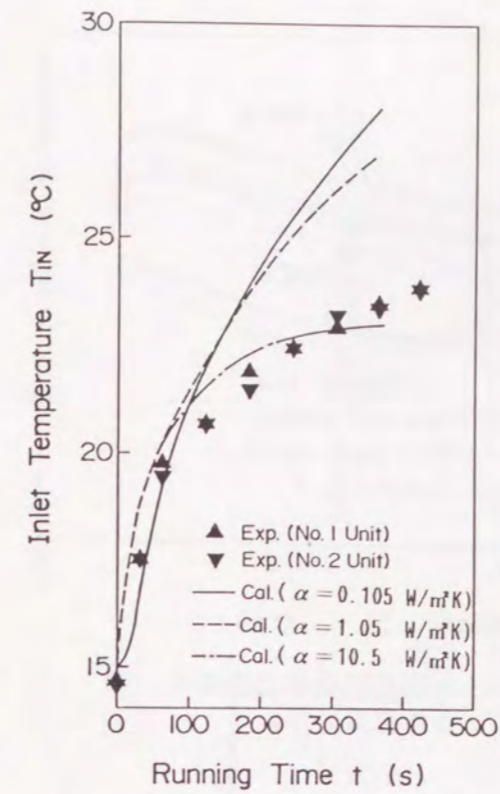


図5-15 運転開始後の時間経過に対する吸込み温度の変化

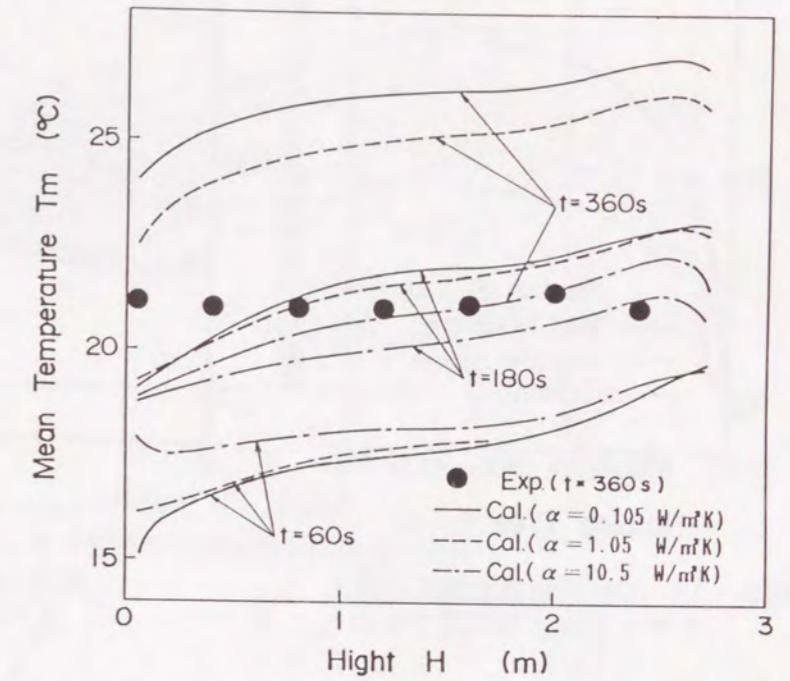


図5-16 水平断面内平均室温の垂直方向分布

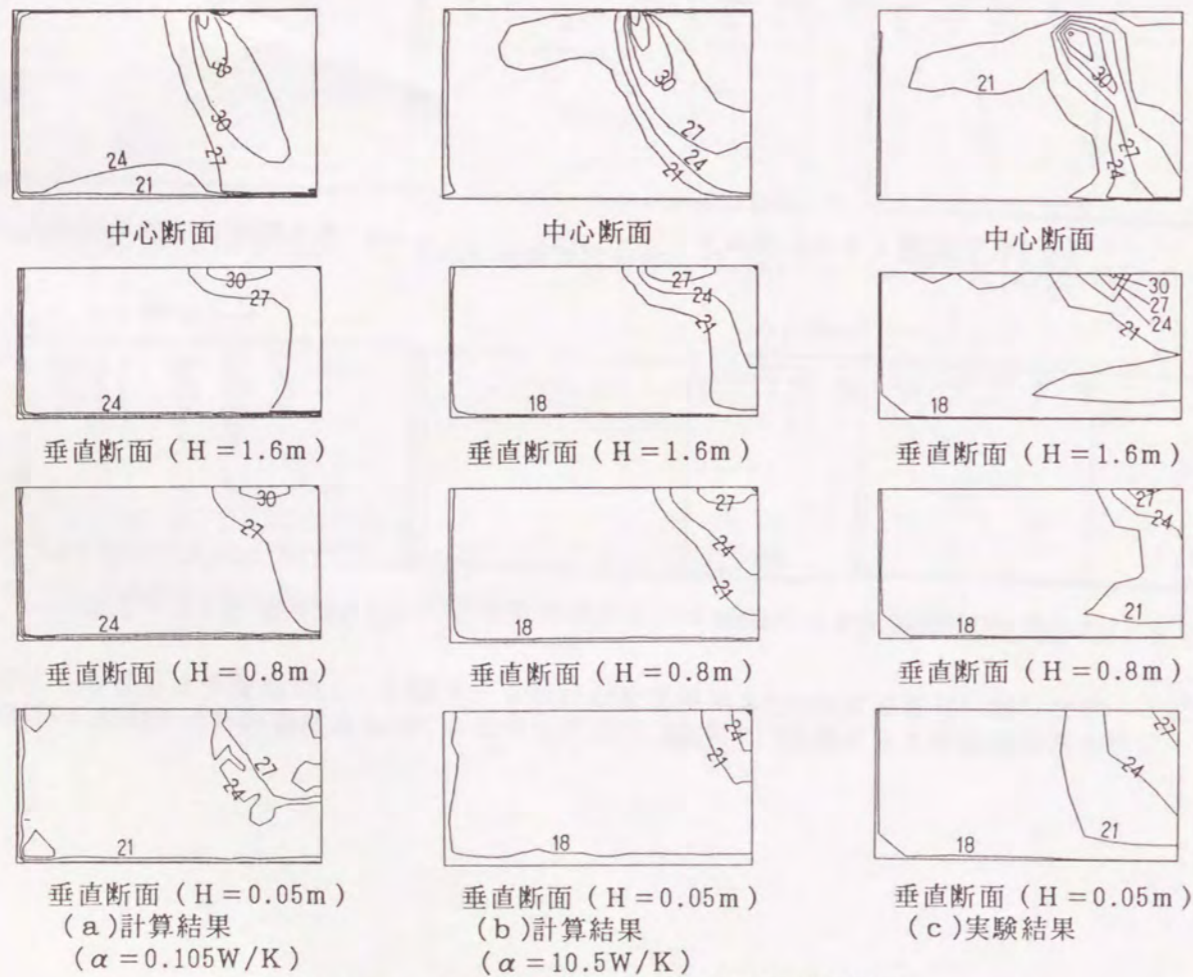


図5-14 運転開始360秒後における等温度線図

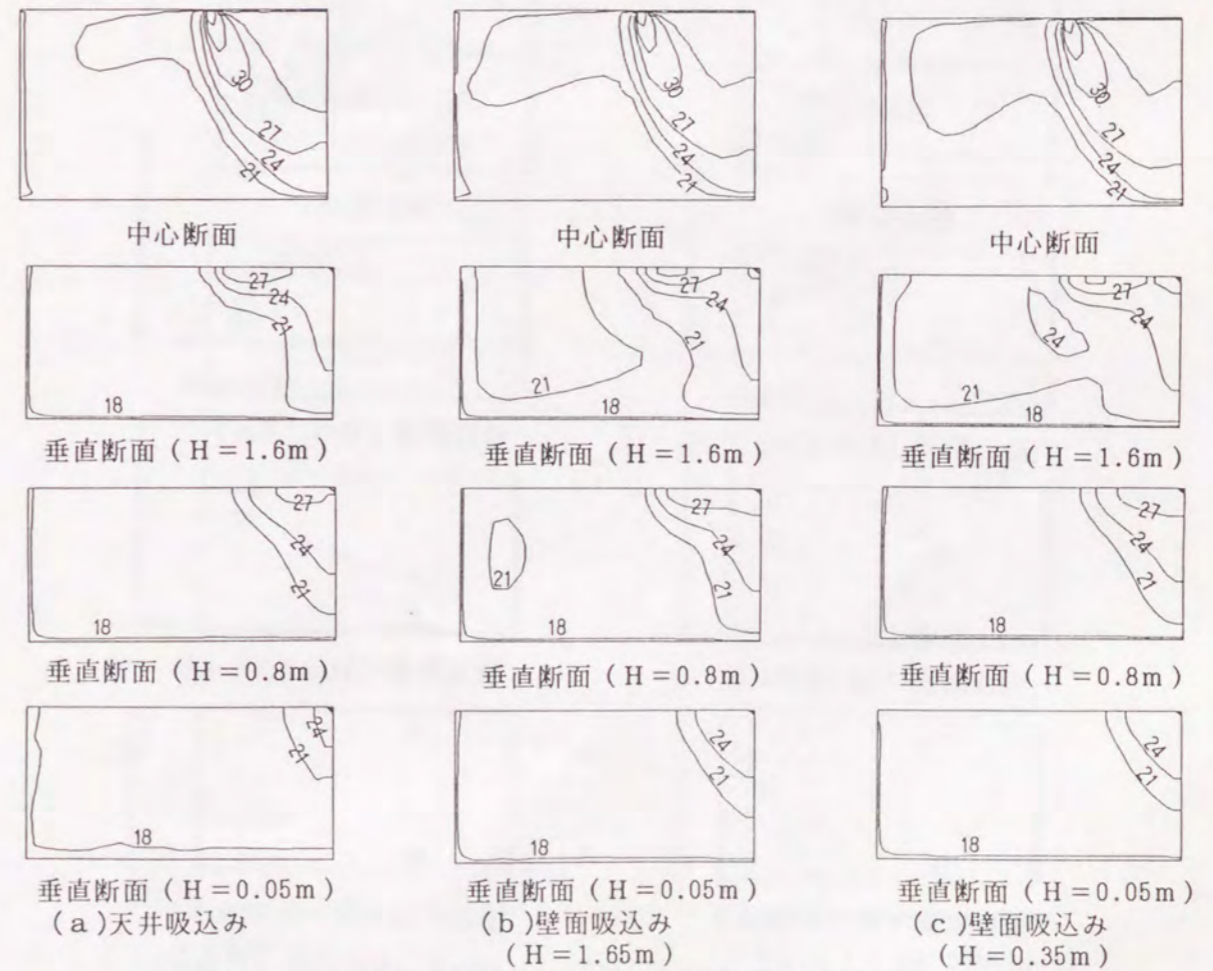


図5-17 運転開始360秒後における等温度線図の計算結果

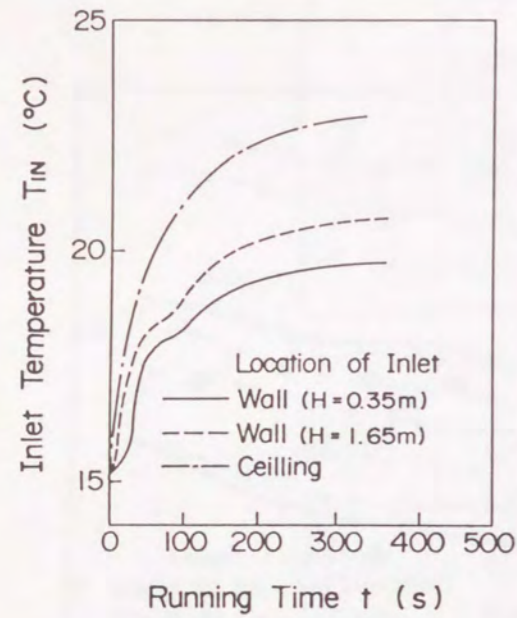


図5-18 運転開始後の時間経過に対する吸込み温度の変化

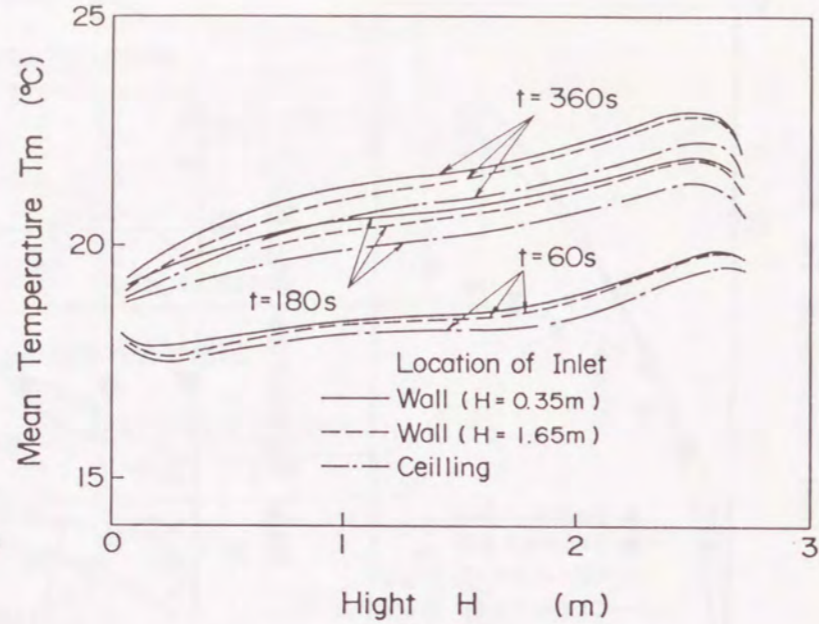
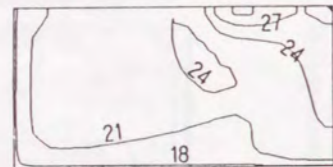


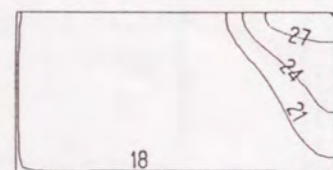
図5-19 水平断面内平均室温の垂直方向分布



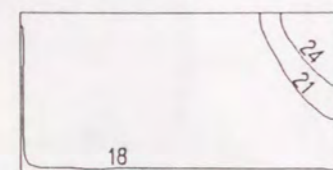
中心断面



垂直断面 (H=1.6m)

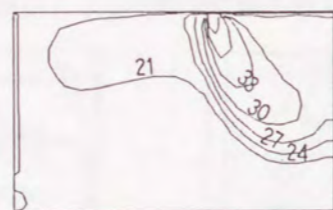


垂直断面 (H=0.8m)



垂直断面 (H=0.05m)

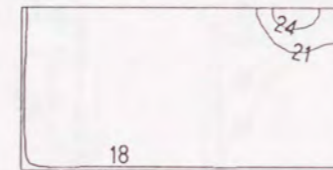
(a) 高速・低温条件 (Case 1)



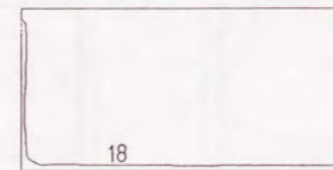
中心断面



垂直断面 (H=1.6m)



垂直断面 (H=0.8m)



垂直断面 (H=0.05m)

(b) 低速・高温条件 (Case 2)

図5-20 運転開始360秒後における等温度線図の計算結果

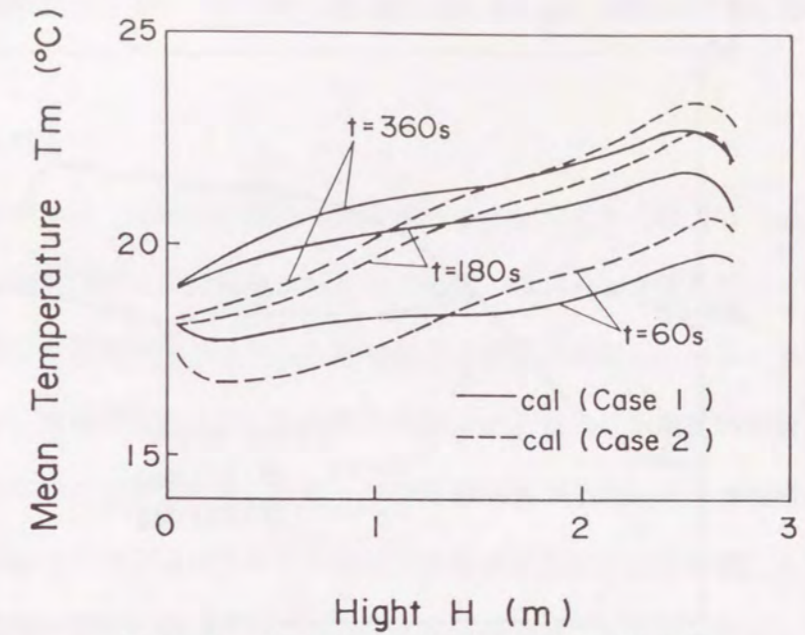
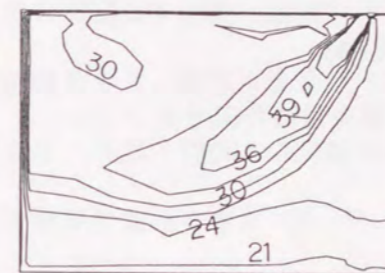
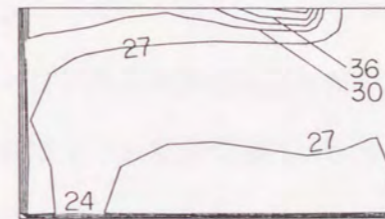


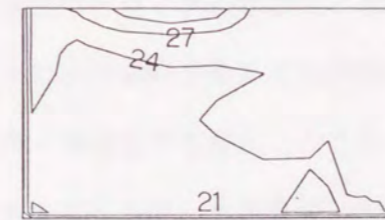
図5-21 水平断面内平均室温の垂直方向分布



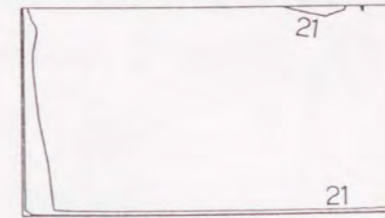
中心断面



垂直断面 (H=1.6m)



垂直断面 (H=0.8m)

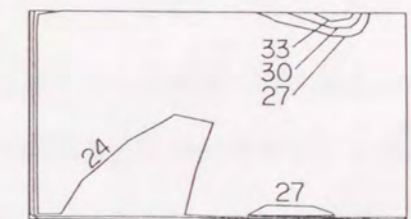


垂直断面 (H=0.05m)

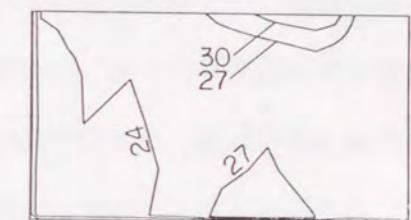
(a) 吹出し角度 $\theta = 50^\circ$



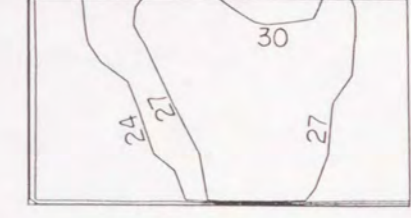
中心断面



垂直断面 (H=1.6m)



垂直断面 (H=0.8m)



垂直断面 (H=0.05m)

(b) 吹出し角度 $\theta = 60^\circ$

図5-22 定常状態における等温度線図の計算結果

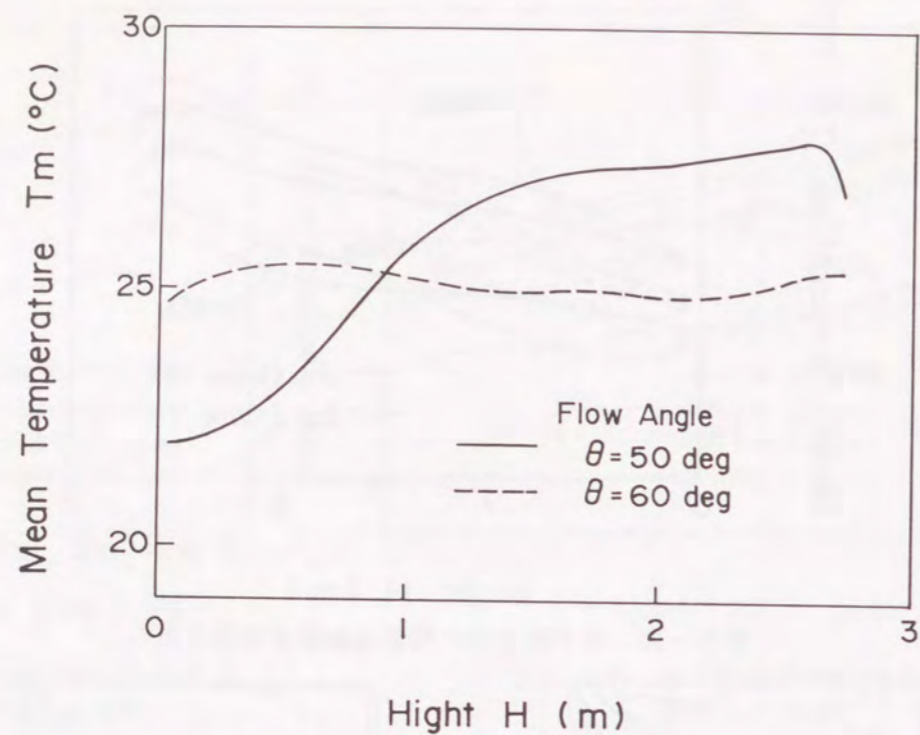


図5-23 水平断面内平均室温の垂直方向分布

第6章 室外空調機まわりの熱・気流解析

6・1 まえがき

近年ビル空調では、高層化に伴って長尺配管や高低差による能力ロスの低減，縦シャフト（配管・配線用貫通孔）の省略による工期短縮，省スペース化を狙い，各階壁面に設備ベランダを設けて空調機室外ユニットを設置する形態が増加している．しかしこの設置形態においては，高層建築物と周辺ビル群を取巻く地上風（ビル風）の影響を受け，空調機室外ユニットに吹出し空気を吸込む吸・排気短絡現象が発生し，空調機冷凍サイクルの高圧（冷媒の凝縮が十分でないためサイクル内の圧力が異常に上昇すること）防止措置の結果として運転停止などの障害を引き起こす可能性が少なくない．したがって，対象とするビルを含む周辺ビル形状・配置を基に，室外ユニットの運転状況を事前に予測して，必要な対策を施しておく意義は非常に大きい．

従来より，土木・建築学の分野ではビルの耐風荷重設計やビル風公害防止のためビル風の数値予測が行われてきた^{〔3〕・〔4〕}．しかし，本報において取り扱ったように，空調機室外ユニットの吸・排気状況に対するビル風の影響を明らかにした研究はほとんど見当たらない．

本章では，熱流体数値解析を用いてビル風と室外ユニットの吸・排気流の挙動を予測し，実設置環境下での空調機室外ユニットの吸・排気短絡現象を事前評価すると共に，最適な設置形態を開発することを目的としている．本節では，隣接ビルとの距離が1.8mと狭い高層ビルの各階ベランダに設置された空調機室外ユニットを対象とし，当該ビルと隣接した周辺ビルにより構成されたビル群解析モデルを用いて，吸・排気短絡の発生する危険性の高い風向・風速条件を選定し，これらの条件下での一定風向・風速の地上風におけるビル風と室外ユニット吸・排気温度を解析した．さらに，当該ビルでの環境測定（風向，風速，気温）および室外ユニット吸込み・吹出し気流温度の実測を行って，解析結果と比較・検討した^{〔7〕・〔8〕}．

6・2 解析モデル

都市のビル風を予測する際には，解析モデルとしてどの範囲のビルまで考慮すべきかを

決定しなければならない。本節で問題としている室外ユニットの設置空間は隣接ビルとの間に形成された狭小領域であるため、この設置空間を取り囲むビルを物理的な解析モデルとし、他の広範な領域のビルは後述する地上風のベキ乗則を適用して考慮した。

ビル群解析モデルは、図6-1（平面図）および図6-2（立面図）に示す様に、ビルA（地上10階建）とこれに隣接する建築物としてビルB（地上8階建、ビルAとの最小距離1.8m）およびビルC（地上9階建、ビルAとの距離3.4m）を考慮した。ここでは、ビルAの北西側面の2階から10階に設けられた設備ベランダ部分に設置した空調機室外ユニットを対象とし、各階のベランダ部分には5HPユニット（14.5KW、1m幅、処理風量0.028m³/s）9台が連続して横一列に並べられ、計81台が設置されている。

次に、設備ベランダおよび室外ユニット周辺の解析モデルを図6-3に示す。室外ユニット（奥行き0.5m）はベランダ（奥行き1m）の前面に沿って設置されており、さらにベランダ両端は室外ユニットと同一高さのコンクリート壁となっているため、ベランダと室外ユニットの間にダクト状の空間が形成されている。また、室外ユニットからの吹出し流はビル前方に向かって吹出され、吸込み流はこのダクト状空間から吸込まれる。このような配置構造は、隣接ビル間距離が狭いことに起因する吸排気短絡現象の多発を予測した結果、ビル前面から吸込むのを避けることを狙って、予め検討した防止構造である。ここでは差分格子数の制約より、1.5台の室外ユニットを1台（幅1.5m、処理風量0.042m³/s）とし、1階当たり6台設置されているとした。処理空気は、室外ユニット背後の吸込み口（1.5m×0.666m）より一定速度2.7m/sで吸込まれ、室外機前面の吹出し口（1.5m×0.575m）より水平前方へ一定速度2.9m/sで吹出される。ここでは夏期冷房時（外気温32℃）を対象としており、室外ユニットは温風を排出するが、吸排気温度差ΔTが吸込み温度T_{in}により変化する状況を式（6-1）により考慮した。

$$\Delta T = -0.613 \times 10^{-4} T_{in}^2 + 0.011 T_{in} + 13.92 \quad \dots\dots\dots (6-1)$$

これは、同一の室外ユニットを用いた実測値を基にして求めた実験式である。

6・3 基礎式および数値解析法

室外機運転開始後の気流・温度分布を非定常的に予測する必要性から、非定常三次元乱

流数値解析を行う。基礎式は、連続の式、x、y、z方向の運動量保存式、エネルギー保存式、ならびにk-ε二方程式乱流モデル⁽²⁾のための乱流エネルギーkとその散逸速度εの保存式である。これらの基礎式は全て一般化して表すことができ、第2章の式（2-33）により表せる。詳細は第2章に述べている。

差分スキームとしては高精度風上差分（QUICK-1D）⁽⁵⁾を用いた。解法アルゴリズムは、Patankarの圧力補正法⁽¹⁾に準じ、ADI法により解いた。詳細は第3章に述べている。

次に境界条件について述べる。地表面、ビル壁面においては、速度、k、εの境界条件は壁関数を用い、温度の境界条件は断熱条件を用いた。また、地上風の風速分布についてはベキ乗則を仮定した。基準高さz_Rの基準風速をv_Rとすれば、任意の高さzにおける風速vは式（6-2）により与えられる。

$$v = v_R (z / z_R)^{1/n} \quad \dots\dots\dots (6-2)$$

ここでnはベキ数であり、地上の様子によって異なる。本報では、周囲は高層建築物のない市街地であるとして、n=4を選んだ⁽⁶⁾。地上風の乱れエネルギーkおよびその散逸速度εについては、地表近傍では乱れエネルギー保存式の生成項と消散項が釣り合っていると考えると、それぞれ式（6-3）、式（6-4）によって表される。

$$k = (\kappa^2 v_R^2) / (n^2 C_D^{1/2}) \quad \dots\dots\dots (6-3)$$

$$\epsilon = (\kappa^2 v_R^3) / (n^3 z) \quad \dots\dots\dots (6-4)$$

ここで、κはカルマン定数でありκ=0.41、C_Dはk-ε二方程式乱流モデルの定数でありC_D=0.09である。

風向・風速変動のある地上風を数値解析上で模擬することは困難であるので、ここでは室外ユニットの吸排気短絡現象に対して危険と思われる風向・風速からなる数種の計算条件を選び、一定風向・風速の地上風に対する数値解析を行った。すなわち、地上風は、南南東の風（図6-1下方より流入）および北北西の風（図6-1上方より流入）の2種類の風向を想定し、z_Rを地上38.4m（後述の風向・風速計を設置したビル屋上高さ）、v_Rを0.63m/s（微風時）および3.76m/s（弱風時）の2種類に変えて、速度、k、εの

流入および初期条件を与えた。風向については、いずれも室外ユニットの設置空間がビルの剥離領域に入る、吸排気短絡現象の起こりやすい条件を選んだ。また風速については、吸排気短絡現象が地上風の風速が低い場合に発生し易いという経験に基づいている。温度の流入境界条件は 32°C 等温条件とし、初期条件として 32°C を一様に与えた。

格子きざみは、図6-1、図6-2に示すように不等間隔きざみとし、室外ユニット近傍のきざみは図6-3のように設定した。計算領域は、ビル越え風の影響を受けない程十分広い領域（ビル群の周囲200m四方、地上110m上空）を考慮した。格子分割数は、 $49 \times 37 \times 57$ とした。

6・4 解析結果および考察

6・4・1 ビル外風の状況

まず、ビル外風の様子について述べる。弱風時（ $v_R=3.76\text{m/s}$ ）における運転開始後40秒後の解析結果を図6-4～図6-7（風向：南南東）および図6-8～図6-11（風向：北北西）に、また微風時（ $v_R=0.63\text{m/s}$ ）における運転開始後40秒後の解析結果を図6-12（風向：南南東）および図6-13（風向：北北西）に示す。ここで、図6-4および図6-8は6階室外機吸込口を含む水平断面内の速度ベクトル図、図6-5および図6-9はその断面における等温度線図であり、図6-6および図6-10はA-Bビル間中央垂直断面内の速度ベクトル図、図6-7および図6-11～図6-13はその断面における等温度線図である。速度ベクトル図には、各々その断面内の速度ベクトルの最大値（UVMAXおよびUWMAX）を付記している。なお、解析結果は後述するように、運転開始後40秒後では、弱風時（ $v_R=3.76\text{m/s}$ ）においてほぼ定常状態に達しているが、微風時（ $v_R=0.63\text{m/s}$ ）においては定常状態に達していない。

さて、弱風時（ $v_R=3.76\text{m/s}$ ）には、室外ユニットの設置されているビルA-B間の流れは、地上風の風向によって大きく様相が異なる。風向が南南東の場合には、ビルA-B-C間の圧力上昇効果とビルA西端の流れの剥離による圧力降下の影響により、ビルA-B間ではx軸負方向（図6-1参照）の圧力勾配が大きく、この方向の水平流が支配的となっている（図6-4、図6-6）。風向が北北西の場合には、ビルB西側側方を通りビルAに衝突してビルA-B間を東進する流れに、ビルB上方を通りビルAに衝突して

上下に分れビルA-B間を下降する流れが合流し、ビルA-B間ではx軸正方向の水平流が支配的となっている。また、ビルA-C間ではこのx軸正方向（図6-1参照）の水平流の誘引効果とビルC周りの旋回流れが相乗し、y軸正方向の流れが生じている（図6-8、図6-10）。したがって、A-Bビル間での高温気流は、風向が南南東の場合にはx軸負方向に広がり（図6-5、図6-7）、風向が北北西の場合にはx軸正方向に広がっているが、ビルA-C間から誘引した低温気流により急激に冷却されている（図6-9、図6-11）。

微風時（ $v_R=0.63\text{m/s}$ ）には、風向きにかかわらず両者はほぼ同様の温度分布形状となっており、おおむね上昇流となっている。すなわち、室外ユニットから出た温排気は外風の影響によって若干x軸負方向（風向：南南東）またはx軸正方向（風向：北北西）に偏向されるが、浮力が支配的であるため上昇流となっている。このため、この上昇流に誘引される流れが生じ、ビルA-B間空間両側端から室外ユニット設置空間へ向かって周囲空気が流入してくる。したがって、A-Bビル間での高温気流の広がりには風向にかかわらず同様の傾向になっている（図6-12、図6-13）。

6・4・2 室外ユニット吸込み温度の分布

次に、室外ユニットの吸込み温度について述べる。運転開始後40秒後の各室外ユニット吸込み温度の水平方向分布を図6-14に示す。ここで、(a)、(b)は弱風時（ $v_R=3.76\text{m/s}$ ）、(c)、(d)は微風時（ $v_R=0.63\text{m/s}$ ）の結果である。さらに(a)、(c)は風向が南南東、(b)、(d)は風向が北北西の場合の結果である。

弱風時（ $v_R=3.76\text{m/s}$ ）には、室外ユニットの吸込み温度分布は地上風の風向によって大きく異なっている。風向が南南東の場合には、ビルA-B間をx軸負方向に生じる水平流の影響で水平流下流のNo.1程吸込み温度が高くなっている。しかし、上位階（7および8階）では浮力による上昇流が水平流に対して無視できなくなり、ピーク位置がNo.2やNo.3に移動している（図6-14(a)）。風向が北北西の場合には、ビルA-B間をx軸正方向に生じる水平流の影響で水平流下流のNo.6程吸込み温度が高くなっている。しかし、8階～10階では風向が南南東の場合に比較して温度上昇が小さいが、これはビルB上方を通りビルAに衝突して下降する低温流が流入することによる（図6-

14(b)) .

微風時 ($v_R=0.63\text{m/s}$) には、風向にかかわらず中央付近が最大となる凸型分布となっている。すなわち、わずかに生じている水平流の影響により、風向が南南東の場合には中央より x 軸負方向寄り No. 3 の吸込み温度、風向が北北西の場合には中央より x 軸正方向寄り No. 4 の吸込み温度が最大となる凸型分布であり、最高約 60°C に達している (図 6-14(c), (d))。これは、中央の室外ユニットの温排気が浮力により上昇する際に、両側端の室外ユニットの温排気を誘引して室外ユニット環境温度が高くなることによる。なお、10階の吸込み温度が低いのは、正面のビル B が延べ 8 階建てであるために高温の自然対流上昇流が 9 階より上位階でビル B の影響から解放される事と、南南東風の場合には屋上を流れる低温の外気を誘引し、北北西風の場合はビル B 上方を通りビル A に衝突下降する低温流が流入する事が原因である。

また、風向が南南東の場合における運転開始後 40 秒後の各室外ユニット吸込み温度の高さ方向分布を図 6-15 に示す。ここで、(a) は弱風時 ($v_R=3.76\text{m/s}$)、(b) は微風時 ($v_R=0.63\text{m/s}$) の結果である。弱風時 ($v_R=3.76\text{m/s}$) には水平流下流側の室外ユニット (No. 2 ~ No. 1) に行くほど、浮力による上昇流が大きくなる上位階で吸込み温度が高くなっている (図 6-15(a))。全体的にみると、吸込み温度は 50°C 以下になっており、地上風が吹いている場合には室外ユニットハードウェアの改良で対応が可能となってくる。微風時 ($v_R=0.63\text{m/s}$) には、2 階と 10 階の吸込み温度が低く、おむね上位階程吸込み温度が高い凸型分布となっている (図 6-15(b))。2 階の温度が低いのは浮力による上昇流が支配的で階下より低温の外気を吸引するためであり、10 階が低いのは前述の上昇流が 9 階においてビル B の影響から解放されて水平流となる事と屋上を流れる低温の外気を誘引する事による。

6.4.3 室外ユニット吸込み温度の時間推移

さらに、風向が南南東の場合の、吸込み温度が高い室外ユニットの吸込み温度時間推移を図 6-16 (No. 2 位置, $v_R=3.76\text{m/s}$) と図 6-17 (No. 3 位置, $v_R=0.63\text{m/s}$) に示す。弱風時 ($v_R=3.76\text{m/s}$) には運転開始後約 20~40 秒後には定常状態になっているが、微風時 ($v_R=0.63\text{m/s}$) には吸込み温度は単純上昇の発散系となり、

実際には、吸込み温度があるレベルを越えると、冷凍サイクルの異常高圧防止措置が働き室外ユニットは運転停止となる。

6.5 実験方法

実験の目的は、一定風向・風速 (解析モデル) において出現した空調機室外ユニットの吸込み温度上昇結果と風向・風速変動のある実設置環境下で生じる吸込み温度上昇との関係を調べることにある。

実験は、本解析の対象とした実際のビル (福岡市博多区) において行った。試験風洞内での縮小模型実験を実施しなかった理由は、ビル群全体を風洞内に収める為に必要な縮小比 ($1/200 \sim 1/300$) では、空調機室外ユニットの吹出し・吸込み流を実現するのが困難であり、さらに温度測定結果に必要な空間分解能も得難いためである。

測定は、地上風の風向・風速および周囲外気温度、空調機室外ユニットの吸込み・吹出し温度について実施した。地上風の測定は、基準高さ z_R (ビル屋上) に設置した小型三杯風向・風速計 (牧野応用測器製) により行った。風速は、10 分間毎にその間の平均風速および最大風速が記録される。また風向については、前述の 10 分間の測定値が連続的に記録される。温度の測定は、素線径 0.3mm の銅・コンスタンタン熱電対を用い、2~9 階の中央の室外ユニットおよび 6 階の両端の室外ユニットの吸込み・吹出し口気流温度、各階ベランダ両端部の気流温度、および基準温度として 1 階高さにおける気温について実施した。また、これらの測定は、同一の時刻における測定値を得るために、1 台のデータロガーにて測定した。

実験は、1989 年 8 月 3 日~11 日に行ったが、吸排気短絡現象に対して厳しい条件を設定するため、各空調機の室内設定温度を最低温度に設定して連続的に運転が行われるように配慮した。

6.6 実験と解析結果の比較

6.6.1 実環境下におけるビル風の状況

実測による平均風速 (最大瞬間風速) および風向変動の一例として、1989 年 8 月 8 日 12:30~16:30 の結果を図 6-18 および図 6-19 に示す。なお以下では東、西、南、北を E,

W, S, Nで表すことにする。ここで、平均風速は10分間毎に算出された値、最大瞬間風速はこの10分間の最大値であり、風向変動は連続的に記録したものである。図6-18によれば、平均風速が無風または微風と言える状態はない。また平均風速と瞬間最大風速の差も大きいことから風速変動も大きいと思われる。図6-19によれば、風向変動は非常に大きく、平均風向はNW~N~NEの頻度が非常に高い。これは北に博多湾があり、日中は海風が吹くために生じる。ビル風に対する以上の状況は、全実測期間にわたって同様であった。

6・6・2 室外ユニット吸込み温度分布

次に、実験による室外ユニットの吸排気温度と解析結果の比較を図6-20（ベランダ中央部高さ方向分布）および図6-21（6階ベランダ内水平方向分布）に示す。各図において、実験値は測定期間全体にわたる計38回の測定値をまとめて示しており、各々測定時刻の風向が判定できるようにした。ただし実験では、風向は瞬時の方向を示し、風速も特定していない。横軸の丸囲みは実測した階および室外機を示しており、測定値のプロットの横方向の広がり頻度を表す。なお、図6-21のAはベランダ両端の周囲空気温度を表す。さらに各図には解析結果を併記した。ただし、図6-18により地上風が平均的に無風状態とならない事が判明しているため、風向SSE弱風（実線）と風向NNW弱風（破線）時の解析結果を記した。また、実験による温度は、基準温度（1階高さにおける気温）との差を用いて解析条件と同一の外気温度32°Cに補正している。

高さ方向（図6-20）についてみると、実測値の各階の最高温度は上位階ほど吸込み温度が高くなる傾向にある。この傾向は、弱風時のSSW風の場合の解析結果と同じ傾向である。しかし、上位階では吸込み温度に大きいばらつきがみられる。これは、風向と風速によって、下方からの高温排気に覆われる場合とビルBの上方を通りビルAに衝突して下降する低温外気に覆われる場合が生じる事によると考えられる。

水平方向（図6-21）についてみると、実測値は中央のユニットをピークとした凸型分布になっている。これは、一定風向で弱風条件の解析結果（図中の実線または破線）が風向に応じて室外ユニット吸込み温度分布に逆の傾向を示すのと異なる。実測値においては低風速時の凸型分布と風速の速い場合の右上がりまたは左上がりの分布が混在したために

ばらつきが生じたと考えられる。

6・7 結び

隣接ビルとの距離が1.8mと狭い高層ビルの各階に設置された空調機室外機の吸排気短絡に及ぼすビル風の影響について調べた結果、以下の結論が得られた。

(1) 室外ユニットの設置空間が狭くても最適な室外ユニットの設置構造を採用すれば、ビルの谷間に生じるビル風によって吸・排気短絡は回避できることを示した。

(2) 高層ビルに取り囲まれた狭小空間に設置された空調機室外ユニットの運転状況（吸込み温度）は、地上風の風向・風速変動の影響を受けて一定風向・風速のビル風を仮定した室外ユニット吸込み温度の解析結果と異なる傾向となった。しかし、実際の吸込み温度は、異なる風向・風速の条件で数値解析により予測できる吸込み温度の重ね合わせの範囲に分布すると考えられる。

6・8 参考文献

- (1) S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, (1980), McGRAW-HILL BOOK Company.
- (2) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972), Academic Press.
- (3) S. Murakami, A. Mochida and K. Hibi, Int. Symp. on Comput. Fluid Dynamics-Tokyo (1985), 728.
- (4) 村上, 持田, 林, 佐野, 生産研究, 40-7 (1988), 315.
- (5) B.P. Leonard, Comput. Methods Appl. Mech. Eng. 19 (1979), 59.
- (6) 風工学研究所編, ビル風の知識 (1984), 鹿島出版会.
- (7) 古藤・池内・山中・知久, 第23回空気調和・冷凍連合講演会講演論文集 (1989), 129.
- (8) 古藤・山中・片山・知久, 第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1990), 652.
- (9) 古藤・山中・片山, 機論投稿中.

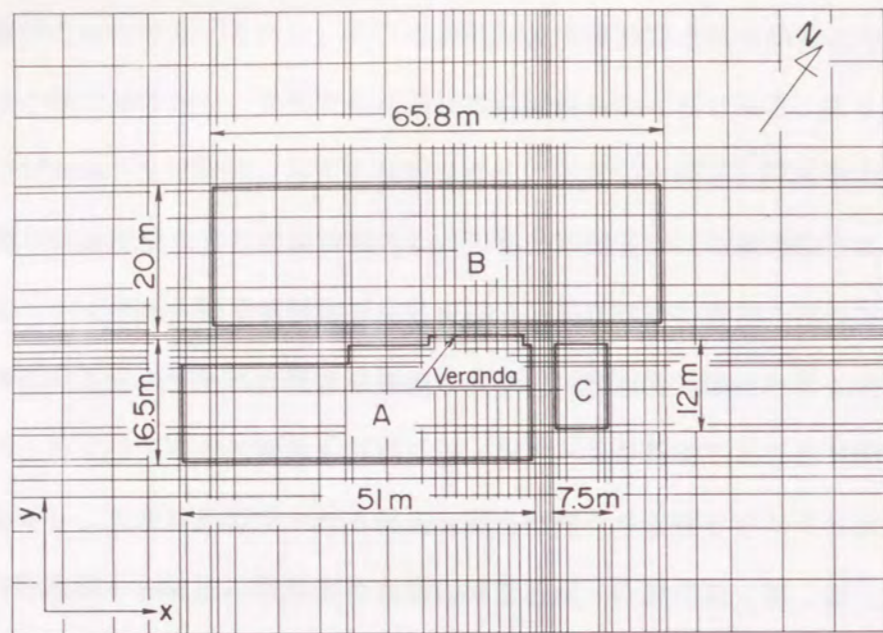


図6-1 ビル群解析モデル(平面図)

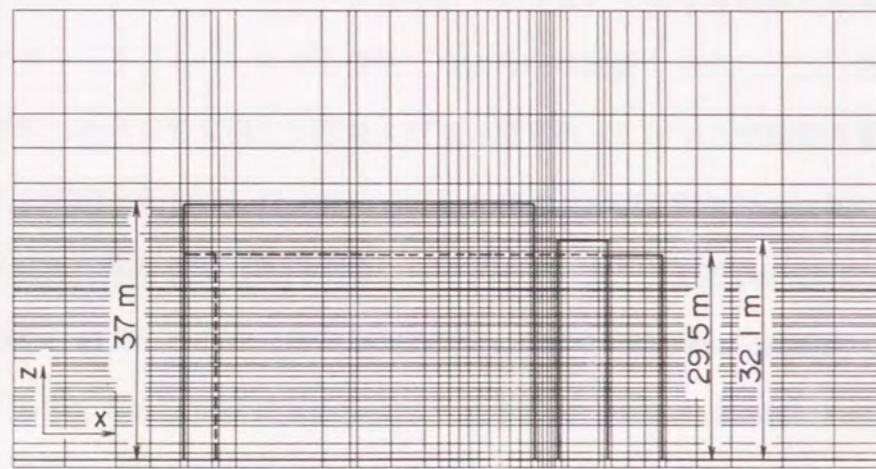


図6-2 ビル群解析モデル(立面図)

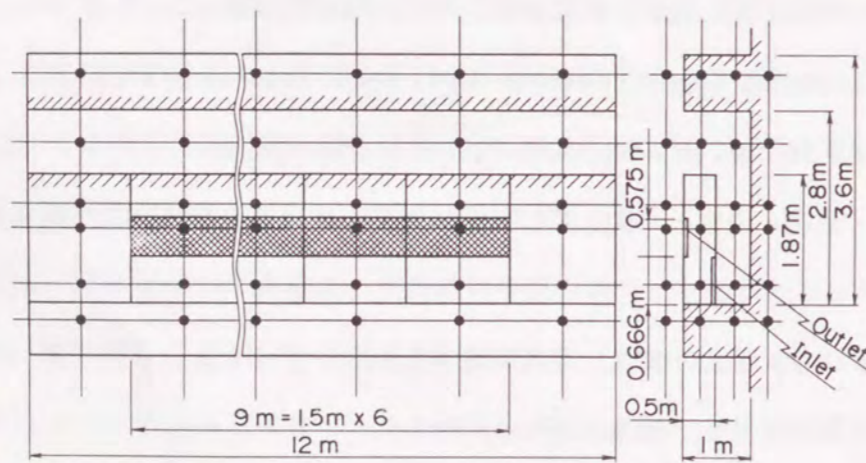


図6-3 設備ベランダ及び室外機の解析モデル

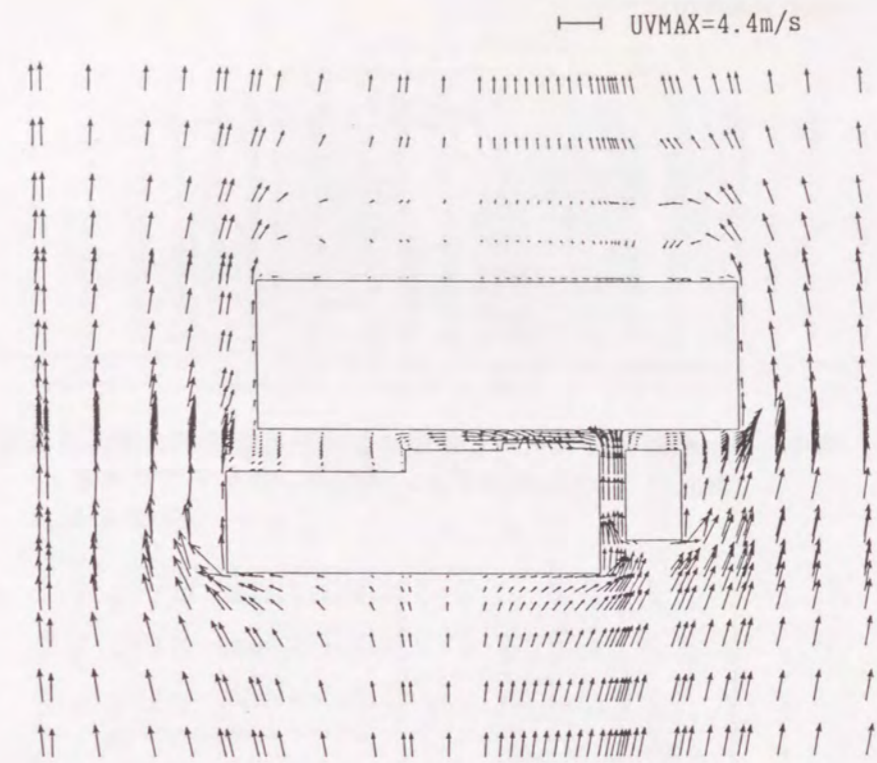


図6-4 40秒後の6階室外機吸込み口を含む水平断面内の速度ベクトル図 ($v_R=3.76\text{m/s}$, 南南東)

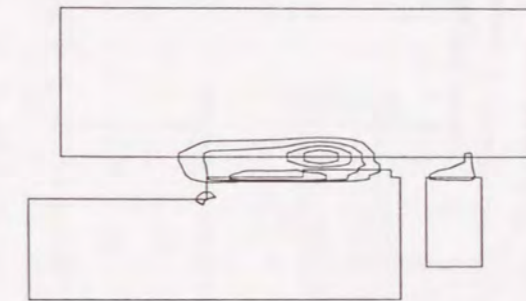


図6-5 40秒後の6階室外機吸込み口を含む水平断面内の等温度線図 ($v_R=3.76\text{m/s}$, 南南東, $\Delta T=3\text{deg}$)

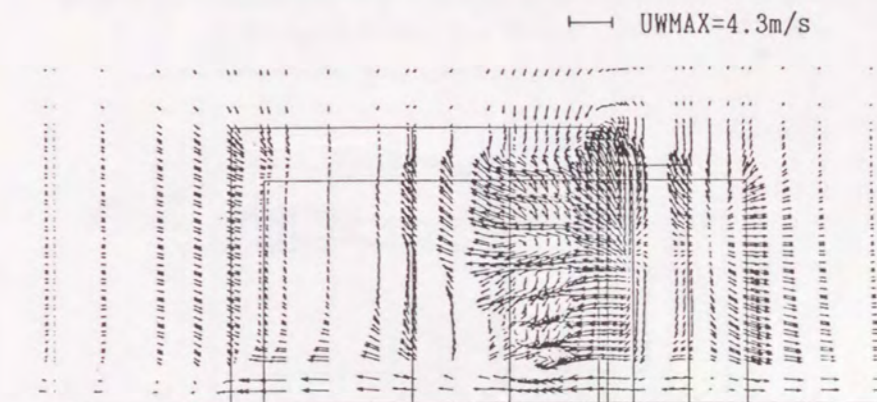


図6-6 40秒後のA-Bビル間の中央垂直断面内の速度ベクトル図 ($v_R=3.76\text{m/s}$, 南南東)

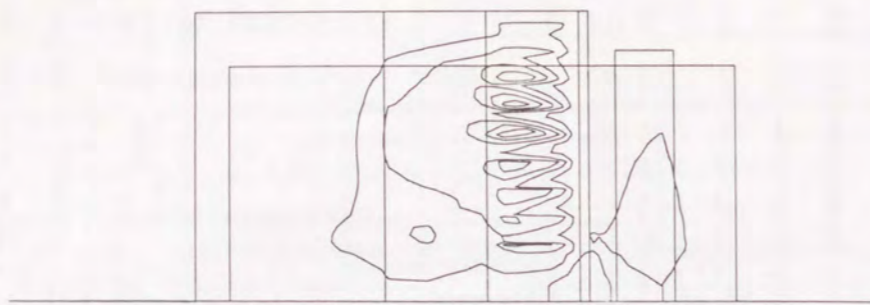


図 6-7 40秒後のA-Bビル間の中央垂直断面内の等温度線図
($v_R=3.76\text{m/s}$, 南南東, $\Delta T=3\text{deg}$)

UVMAX=4.4m/s

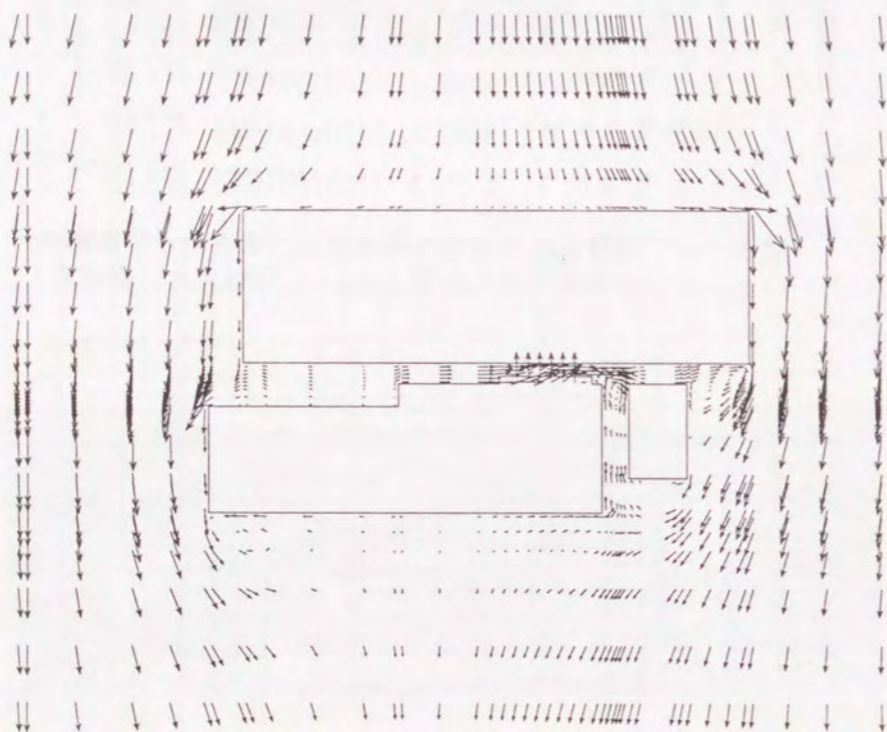


図 6-8 40秒後の6階室外機吸込み口を含む水平断面内の速度ベクトル図 ($v_R=3.76\text{m/s}$, 北北西)

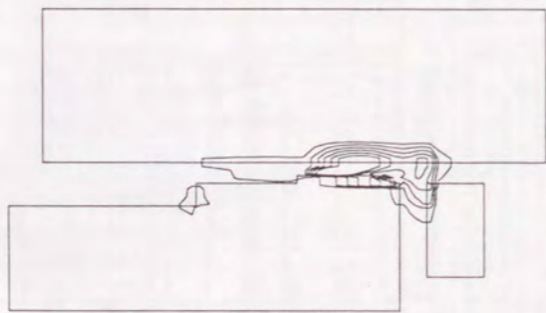


図 6-9 40秒後の6階室外機吸込み口を含む水平断面内の等温度線図
($v_R=3.76\text{m/s}$, 北北西, $\Delta T=3\text{deg}$)

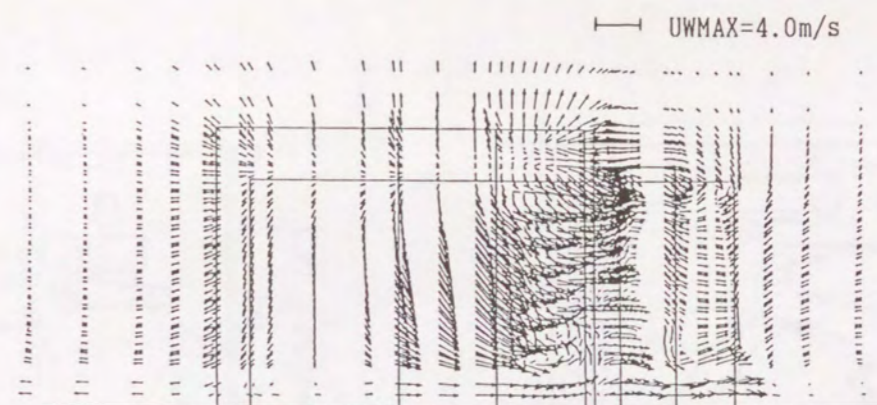


図 6-10 40秒後のA-Bビル間の中央垂直断面内の速度ベクトル図 ($v_R=3.76\text{m/s}$, 北北西)

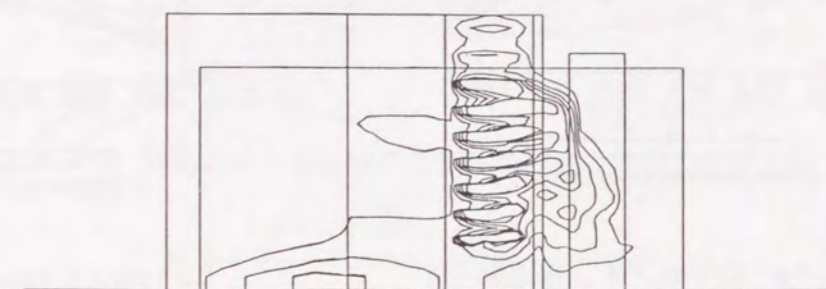


図 6-11 40秒後のA-Bビル間の中央垂直断面内の等温度線図
($v_R=3.76\text{m/s}$, 北北西, $\Delta T=3\text{deg}$)

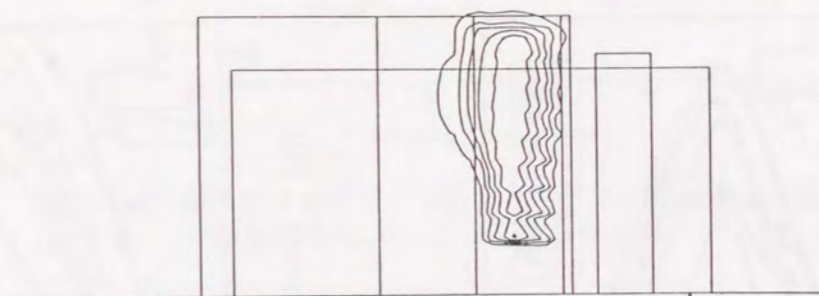


図 6-12 40秒後のA-Bビル間の中央垂直断面内の等温度線図
($v_R=0.63\text{m/s}$, 南南東, $\Delta T=3\text{deg}$)

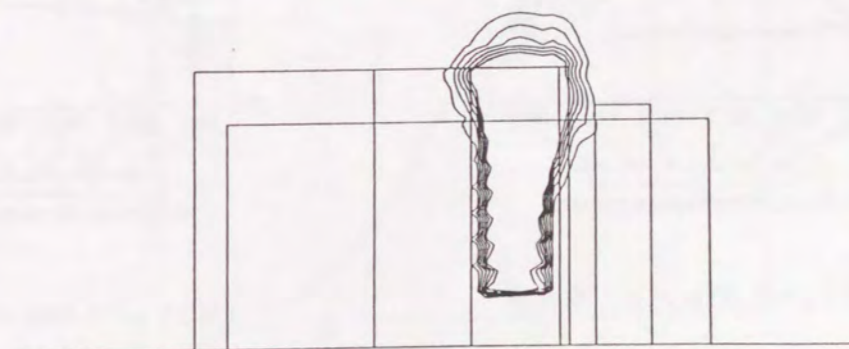
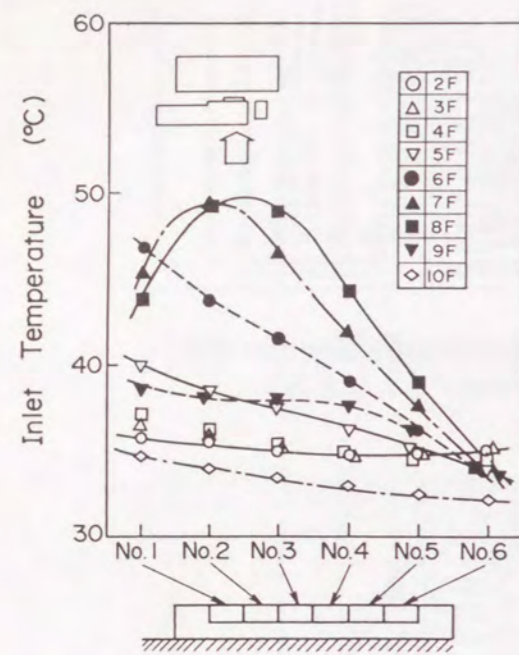
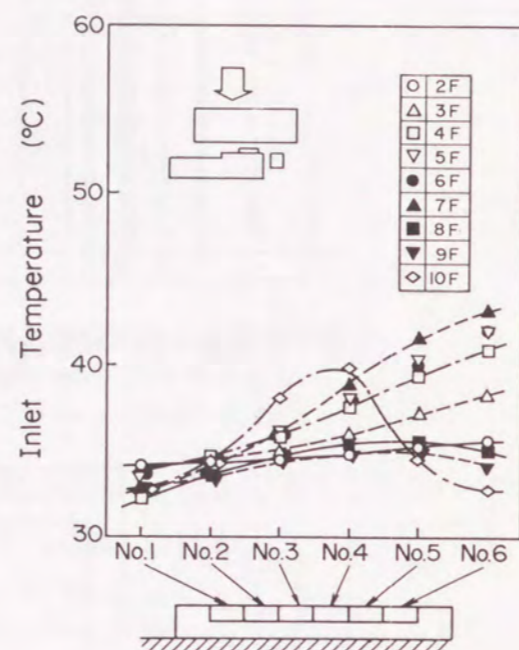


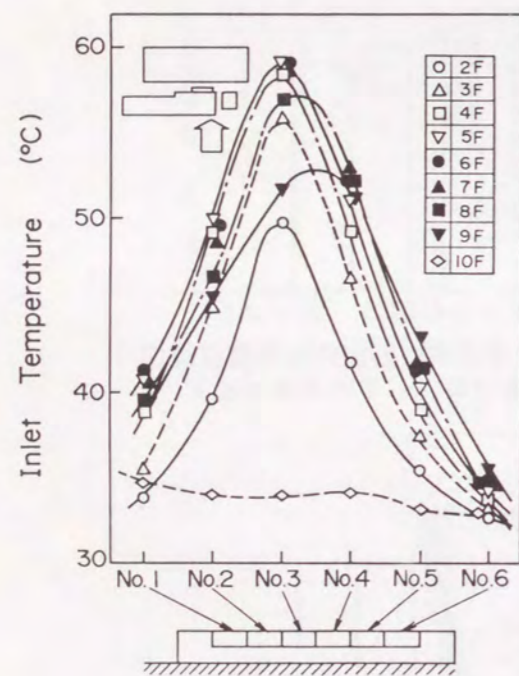
図 6-13 40秒後のA-Bビル間の中央垂直断面内の等温度線図
($v_R=0.63\text{m/s}$, 北北西, $\Delta T=3\text{deg}$)



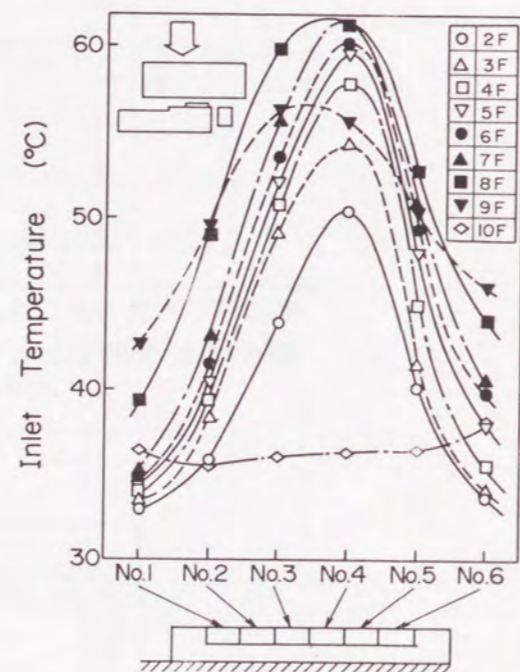
(a) $v_R = 3.76 \text{ m/s}$, 南南東



(b) $v_R = 3.76 \text{ m/s}$, 北北西

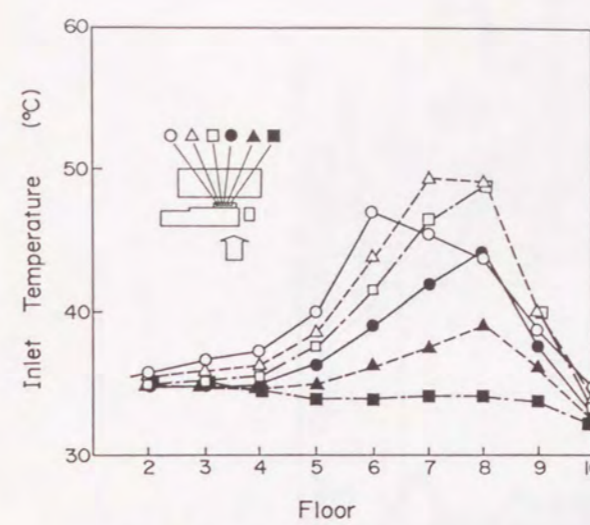


(c) $v_R = 0.63 \text{ m/s}$, 南南東

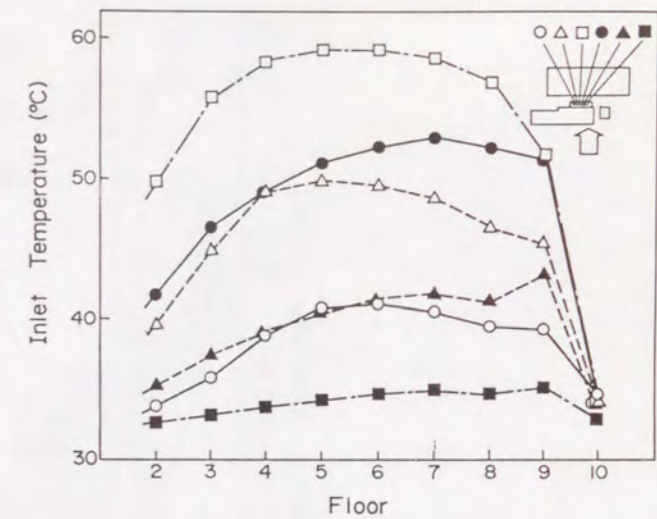


(d) $v_R = 0.63 \text{ m/s}$, 北北西

図6-14 解析による40秒後の各室外機吸込み温度の水平方向分布



(a) $v_R = 3.76 \text{ m/s}$, 南南東



(b) $v_R = 0.63 \text{ m/s}$, 南南東

図6-15 解析による40秒後の各室外機吸込み温度の垂直方向分布

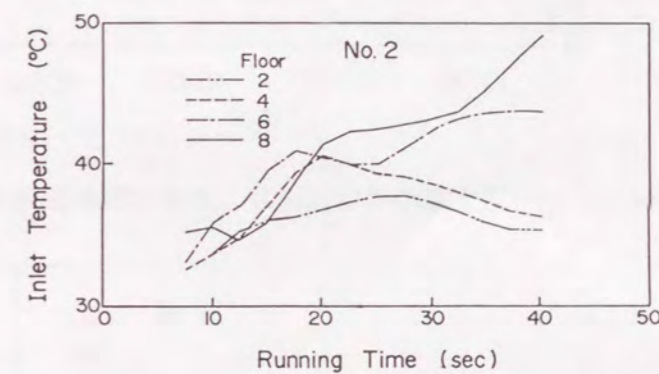


図6-16 解析によるNo. 2位置における室外機吸込み温度の時間推移 ($v_R = 3.76 \text{ m/s}$, 南南東)

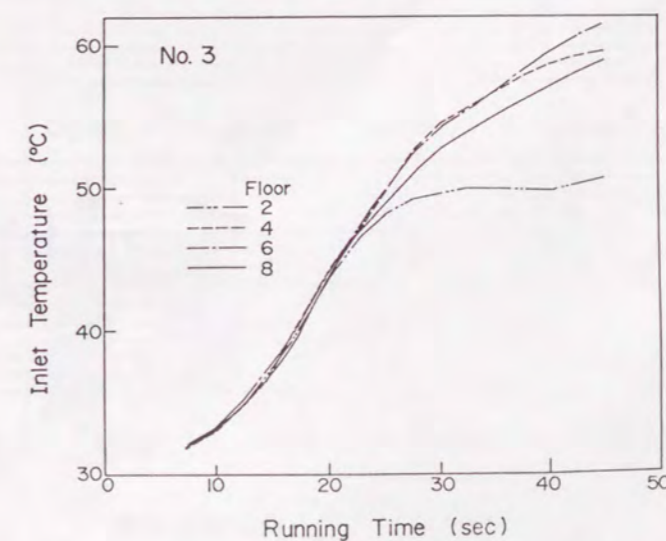


図6-17 解析によるNo. 3位置における室外機吸込み温度の時間推移 ($v_R = 0.63 \text{ m/s}$, 南南東)

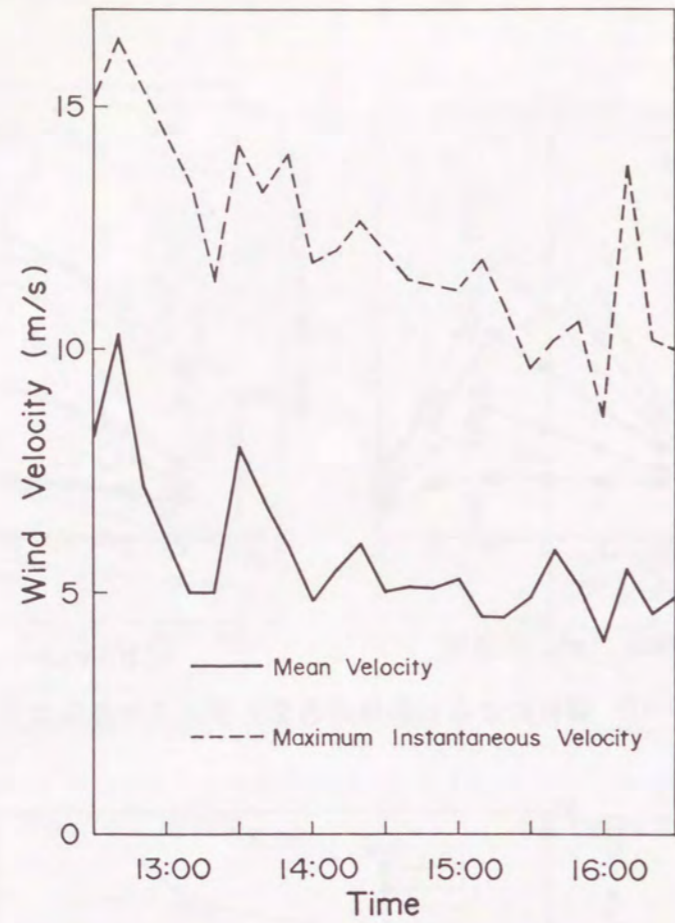


図6-18 地上風の平均風速および最大瞬間風速の変化

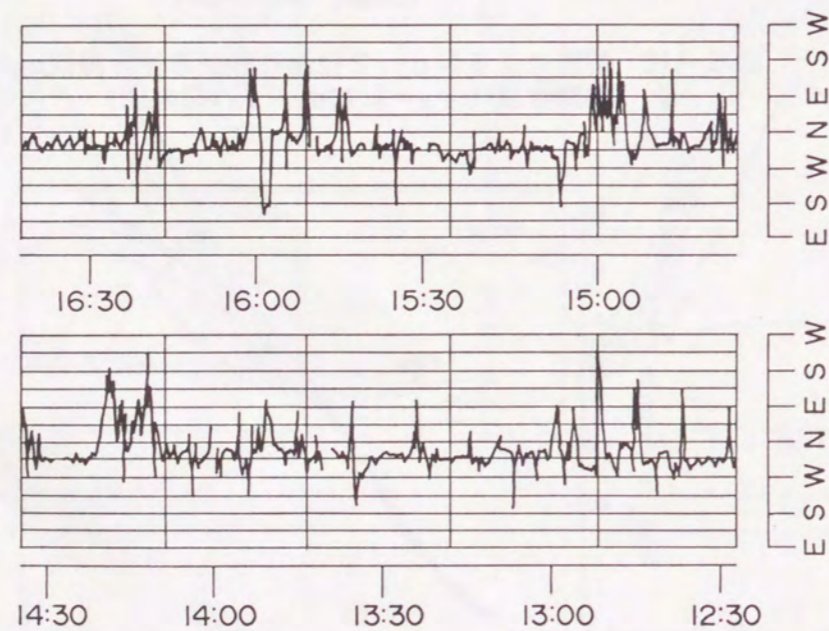


図6-19 地上風の風向変動

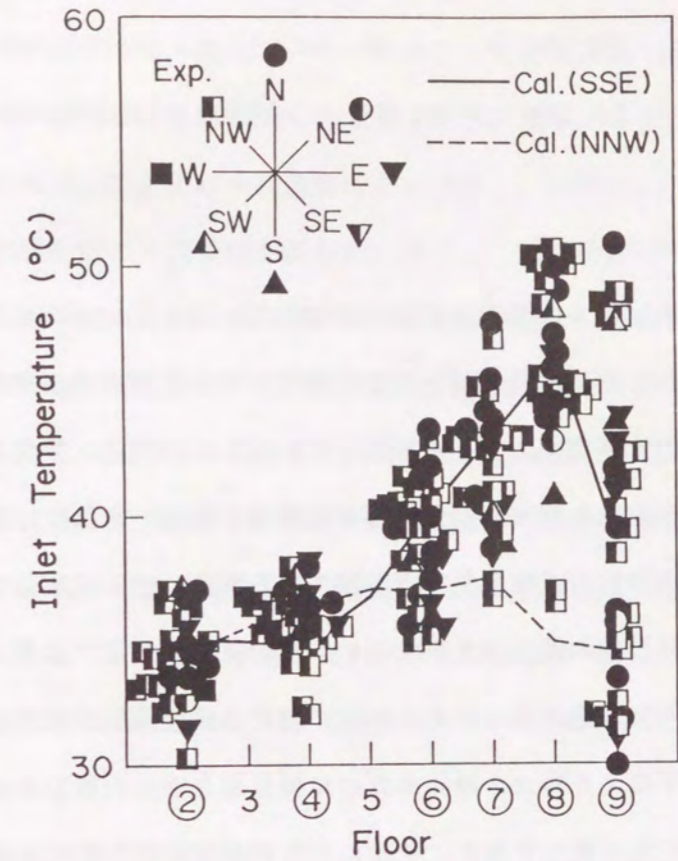


図6-20 室外ユニット吸込み温度の高さ方向分布 (ベランダ中央部, ○印は実測階を示す)

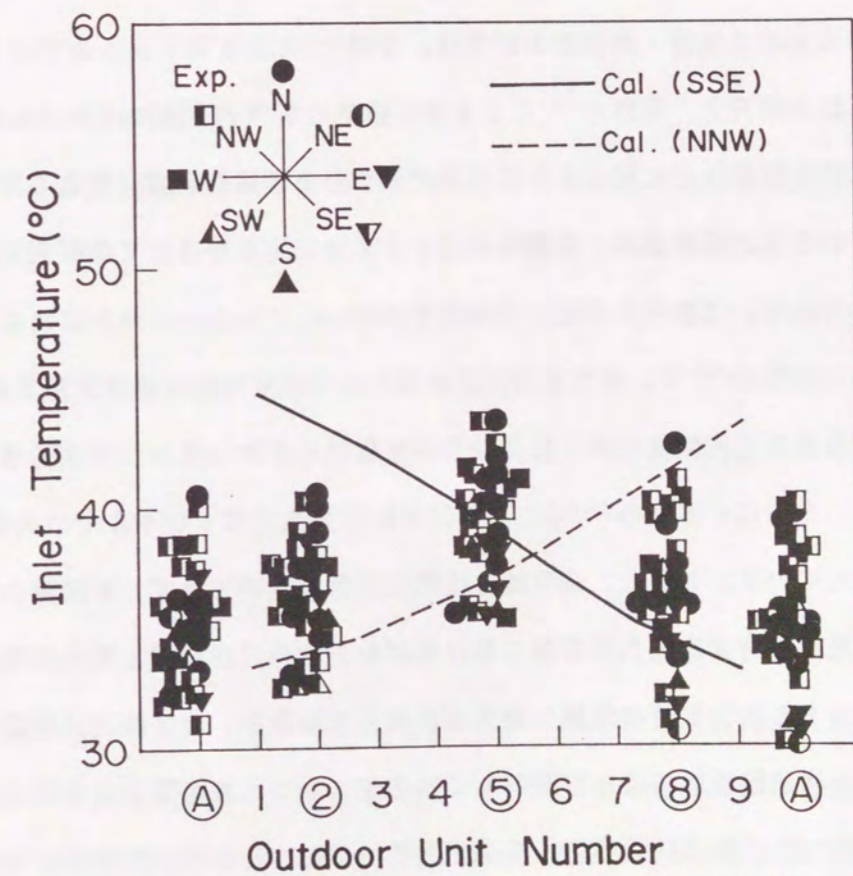


図6-21 室外ユニット吸込み温度の水平方向分布

第7章 道路トンネル内の火災時換気 における熱・煙・気流解析

7・1 まえがき

近年、自動車道路トンネルは高速道路網の発達に伴い長大化の傾向にある。従来長大トンネルでは、トンネル断面の車道空間天井部に換気ダクトを設け換気用空気が垂直下向き（横断面方向）に吹出す横流換気方式を採用している。この場合、換気風は車道内横断面方向に流れるため、自動車の排ガス換気に要する時間を短縮でき換気の運用も比較的容易である。しかし、横流換気方式は換気ダクトが占める部分の土木工事および換気設備に多額の費用を要し、換気設備の運用コストも高い。そのため、最近では長大トンネルにおいても、建設費が低く換気運用の省エネルギー化が図れる縦流換気方式が用いられることが多く、平常時の自動車による排ガス換気のために換気風を車道内縦方向に流している。しかし、トンネル内で火災が発生すると、火災による煙が換気風と共にトンネル内に広く拡散して避難環境が確保できなくなる恐れがある。このため、換気設計にあたって火災時における空気や煙の流動を十分把握しておく必要がある。

トンネル内火災時の気流・煙流動の研究は、吉田¹⁾による実トンネルでの火災実験に代表される実験的研究と、北原ら²⁾による強制換気のないトンネルにおける熱気流の層状流動の相似性の研究などに代表される実験に基づいた理論的研究に支えられてきた。しかし、これらの手法の問題点は、実験や火災テストを想定し得る全ての状況に対して応用できないことである。これらの問題点を解決すべく、シミュレーションによる研究も最近行われている。大橋ら³⁾は、排気半横流式トンネルでの平常時の排ガス換気の問題を、自動車走行による車道内空気のかく乱を軸方向拡散として取り入れ、一次元濃度方程式により解析した。さらに、水野ら⁴⁾はこの手法を縦流換気方式トンネルでの火災時の煙流動予測に適用している。しかし、火災時には熱の影響が無視できず、火災源の発熱量が大きい場合は温度成層や二次流れを考慮しなければならない。さらに、Kumarら⁵⁾は、縦流換気方式トンネルの火災時の気流・熱・ガス成分の流動を、火災源における一段燃焼モデルを含めた三次元数値解析により解明しているが、トンネル断面を長方形としていること、トンネル内での避難には煙濃度の予測が必要であることなどの問題点を残している。

本研究の目的は、縦流換気方式トンネルにおける火災時の気流・煙流動を熱流体数値解析により明確にし、最適な換気制御法を確立することにある。まず、模型トンネル床面に加熱板を設けた換気流加熱実験に本数値解析法を適用し、解析結果と実験結果を比較することにより本数値解析法の予測精度を調べた。次に、この数値解析手法に基づき、火災時における人の避難と密接な関係のある煙の流動状況の予測を行った。火災による熱や煙の発生を扱う火災モデルとして熱および煙の発生量を容易に設定できるガソリン火皿火災モデルを導入し、トンネル火災時の煙流動を解析した。さらに、トンネル火災換気システムの検証および制御には、煙層の高さと煙の先端位置を予測し得る煙流動シミュレータが必要である。そこで、火災時の煙流動状況を予測し得る、計算時間と記憶容量の点で実用的な簡易解析モデルとして、発熱を考慮しない一次元煙流動モデル、二次元無限平行平板モデル、および三次元長方形断面モデルの予測精度について検討した。

7・2 基礎式および数値解析手法

火災モデルとしては、条件設定が容易な火皿火災モデルを採用する。火災により発生する煙濃度の分布は、煙濃度の保存式を解いて煙の発生・対流拡散移動を予測し求める。

7・2・1 トンネル解析モデル

図7-1は、模型自動車トンネルのモデルの図である。トンネルの断面は、半径 $R=85.5\text{mm}$ の水平円筒の下端を切断した形状になっている。トンネル内には、ガソリン火皿火災を想定した火皿（ $150\text{mm}\times 96\text{mm}$ ）が設けられている。換気風は矢印方向に一定速度（ 0.7m/s ）で流れている。座標系は直角座標系とし、図7-1に示す様に原点を O とし、トンネル軸方向に x 軸、 x 軸と垂直で水平方向に y 軸、鉛直方向に z 軸を各々定める。

7・2・2 基礎式

次に、本研究では火災発生以後の気流の様子を非定常的に予測する必要性から、非定常三次元乱流数値計算を行う。座標系は、直角座標系を用いた。基礎式は、連続の式、 x 、 y 、 z 方向の各運動量保存式、エネルギー保存式、煙濃度の保存式、ならびに $k-\epsilon$ 二方程式モデル⁶⁾のための乱れエネルギー k およびその散逸速度 ϵ の保存式である。これら

の基礎式は全て一般化して表すことができ、第2章の式(2-33)により表せる。詳細は第2章に述べている。

7・2・3 火皿火災モデル

火災における燃焼は、火皿表面の1メッシュ空気側の格子点に対して燃焼による発熱と発煙を仮定して、エネルギー保存式および煙濃度保存式の生成項 S_n 、 S_{cv} を与える事により模擬した。ここでは、燃焼による化学反応の結果としての分子数の増加を考慮していないが、炭化水素が空気と反応した結果生じる分子数の増加はオクタン(C_8H_{18})で約7%と小さく、燃焼による膨脹と比べて無視できるため、本モデルは概ね妥当であると言える。

次に、生成項 S_n 、 S_{cv} の与え方について述べる。 S_n 、 S_{cv} は、前述のとおり計算領域全体では考慮せず、火皿表面1メッシュ空気側のコントロールボリュームに対してのみ以下に述べる式を適用する。火皿表面における単位面積当りのガソリン燃焼量を V_G ($m^3/s \cdot 1/m^2$)とし、ガソリンを無鉛ガソリン(密度 $\rho_G = 7 \times 10^2 kg/m^3$)とする。燃料1kg当たりの煙の発生係数を D_C (kg/kg)とすれば、微小面積($\Delta x \cdot \Delta y$)からの煙発生量 CV (kg/s)は式(7-1)の様になる。

$$CV = \rho_G \cdot V_G \cdot D_C \cdot \Delta x \cdot \Delta y \quad \dots\dots\dots (7-1)$$

従って、煙の生成項 S_{cv} は式(7-2)の様になる。

$$S_{cv} = \rho_G \cdot V_G \cdot D_C / \Delta z \quad \dots\dots\dots (7-2)$$

ここで、 Δz ：火皿表面1メッシュ空気側のコントロールボリュームz方向厚さである。さらに、燃料の単位質量当りの発熱量を H_G (kJ/kg)とすれば、微小面積からの発熱量 Q (kJ/s)は、

$$Q = \rho_G \cdot V_G \cdot H_G \cdot \Delta x \cdot \Delta y \quad \dots\dots\dots (7-3)$$

したがって、エンタルピーの生成項 S_n は次式となる。

$$S_n = \rho_G \cdot V_G \cdot H_G / \Delta z \quad \dots\dots\dots (7-4)$$

7・2・4 数値解析方法

以上の基礎式を用いて、差分法により方程式を解いた。差分スキームとしては風上差分と中心差分を組み合わせたHybridスキーム⁶⁷⁾を用いた。解法アルゴリズムはPatankarのSIMPLE法⁶⁸⁾に準じ、収束性を考慮したADI法により解いた。詳細は第3章に記述している。トンネル断面内の格子きざみを図7-2に示す。トンネル断面の曲線は階段状に表現し、格子分割は、x、y、z方向に23×15×18とした。なお、トンネル壁の曲線を階段状に近似した為に生じる壁面の面積の誤差は、6.4%と小さく問題ないと思われる。壁面及び床面に対する境界条件は、速度、 k 、 ϵ については壁関数を、温度については断熱条件を用いた。また、煙の境界条件は全て勾配を0とした。

数値計算においては、非加熱条件にて模型トンネルの助走区間を含めた領域まで解いておき、計算領域の解を初期条件および初期値として加熱条件または火災条件の計算を行った。すなわち、計算領域の上流515mmにおいて入口での速度 $U_{in} = 0.7m/s$ 、乱流エネルギー $k_{in} = 0.005 \cdot u_{in}^2$ 、散逸速度 $\epsilon_{in} = C_D \cdot k^{3/2} / (0.03R)$ を一様に与えて非加熱条件の計算を行った。

7・3 数値計算結果の予測精度の検証⁶⁹⁾

数値計算結果の予測精度の検証のため、ガソリン火皿の代わりに加熱板を用いた模型トンネルによる換気流加熱実験結果との比較を行って検証した。

7・3・1 実験装置及び計測

模型トンネル実験装置を、図7-3に示す。トンネル風洞は内径171mmφ、全長16.9mの亚克力製パイプ(一部テストセクションは耐熱性のパイレックスガラス製)からなり、換気風は一端からブロワによりx軸正方向に一定速度で送風される。助走部は20メッシュのスクリーン、およびセルサイズ9mm風路長40mmの整流ハニカムを配している。換気風速は0.7m/sとしたが、非加熱時のレイノルズ数は7300であった。加熱板はヒータを埋め込み周囲を断熱した銅ブロックより成り、200°Cの一定温度に制御されている。

テストセクション各部の寸法は図7-1と同様であり、座標系はテストセクション入口に原点O、図7-3の様にx軸を、図7-2のようにy軸、z軸を各々定める。

実験と数値計算は同一条件で行い、換気風の風速 \bar{u} および温度Tについては中心断面上(x-z面, y=0)にて測定した。風速の測定はレーザドップラー流速計を用い、シーディング粒子としてグリセリンミストを用いた。なお、テストセクションのバイレックスガラスの肉厚は7mmあり、流速測定時の光線の屈折による測定位置のずれを補正している。また、気流温度は、素線径 $\phi 0.2\text{mm}$ のクロメル・アルメル熱電対を用いて測定した。

7.3.2 数値解析結果と実験結果の比較

非加熱の場合に、流れが定常になった際の中心断面上(x-z面, y=0)の速度分布の実験結果と計算結果の比較を図7-4に示す。図より、計算結果は実験値を良く予測できていることが分かる。

加熱条件は、非加熱の場合の計算領域の解を初期条件として解いた。加熱の場合に、流れが定常状態になった際の中心断面上(y=0)の速度分布の実験結果と計算結果の比較を図7-5に、中心断面上の温度分布の実験結果と計算結果の比較を図7-6に各々示した。図より、速度分布・温度分布共に計算結果と実験値は比較的良く一致している。しかし、床面近傍の温度分布において計算結果と実験結果の間に若干の差異が認められる。原因としては、床面上の速度、温度境界層に現実より大きな乱流粘性係数が与えられたと考えられ、低Re数k- ϵ モデル⁽⁹⁾を壁面まで適用することで、更に精度の向上が期待できる。しかし標準のk- ϵ モデルと壁関数の使用により速度分布、温度分布共にほぼ満足できる精度の予測が得られたと考える。

また、定性的には、換気風主流に及ぼす加熱の影響は大きく、速度分布は自然対流により天井付近がふくらんで変形し、温度境界層厚さは大きくなっている。

7.4 三次元数値解析による煙流動状況の解明⁽¹¹⁾

計算条件は、換気風速 V_{in} を 0.7m/s 、燃料が無鉛ガソリンであるとして発熱量 H_0 を 48600kJ/kg 、自動車火災であるとして煙の発生係数 D_0 を $0.240(\text{kg/kg})$ とし、火皿表面におけるガソリンの単位面積当りの燃焼量 V_0 を 1.25×10^{-7} , 1.25×10^{-5} , 2.50

$\times 10^{-5}$, $3.74 \times 10^{-5}(\text{m}^3/\text{s} \cdot 1/\text{m}^2)$ の4種類に変化させた。火皿火災モデルに関する条件を表7-1に示す。なお、 V_0 は円形火皿の直径dに対してBlinovら⁽⁹⁾により与えられており、同一火皿面積を持つ円形火皿では $2.5 \times 10^{-5}(\text{m}^3/\text{s} \cdot 1/\text{m}^2)$ であるとされているが、ここでは表7-1のような範囲に選んだ。また、表7-1中には火皿全体に対する総発熱量 Q_{total} および煙の総発生量 CV_{total} も併記した。

表7-1 計算条件

Case	1	2	3	4
V_0 ($\text{m}^3/\text{s} \cdot 1/\text{m}^2$)	1.25×10^{-7}	1.25×10^{-5}	2.50×10^{-5}	3.74×10^{-5}
$Q_{TOTAL}(\text{kW})$	0.061	6.163	12.240	18.328
$CV_{TOTAL}(\text{kg/s})$	2.93×10^{-7}	3.05×10^{-5}	6.07×10^{-5}	9.08×10^{-5}

火皿に着火後ステップ状に表7-1に示した条件の発熱・発煙が開始されるとし、流れが定常になった時刻($t=84.3\text{s}$)の断面内速度ベクトル図を図7-7および図7-10、等温度線図を図7-8および図7-11、各断面のトンネル軸方向流速 \bar{u} をその断面内の最大値 \bar{u}_{max} で無次元化した無次元等速度線図を図7-9および図7-12に各々示す。なお、図7-7~図7-9はCase1、図7-10~図7-12はCase3の結果である。また、同時刻の各条件の等煙濃度線図を図7-13~図7-16に示す。

7.4.1 速度ベクトル図による考察

発熱量が大きい場合(Case3)、火皿上に大きな上昇流を生じ(図7-10(a))、 $x=0.5\text{m}$ では上昇流が天井に衝突して左右に流れが分離し(図7-10(b))、 $x=0.8\text{m}$ に達すると上方中心に向かう流れが生じる(図7-10(c))。これをトンネル中心断面上(y=0)で見ると、火災により主流が大きく偏向を受け、上昇流と推移した後成層流となっている(図7-10(d))。発熱量が小さい場合(Case1)、自然対流による上昇流は天井に至らず、後流にいくに従い渦の中心が徐々に上昇している(図7-7)。

7・4・2 等温度線図による考察

発熱量が大きい場合 (Case 3) には, 火皿上に高温の領域が形成され (図 7-11(a), (d)), $x = 0.5 \sim 0.65\text{m}$ では上昇流が天井に衝突・分離して高温の渦領域が左右対称に形成され (図 7-11(b)), $x = 0.8\text{m}$ では温度成層となっている (図 7-11(c)). 発熱量が小さい場合 (Case 1), 温度分布はトンネル内壁に沿って広がる一様拡散的流動となっている (図 7-8).

7・4・3 等速度線図による考察

等速度線図によれば以上に述べた現象が更に鮮明になる. 発熱量が大きい場合 (Case 3), 渦が左右対称に分離形成された後成層化していく様子がよくわかる (図 7-12). 発熱量が小さい場合 (Case 1), 自然対流によってトンネル内壁に沿った等高線の下側が持ち上げられ歪んでいるが, 一様拡散的流動として推移している (図 7-9).

7・4・4 等煙濃度線図による考察

発熱量が大きい場合 (Case 3, 4) には, 火皿上に高煙濃度の領域が形成され (図 7-15(a), (d) および 図 7-16(a), (d)), $x = 0.5 \sim 0.65\text{m}$ では上昇流が天井に衝突後分離してできた渦領域に高濃度の煙が滞留して流れ (図 7-15(b) および 図 7-16(b)), $x = 0.8\text{m}$ では成層流となっている (図 7-15(c) および 図 7-16(c)). 発熱量が小さい場合 (Case 1), 煙濃度分布はトンネル内壁に沿って広がる一様拡散的流動となっている (図 7-13). Case 2 では, $x = 0.1 \sim 0.5\text{m}$ において成層状態と一様拡散状態の間の不安定状態にあり, 遷移状態と位置付けることができる (図 7-14).

従ってこれらの現象は, 火皿の発熱量の大きさによって (1) 層状流動, (2) 一様拡散的流動の二つのパターンに大別できる.

7・5 簡易数値解析モデルによる煙流動予測⁽¹²⁾

7・5・1 一次元煙流動モデル

発熱を考慮しない一次元対流数値計算法⁽⁴⁾に沿って計算した結果を前述の三次元数値

解析による結果と比較した. 従来用いられている発熱を考慮しない一次元煙濃度保存式を式 (7-5) に示す.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial C}{\partial x} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + q \quad \dots\dots\dots (7-5)$$

ここで, C は煙濃度 (kg/m^3), D は軸方向拡散係数 (m^2/s) であり本論文では交通換気 (自動車の通行による換気の促進) がないので零である⁽⁴⁾. また, q は煙の生成項 ($\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$) であり, 次式で定義される値を火皿の存在するコントロールボリュームに対してのみ与える.

$$q = \frac{C V_{\text{TOTAL}}}{A r \cdot (\Delta x)_i} \quad \dots\dots\dots (7-6)$$

ここで, $C V_{\text{TOTAL}}$ は煙の発生量 (kg/s) であり, 表 7-1 により与えられる. また $A r$ はトンネル断面積 (m^2), $(\Delta x)_i$ は一次元格子きざみ幅である.

さらに, 前述の三次元数値解析によって得られた煙濃度分布は, 式 (7-7) により $y-z$ 面内で面積加重平均操作を施して一次元化した.

$$C_i = \frac{\sum \sum C_{i,j,k} \cdot (\Delta y)_j \cdot (\Delta z)_k}{\sum \sum (\Delta y)_j \cdot (\Delta z)_k} \quad \dots\dots\dots (7-7)$$

ここで, i, j, k は各々 x, y, z 方向の格子点番号であり, 格子点 (i, j, k) における煙濃度は $C_{i,j,k}$, $(\Delta y)_j$, $(\Delta z)_k$ は各々コントロールボリュームの y, z 方向長さである. また C_i は一次元化した煙濃度である.

式 (7-5) の一次元数値計算による煙濃度分布は, ガソリンの燃焼速度 V_G の大きさによらず 図 7-17 に示す同一形状となり, 図中の C_{max} の値を表 7-2 に示す. また, 式 (7-7) の操作により一次元化した三次元数値計算による煙濃度分布を 図 7-18 に示した.

表7-2 C_{max}の値

Case	V _g (m ³ /s · l/m ²)	C _{max} (kg/m ³)
1	1.25 × 10 ⁻⁷	2.67 × 10 ⁻⁵
2	1.25 × 10 ⁻⁵	2.77 × 10 ⁻³
3	2.50 × 10 ⁻⁵	5.52 × 10 ⁻³
4	3.74 × 10 ⁻⁵	8.26 × 10 ⁻³

一次元煙流動モデルによる煙濃度分布(図7-17)は、発熱による換気流の膨脹や断面内二次流れが考慮されていないためガソリン燃焼量V_gに依存せず同一形状になり、濃度の絶対値のみガソリン燃焼量に比例して増加している。定常状態におけるx=0.2m以降では、煙濃度が一定になっているが、このモデルは煙が断面内で完全に一様拡散された状況を扱っている事による。

発熱量が小さく一様拡散的流動である場合(Case1)では、一次元化した三次元数値計算結果(図7-18(a))を一次元数値計算結果(図7-17)と比較すると、時間のオーダが異なるがx=0.2m以降の煙濃度値や分布形状はほぼ同じである。時間のオーダが異なる原因は、三次元数値計算では火災が生じてから温度上昇を経て流れが定常になるまでに時間を要するためと考えられる。これに対して発熱量が大きく層状流動である場合(Case3および4)では、一次元化した三次元数値計算結果(図7-18(c)および(d))を一次元数値計算結果(図7-17)と比較すると、煙濃度の値が低く、分布形状は後流になる程減衰している。三次元数値計算では、煙が火皿上に形成された上昇流により高速で上昇した後、天井付近程濃度の高い層状流動となり、その高濃度煙層のトンネル軸方向対流速度が下層の領域に比較して非常に大きいため、煙濃度を断面内で面積荷重平均すると一次元数値計算結果より低い値になったと考えられる。

従って一次元煙流動モデルによれば、火災現場の発熱量が非常に小さい場合にのみ予測が可能であり、一般の火災時の予測は困難である。

7・5・2 二次元無限平行平板モデル

二次元無限平行平板モデルは、トンネル壁との摩擦により生じる圧損と、火災による発熱がトンネル壁に吸熱される際の伝熱面積を等価的に扱う為、トンネルの等価直径と無限平行平板の等価直径を合わせ、平板間距離を65mmとした。基礎式は、式(2-33)を2次元化して用いた。格子分割は、三次元数値計算とx方向に同一、z方向に同程度の格子間隔を持つ等間隔刻みとした。格子分割数はx、z方向に各々N_x×N_z=23×15とした。

更に、比較の為に前述の三次元数値解析によって得られた煙濃度分布は、式(7-8)によりy軸方向にコントロールボリュームy方向辺長で荷重平均を施して二次元化した。

$$C_{i,x} = \frac{\sum C_{i,j,k} \cdot (\Delta y)_j}{\sum (\Delta y)_j} \dots\dots\dots (7-8)$$

二次元無限平行平板モデルによる煙濃度分布の時間変化を、図7-19(Case1)及び図7-20(Case3)に示した。発熱量が小さく一様拡散的流動である場合(Case1)では、二次元無限平行平板モデルによる煙濃度分布(図7-19)は二次元化した三次元数値計算結果(図7-21)と良く一致している。これに対し、発熱量が大きく層状流動である場合(Case3)では、二次元無限平行平板モデルによる煙濃度分布(図7-20)は二次元化した三次元数値計算結果(図7-22)において見られた層状流動には至らず、トンネル床面程濃度の高い逆層状流動になっている。

この原因を図7-23に示した概念図により説明する。即ち火皿上での発熱による自然対流により高濃度領域(図中A)が上昇する(a)。その上流側は換気風の慣性力により加圧されるのに対して、下流側は負圧(図中B)になって更に下流の空気を巻き込もうとするが、換気風に逆らって十分な空気の供給が行えないため、高濃度領域は床面に付着する(b)。更に高濃度領域が下流へ広がる際、この領域が高温である間は自然対流による上昇が生じ(c)、同様の原因で床面に付着する。結局、これらの現象が繰り返されて定常状態(d)となる。即ち、図7-22の様な層状流動状態となるには、断面内二次流れによる下流側の負圧領域への空気の供給が必要であり、三次元的な流動を考慮しなければならないと思われる。

7・5・3 三次元長方形断面モデル

簡易三次元モデルとして形状の簡易な長方形断面モデルを用いる。ここでも、トンネルの等価直径と長方形ダクトの等価直径を合わせている。図7-24に解析モデルを示すが、Type 1~3は総格子数を36に固定してy, z方向の分割数の比を変えた場合、Type 4はType 3のz方向分割数を増加した場合である。x方向の分割数は4タイプ共に三次元計算と同じく23とした。なお、ここでは層状流動化する条件について検討する。三次元長方形断面モデルによる定常状態における煙濃度の分布を図7-25~図7-28(各々Type 1~4)に示す。

格子分割数を増加すれば、予測精度が向上することは言うまでもない。しかし、解析モデルとして三次元的流動を考慮する必要性が明らかになった今、総格子数をいかに削減できるかが実用的なシミュレータ実現のポイントである。Type 1~3は、総メッシュ数を固定して、y, z方向の分割数比を変えた場合であり、特にType 3はy方向格子数を最大限減少させて、煙の上昇パスと下降パスの二経路のみを設けた場合である。Type 1~3はいずれも層状流動が予測できており、y方向格子数を4本、y方向にコントロールボリュームを2個設けるだけで良いことが分かる。さらに、Type 1~4は順にz方向格子数を増加させた結果であるが、z方向格子数の増加に伴い火皿直上の煙濃度、下流における煙濃度の減衰、層状化するx方向位置などが三次元数値計算結果(図7-15)に近づき、予測精度が向上している。すなわち、層状流動を予測するには三次元的な流動を考慮しなければならないが、y軸方向には格子数を4本、コントロールボリュームを2個設ければ三次元的流動を予測でき、煙濃度の予測精度との兼ね合いでz方向格子数を決定すれば良いことが分かる。

7・6 結び

自動車道路トンネル内火災時における煙の流動予測について検討した結果、次の結論が得られた。

(1) 模型トンネル床面に加熱板を設けた換気流加熱実験に本数値解析法を適用し、解析結果と実験結果を比較することにより、本数値解析法が十分な予測精度を持つことを示した。

(2) 火災による熱や煙の発生を扱う火災モデルとして熱及び煙の発生量を容易に設定で

きるガソリン火皿火災モデルを導入し、トンネル火災時の煙流動を解析した結果、煙の流動は火災源の発熱量により層状流動と一様拡散的流動の二つに分類できることを示した。

さらに、火災時の煙流動状況を予測し得る、計算時間と記憶容量の点で実用的な簡易解析モデルの予測精度について検討した結果次の結論が得られた。

(3) 発熱を考慮しない一次元煙流動モデルによれば、火災現場の発熱量が非常に小さい場合の一様拡散的流動のみ予測が可能であり、発熱を伴う一般の火災時の層状流動及び一様拡散的流動の予測が困難であり、特に断面内に高煙濃度領域が偏在する層状流動においては現実の煙流動とはかなり異なることが明らかになった

(4) 二次元平行平板モデルによれば一様拡散的流動する様子は精度良く予測することができるが、層状流動する様子は予測できない。

(5) 層状流動を予測するには三次元的な断面内二次流れを考慮することが必要で、その為には断面内のy軸方向に上昇と下降の二経路の差分要素を設けるだけで大幅な改良ができる。更に、断面内に $N_y \times N_z = 4 \times 9$ の差分格子を設けた等価直径を有する長方形断面モデルによれば、一様拡散流動と層状流動の精度の良い予測が可能となり、それに要する計算時間はCPU時間は三次元数値計算の約1/10となった。

7・7 参考文献

- (1) 吉田, 火災, 33-4 (昭58), 1.
- (2) 北原・梅津, 日本火災学会論文集, 34-1 (昭59), 7.
- (3) 大橋・市川・榎本, 機論, 50-449, B (昭59), 237.
- (4) A. Mizuno, H. Ohashi, I. Nakahori and N. Okubo, Proceeding 5th International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, (1985), 77, BHRA.
- (5) S. Kumer and G. Cox, Proceeding 5th International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, (1985), 61, BHRA.
- (6) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972), Academic Press.
- (7) S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, (1980), McGRAW-HILL

BOOK Company.

- (8) V.I. Blinov and G.K. Kudyakov, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 113 (1957), 1094.
- (9) 例えば, W.P. Jones and B.E. Launder, Int. J. Heat Mass Transfer, 15 (1972), 301.
- (10) 古藤・山中, 機論, 53-494, B (昭62), 2937.
- (11) 古藤・山中, 機論, 53-494, B (昭62), 2944.
- (12) S. Kotoh and G. Yamanaka, Proc. ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conf. Vol.5 (1991), 347.

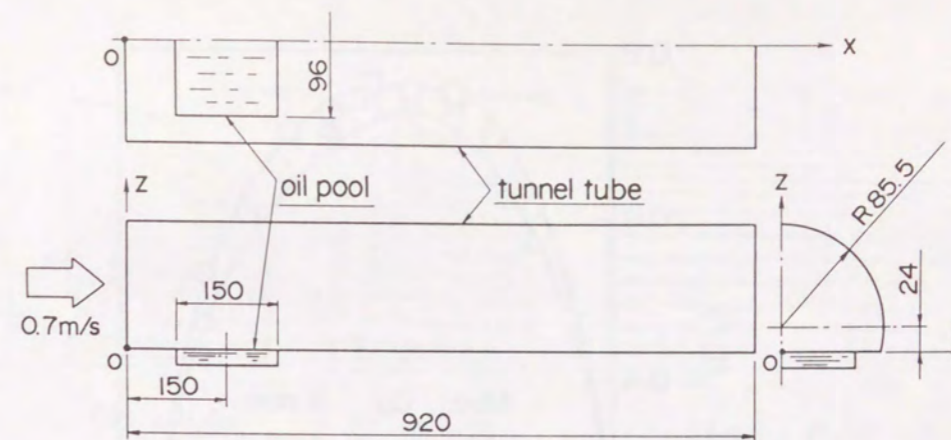


図7-1 モデル道路トンネル

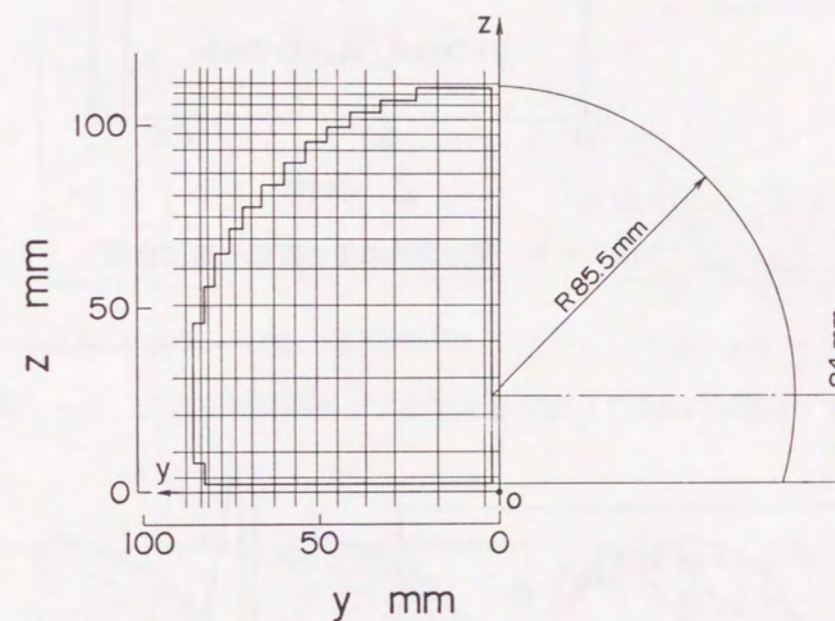


図7-2 トンネル断面内格子きざみ

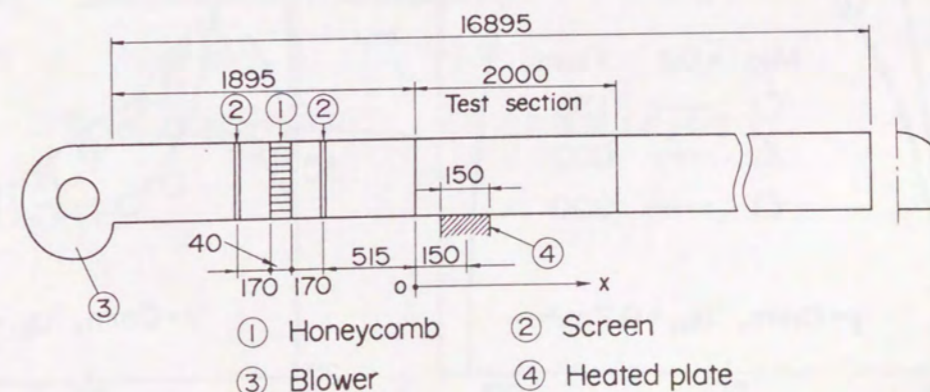


図7-3 模型トンネル実験装置

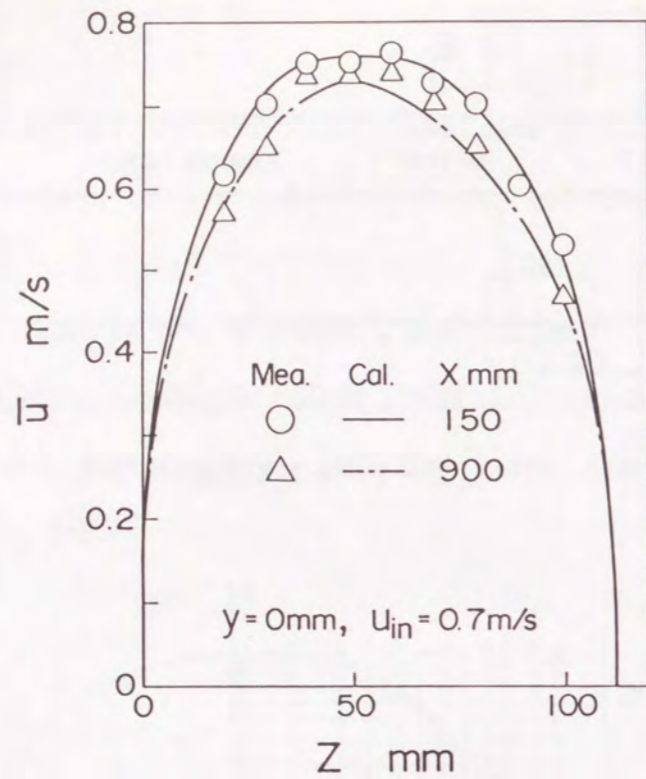


図7-4 非加熱時の中心断面上速度分布

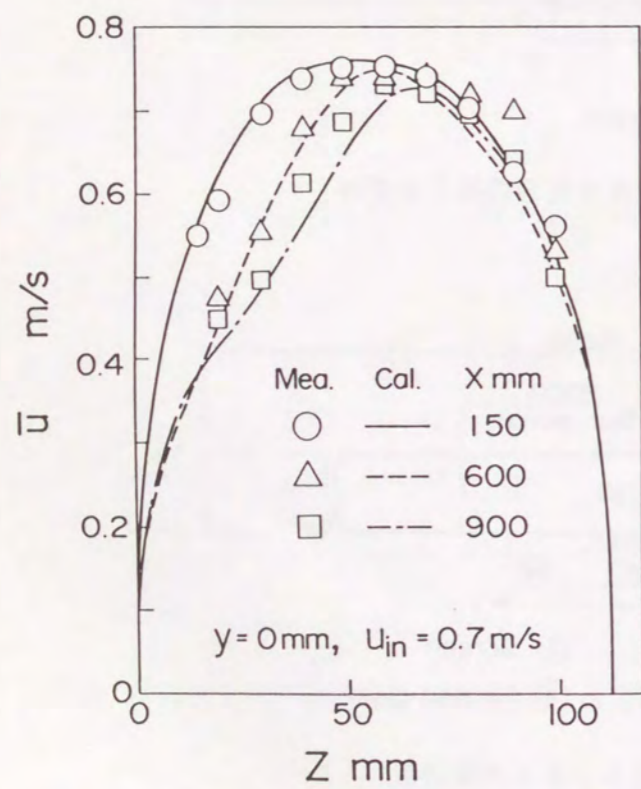


図7-5 加熱時の中心断面上速度分布

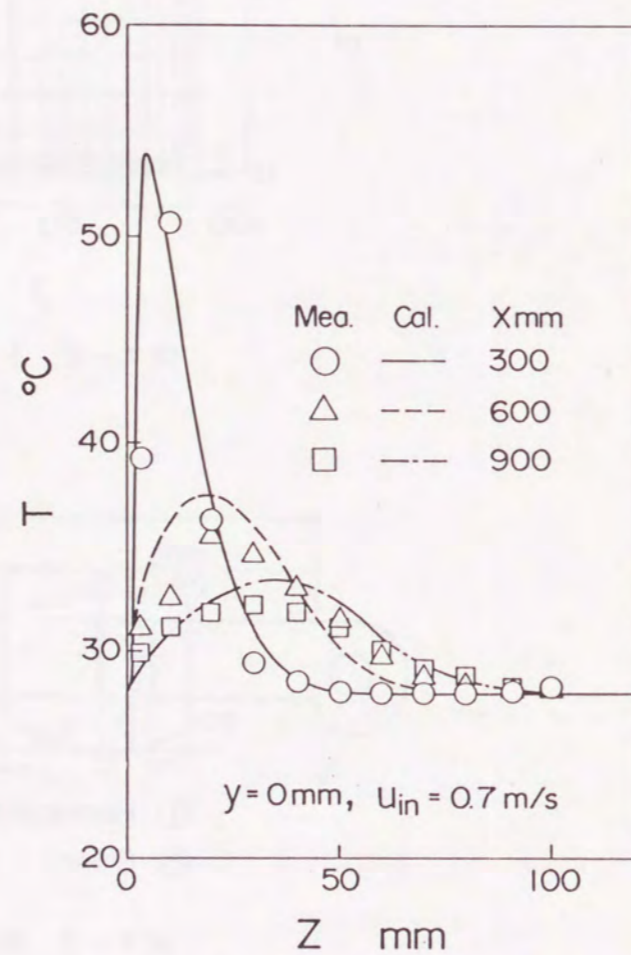


図7-6 加熱時の中心断面上温度分布

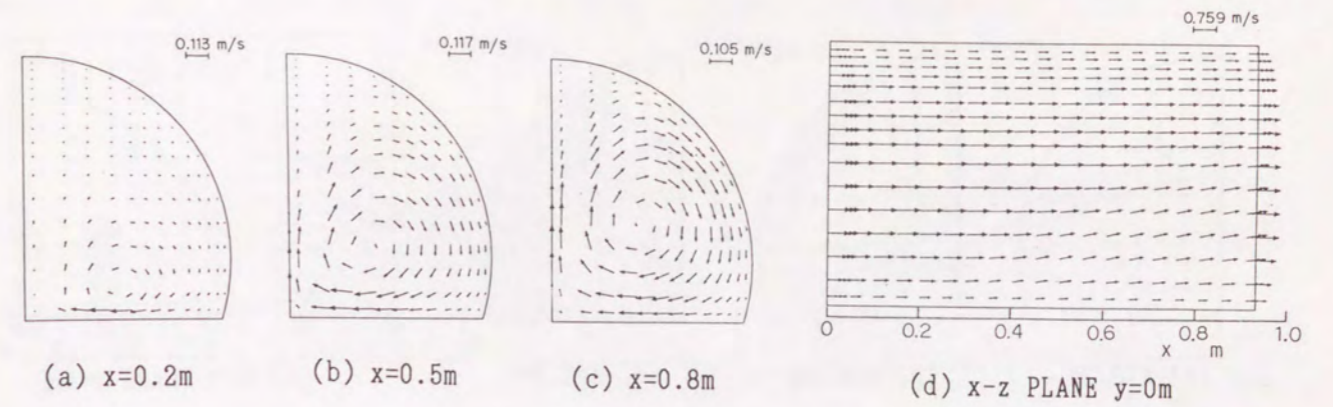


図7-7 三次元数値解析による速度ベクトル図 (Case 1)

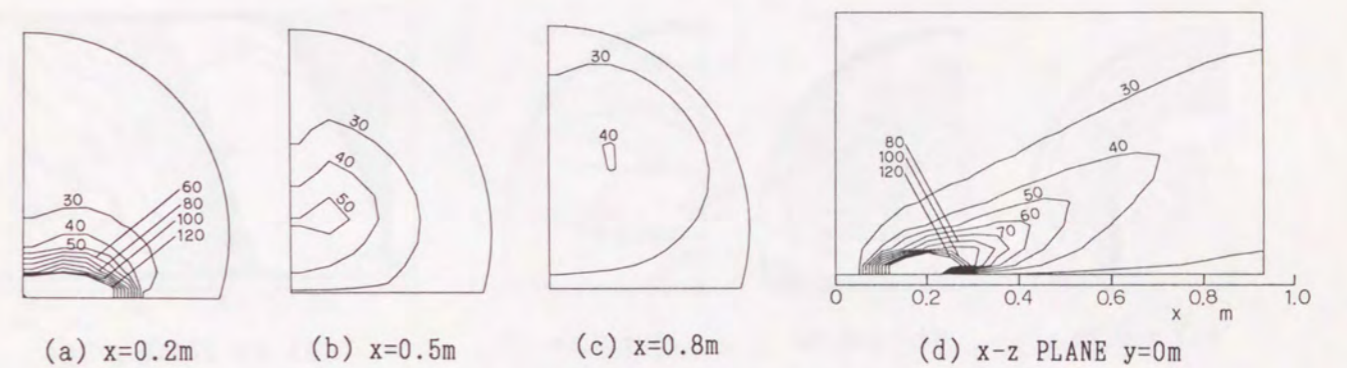


図7-8 三次元数値解析による等温度線図 (Case 1, 単位: °C)

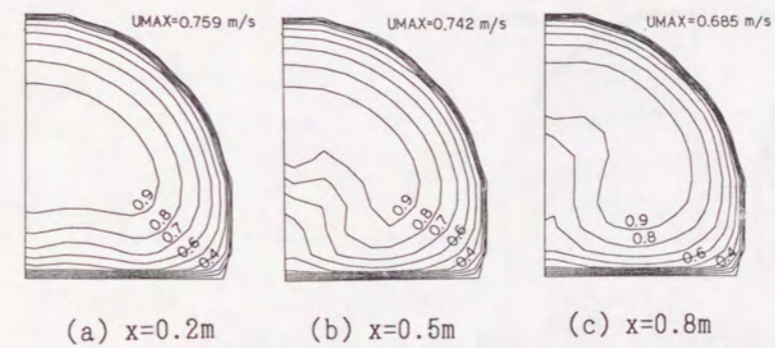


図7-9 三次元数値解析による等速度線図 (Case 1)

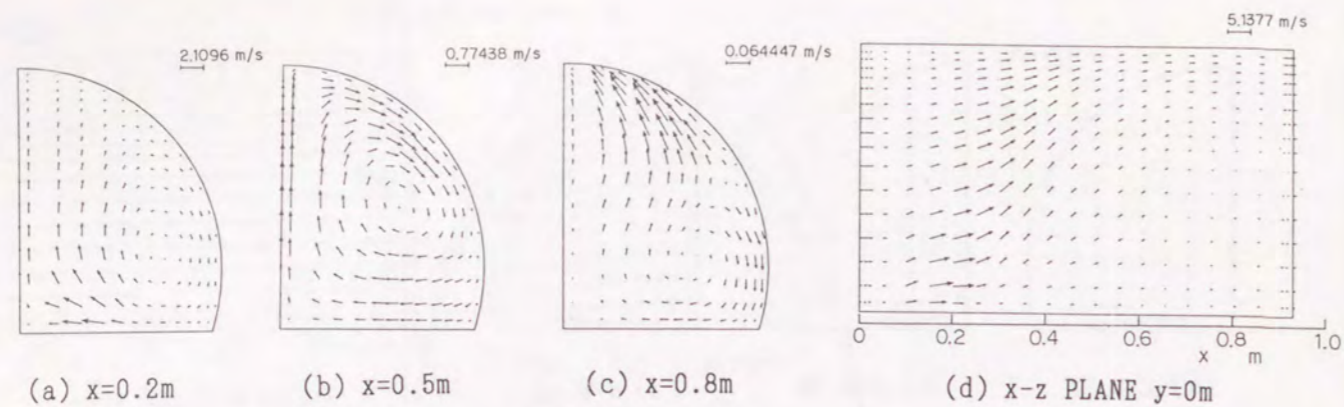


図7-10 三次元数値解析による速度ベクトル図 (Case 3)

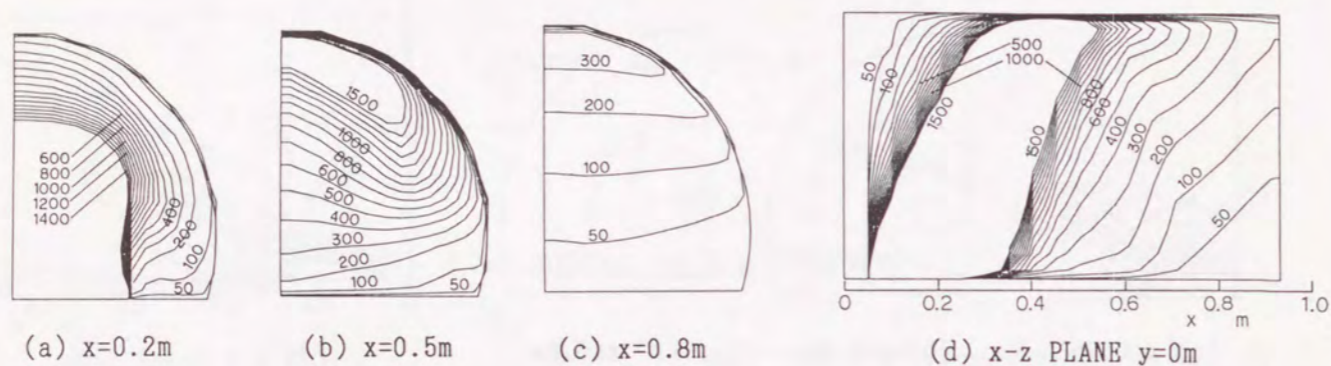


図7-11 三次元数値解析による等温度線図 (Case 3, 単位: °C)

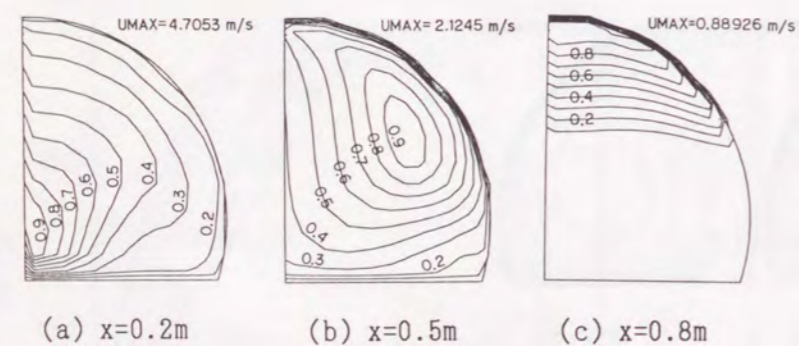


図7-12 三次元数値解析による等速度線図 (Case 3)

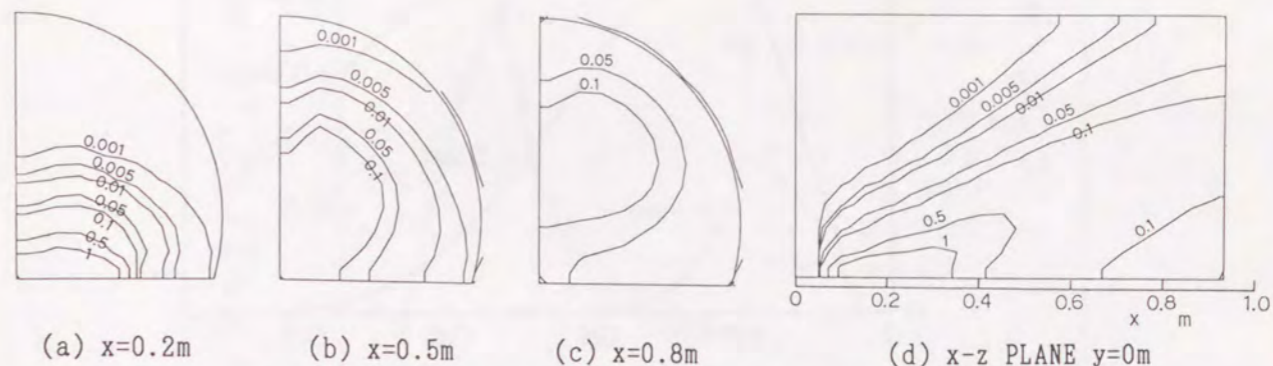


図7-13 三次元数値解析による等煙濃度線図 (Case 1, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

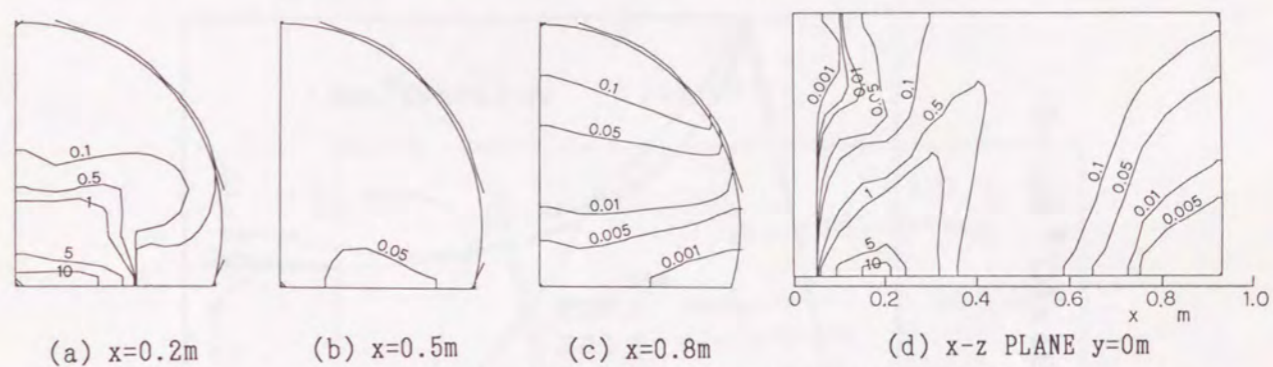


図7-14 三次元数値解析による等煙濃度線図 (Case 2, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

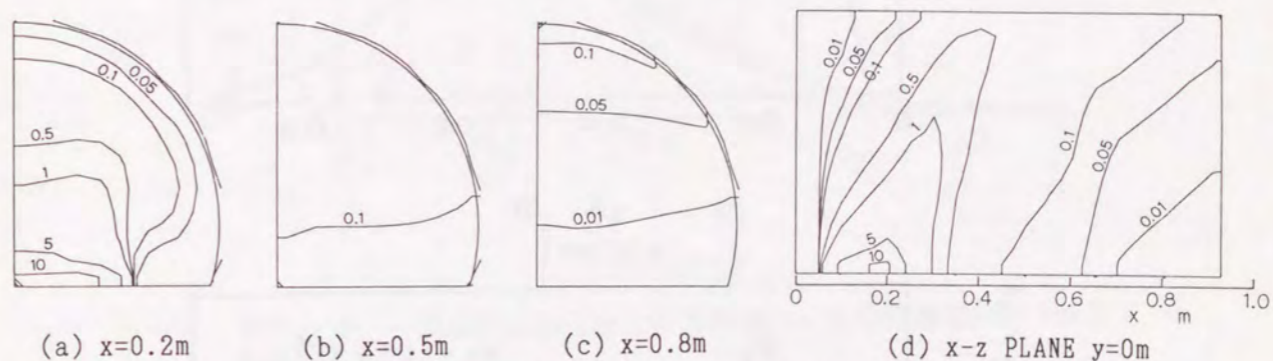


図7-15 三次元数値解析による等煙濃度線図 (Case 3, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

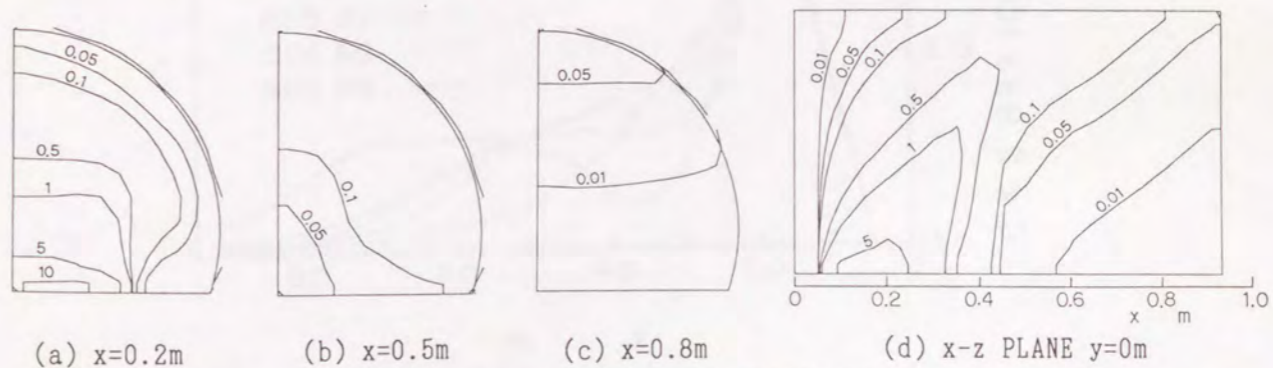


図7-16 三次元数値解析による等煙濃度線図 (Case 4, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

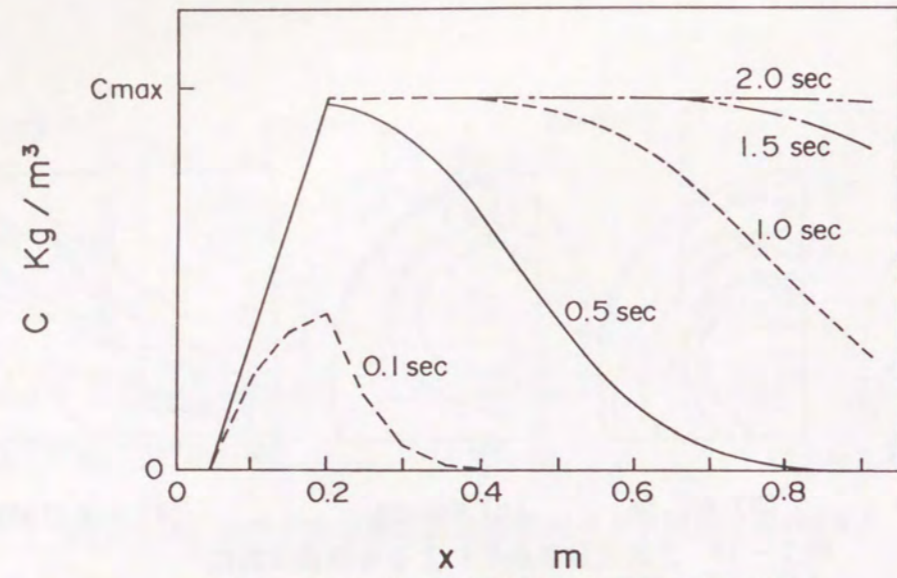
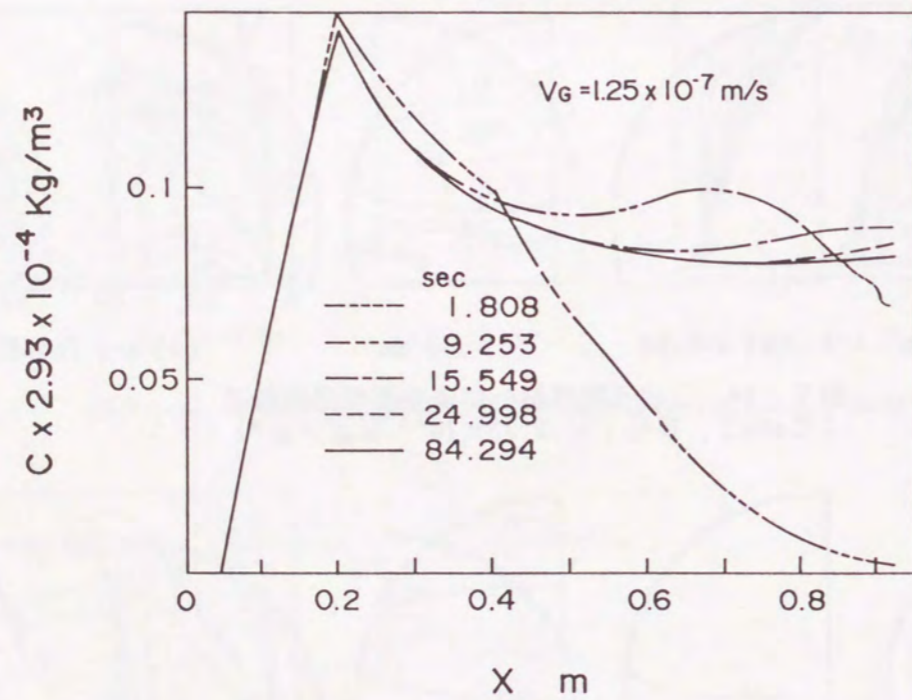
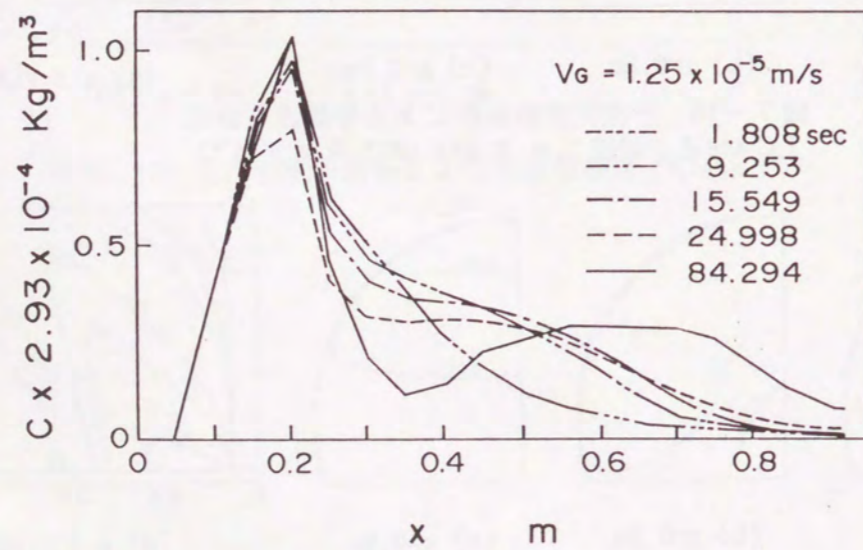


図7-17 一次元数値解析による等煙濃度線図

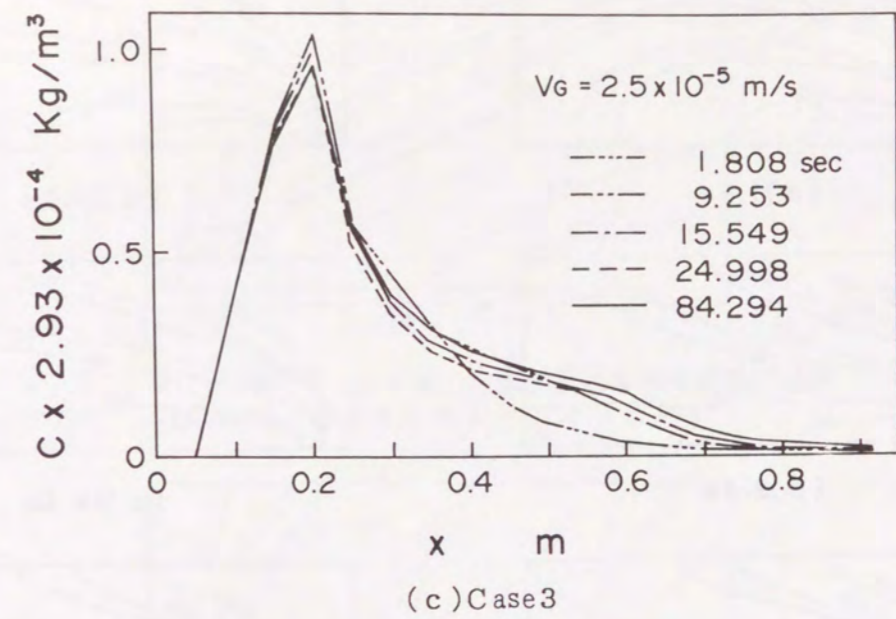


(a) Case 1

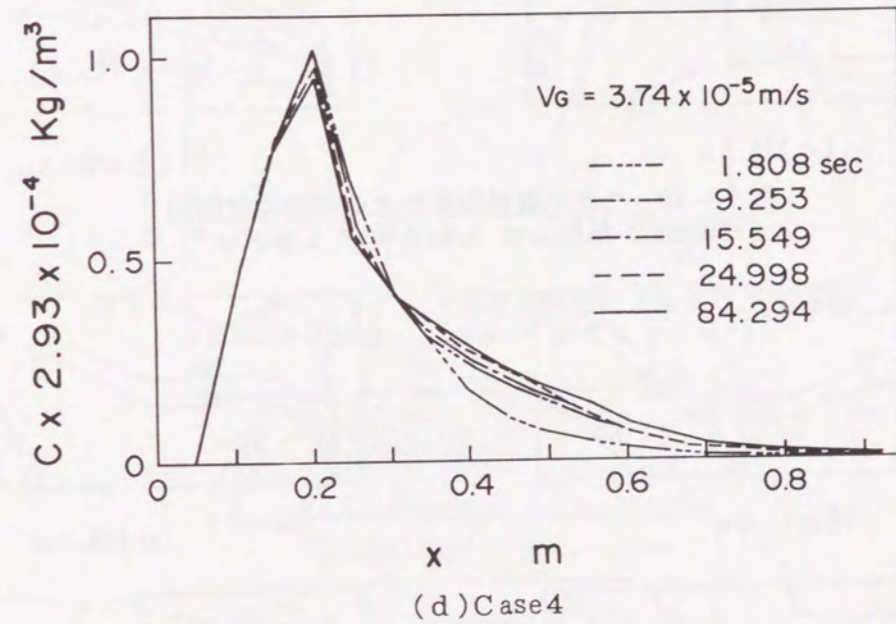


(b) Case 2

図7-18 一次元化した三次元数値解析による等煙濃度線図



(c) Case 3



(d) Case 4

図7-18 一次元化した三次元数値解析による等煙濃度線図 (続き)

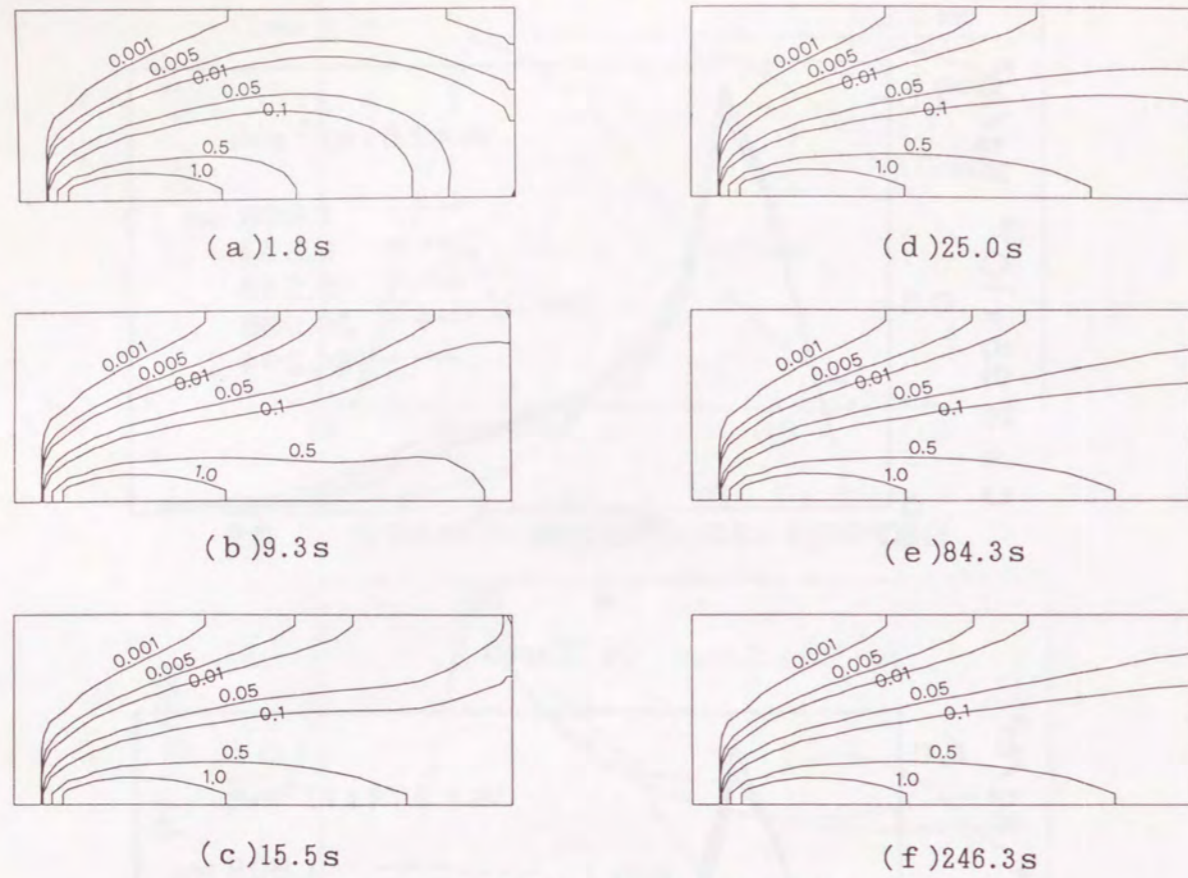


図7-19 二次元数値解析による等煙濃度線図
(Case 1, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

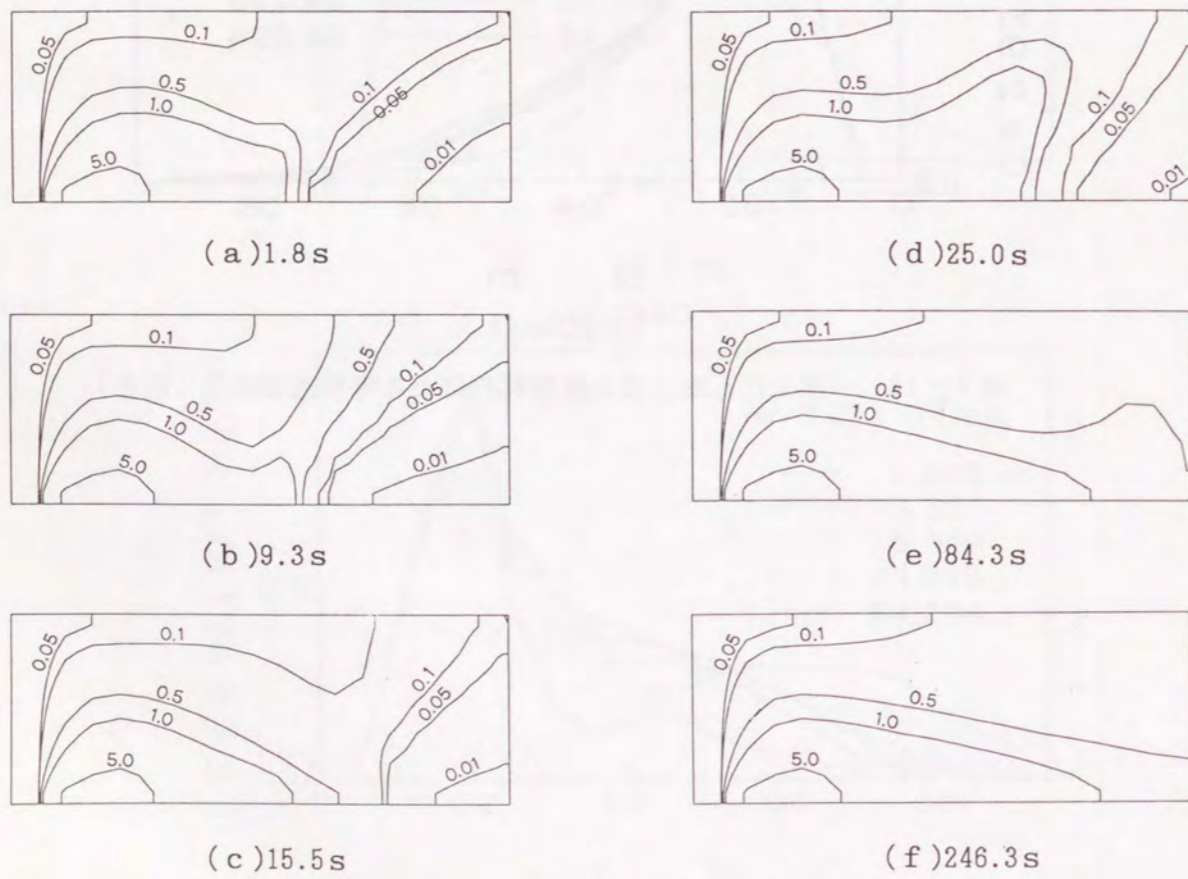


図7-20 二次元数値解析による等煙濃度線図
(Case 3, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

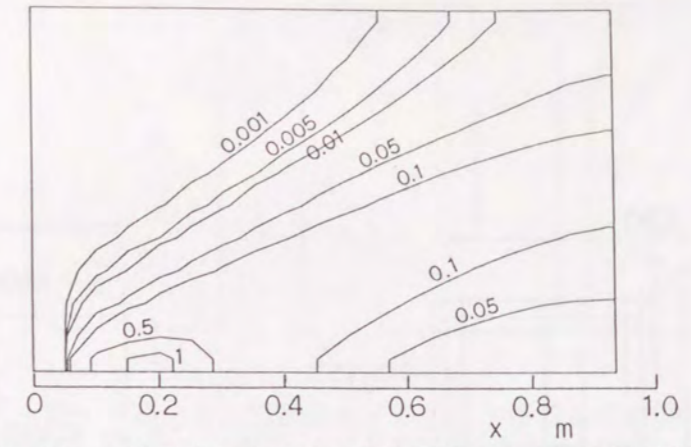


図7-21 二次元化した三次元数値解析による等煙濃度線図
(Case 1, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

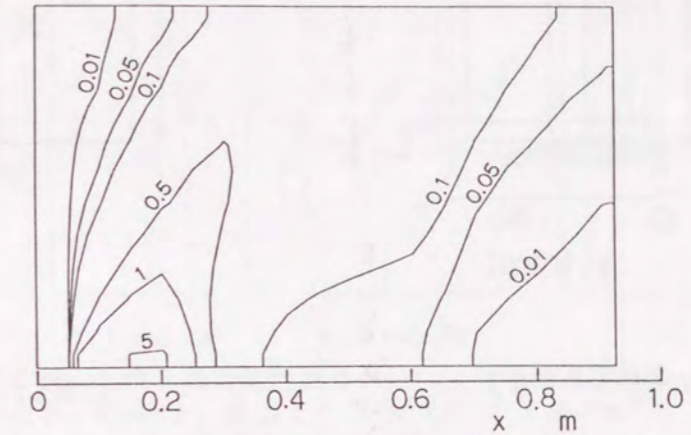


図7-22 二次元化した三次元数値解析による等煙濃度線図
(Case 3, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

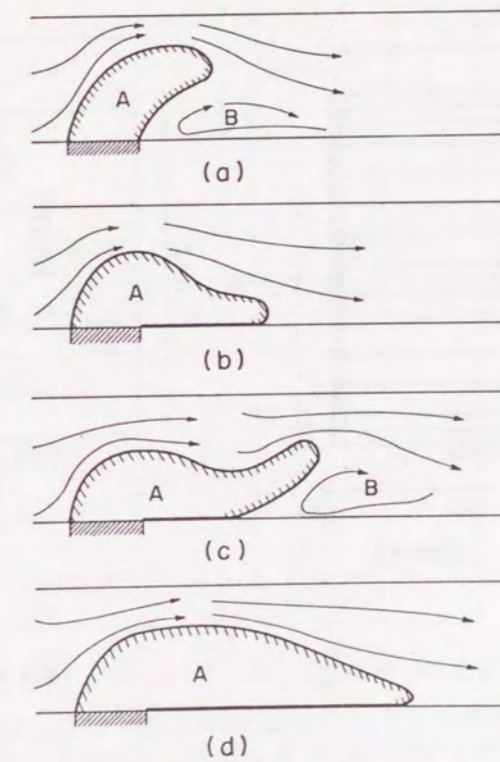
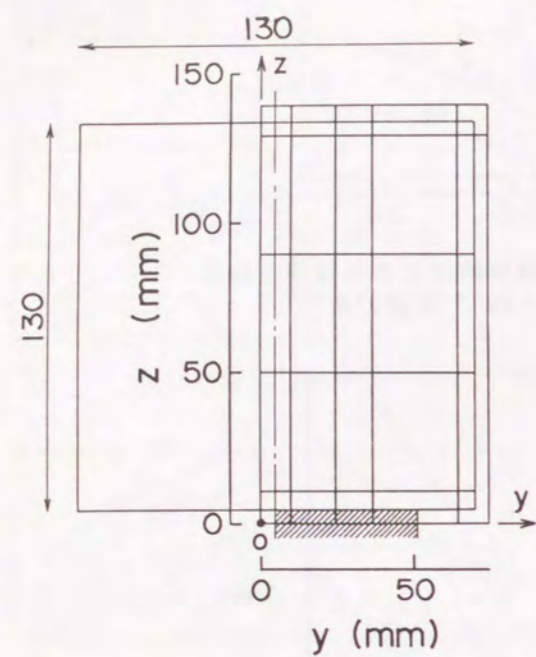
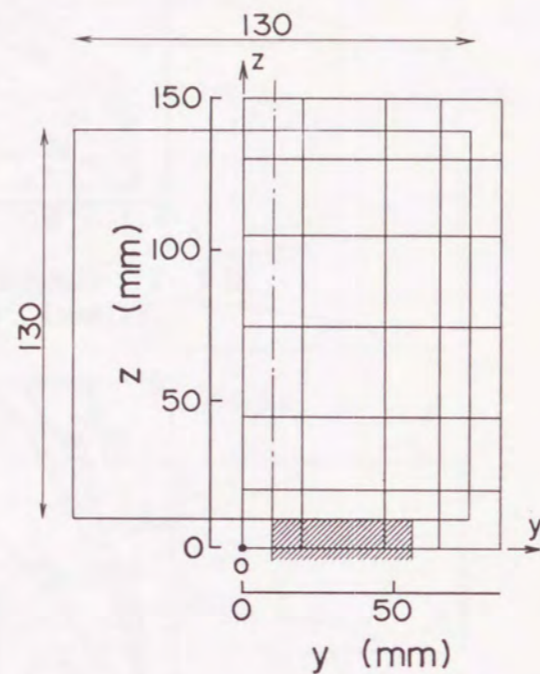


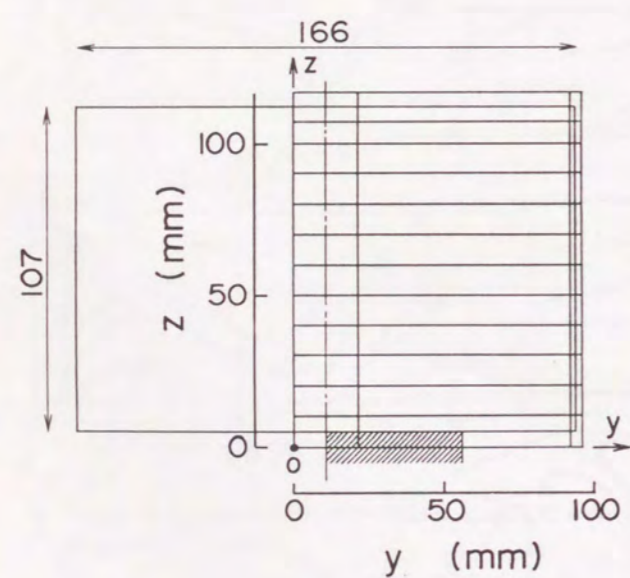
図7-23 二次元無限平行平板モデルにおける高煙濃度の時間推移の概念図
(A: 高煙濃度領域, B: 低圧力領域)



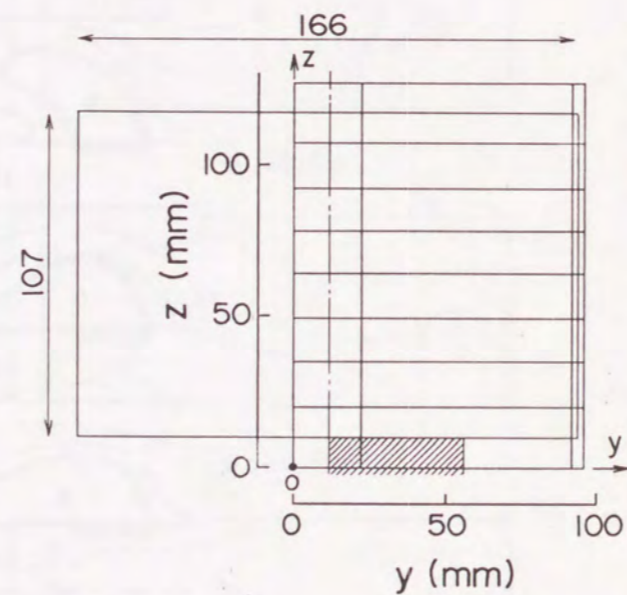
(a) Type 1 (6 × 6)



(b) Type 2 (5 × 7)



(c) Type 3 (4 × 9)



(d) Type 4 (4 × 13)

図7-24 長方形断面モデルにおけるメッシュ分割

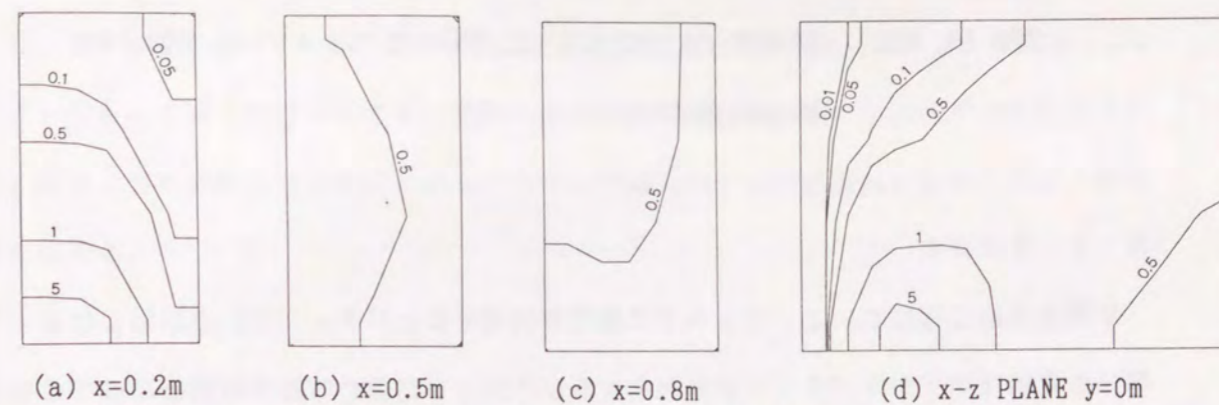


図7-25 三次元長方形断面モデルによる等煙濃度線図
(Type 1, Case 1, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

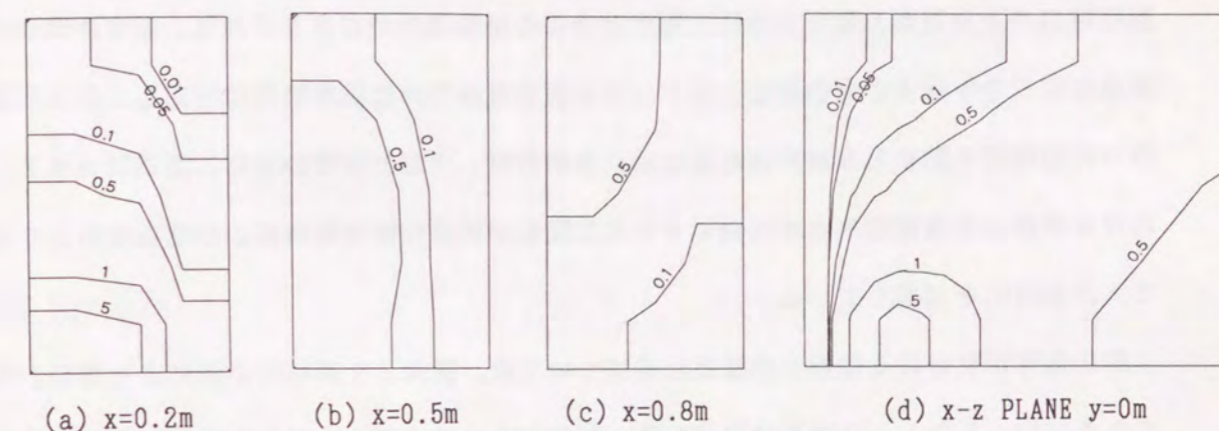


図7-26 三次元長方形断面モデルによる等煙濃度線図
(Type 2, Case 1, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

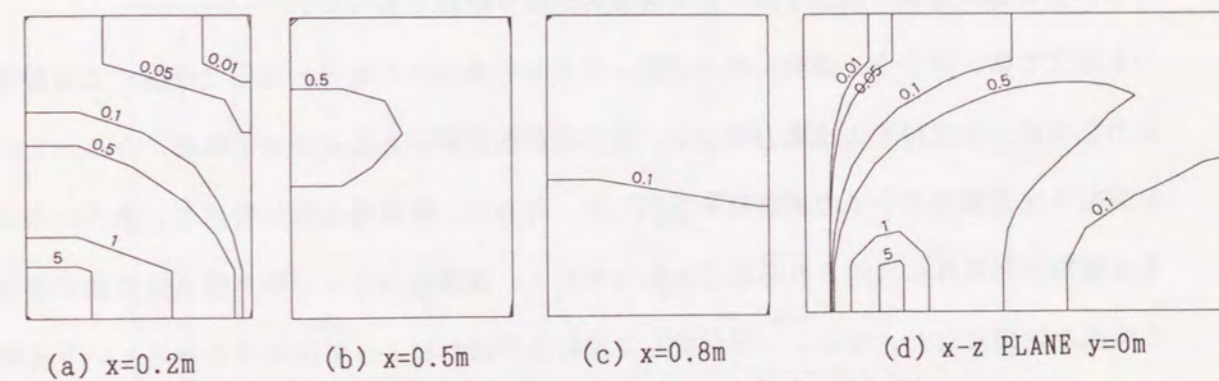


図7-27 三次元長方形断面モデルによる等煙濃度線図
(Type 3, Case 1, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

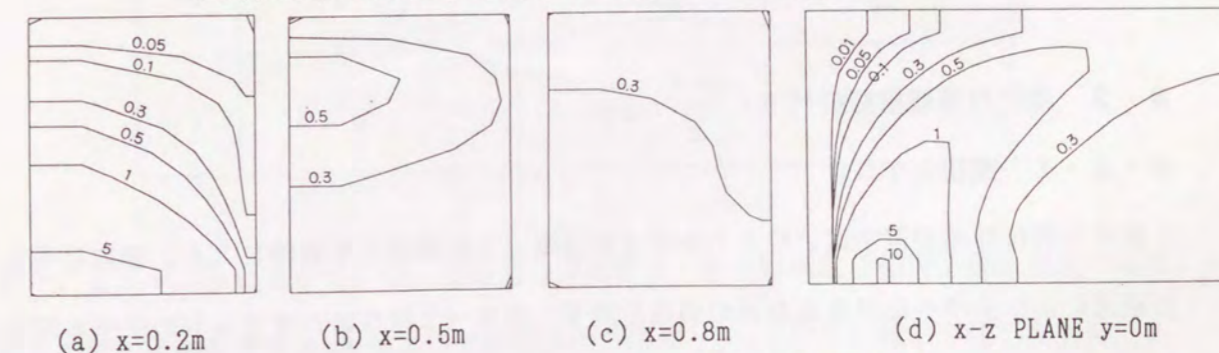


図7-28 三次元長方形断面モデルによる等煙濃度線図
(Type 4, Case 1, 単位: $\times 2.93 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$)

第8章 半導体製造工程における塵埃挙動解析

8・1 まえがき

半導体製造工程において、ウエハ上に塵埃が付着するとパターン欠陥の原因となる。半導体の集積度が上がりパターンが微細化するに伴い、より微小な塵が問題となってくる。さて、湿式プロセスによる半導体製造工程では拡散前処理、エッチング、レジスト（写真製版時のマスク材料）除去、水洗工程など多くの処理工程が含まれており、液中の微粒子またはレジスト除去の際の除去したレジスト粒子を速やかに処理槽外に排出し、ウエハ表面への再付着を防止しなければならない。本研究は、上記の背景の下に、湿式プロセスにおける槽内の薬液流動やウエハカセット内の微粒子挙動を数値解析により明らかにしプロセスの最適化を目指している。

静止気体中における微粒子の拡散沈着については、従来より解析的手法により解明されてきた⁽¹⁾。しかし、実際の半導体製造工程においては大部分の場合流体の対流現象を伴っているため、従来の検討では十分な精度の予測が困難であった。

本論文では、ブラウン運動、重力沈降、ファンデルワールス力、電気二重層による静電気力を考慮した塵粒子の拡散方程式を、液の流動数値解析と連立させて解き、ウエハ上への微粒子沈着量分布やその積算値を予測した。さらに、処理槽全体に着目し、系内に存在する微粒子が系外へ排出される状況を明らかにし、洗浄液の注入方法と槽全体の洗浄特性の関係を明確にした。なお、一度付着した微粒子が流れによって取り去られるという洗浄過程は本論文では扱っていない。

8・2 塵埃付着機構解析⁽²⁾

8・2・1 解析モデル

湿式半導体製造装置では、ウエハをウエハカセットに装着して水槽に入れ、槽内に生じた液流により洗浄や化学反応などの処理を施す。図8-1はウエハカセットのモデル図であり、φ150mmのウエハを4.75mm間隔で25枚装着できる。本論文では図の斜線部分、すなわち隣接する2枚のウエハにより構成される空間の内の対称領域を除いた部分を対象

とし、液流はウエハカセット下部から上部へ一様な流速（主流 $u_{1n1}m/s$ 、側流 $u_{1n2}m/s$ ）をもって通り抜けるとする。座標は直角座標系とし、図8-1に示すように原点をO、鉛直上方にx軸、ウエハ面に沿って水平にy軸、ウエハ面に垂直で水平方向にz軸を各々定める。

8・2・2 基礎式および数値解析手法

基礎式は、連続の式、x、y、z方向の各運動量保存式、微粒子の拡散方程式である。すでに第2章に述べたように、一般に粒子径が数 μm 以下の微粒子の挙動は、微粒子の拡散方程式により表現できる。これらの基礎式は全て一般化して表すことができ、第2章の式(2-33)により表せる。ここで、流れは遅くかつ流れの代表寸法（ウエハ間隔）が小さいため、流れ場は層流である。したがって、式(2-33)中のパラメータは表8-1のようになる。

表8-1 各 ϕ に対する Γ 、 S_ϕ

ϕ	Γ	S_ϕ
1	0	0
u	μ_L	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \rho g_x$
v	μ_L	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \rho g_y$
w	μ_L	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z$
p_c^*	ρD_B	$-\nabla \cdot \rho \left[\mathbf{u}_t + \frac{\tau_{vc}}{m} (\mathbf{F}_v + \mathbf{F}_D) \right] p_c^*$

表中、u、v、wは各々x、y、z方向の速度成分、 p_c^* は無次元微粒子個数濃度であり、局所の微粒子個数濃度 p_c を流入口での粒子個数濃度 p_{c1n} で除して無次元化したものである。また、 μ_L は液体の分子粘性係数、 ρ は液体の密度、Pは圧力、 g_x 、 g_y 、 g_z は各々

重力加速度の x, y, z 方向成分, m は微粒子 1 個の質量である. D_B はブラウン拡散係数, u_t は終末沈降速度, τ_{pc} は緩和時間であり, 各々第 2 章の式 (2-15), 式 (2-16) および式 (2-13) で与えられる. F_v はファンデルワールス力, F_D は電気二重層による静電気力であり各々第 2 章の式 (2-17) および式 (2-19) により与えられる. さらに, ウエハへの微粒子の沈着量の評価を行うため, 第 2 章の式 (2-21) で示す単位時間, 単位面積当りの微粒子の沈着量を表す沈着フラックス j を算出した. 詳細は第 2 章に述べている.

以上の基礎式を用いて, 差分法により方程式を解いた. 差分スキームとしては Hybrid スキーム⁽¹⁾を用いた. 解法アルゴリズムは Patankar の SIMPLE 法⁽¹⁾に準じ, 収束性を考慮した ADI 法により解いた. 詳細は第 3 章に述べている. 次に, 無次元粒子個数濃度の境界条件は, ウエハ境界およびウエハカセット壁上で付着確率 1 の完全吸収面であると仮定して $p_c^* = 0$, 入口境界は一定濃度とした.

8・2・3 結果および考察

本論文では, 媒体として 25°C 等温の純水を考え, 表 8-2 に示す Case 1 を基本とした計 6 条件について計算を行った. また, 計算に使用した各定数の値は, 表 8-3 に示した通りである.

表 8-2 計算条件

Case	主流流速	側流流速	粒子径
	u_{in1} (m/s)	u_{in2} (m/s)	D_p (μm)
1	0.001	0.0002	0.1
2	0.001	0.0002	0.1
3	0.003	0.0006	0.1
4	0.005	0.001	0.1
5	0.001	0.0002	0.5
6	0.001	0.0002	1.0

表 8-3 計算に使用した各定数の値

パラメータ	記号	単位	数値
粒子径	D_p	m	0.1×10^{-6}
流入流速	u_{in1}	m/s	0.001
	u_{in2}	m/s	0.0002
無次元粒子濃度の入口条件	p_{c^*in1}	-	1.0
	p_{c^*in2}	-	1.0
媒体のイオン濃度 ⁽³⁾	c	ions/m ³	2.234×10^{19}
イオン価 ⁽³⁾	z_i	-	-1
電気素量	e	$\frac{A \cdot s}{\text{イオン価}}$	1.602×10^{-19}
媒体の比誘電率 ⁽⁴⁾	k_e	-	78.55
カニングガムの補正係数	C_c	-	1.0
粒子密度	ρ_p	$\frac{kg}{m^3}$	2250
粒子の ξ 電位 ⁽⁵⁾	Ψ_1	$\frac{kg \cdot m^2}{A \cdot s^3}$	-0.120
ウエハの ξ 電位 ⁽⁵⁾	Ψ_2	$\frac{kg \cdot m^2}{A \cdot s^3}$	-0.152
粒子の Hamaker 定数 ⁽⁶⁾	A_{11}	$\frac{kg \cdot m^2}{s^2}$	7.0×10^{-20}
媒体の Hamaker 定数 ⁽⁶⁾	A_{22}	$\frac{kg \cdot m^2}{s^2}$	4.4×10^{-20}
ウエハの Hamaker 定数 ⁽⁶⁾	A_{33}	$\frac{kg \cdot m^2}{s^2}$	10.0×10^{-20}
原子の光吸収波長 ⁽⁷⁾	λ	m	1.0×10^{-7}

8・2・3・1 微粒子に働く各力の比較

2・5節において示した微粒子挙動モデルにより、粒子に働く各々の力の大きさを比較した。図8-2は、異なった径の粒子に対して、各力により生じる粒子の移動速度の大きさを比較したものである。ここで、ブラウン拡散による移動速度を算出するには、ウエハ近傍の無次元微粒子個数濃度勾配 ∇p_c^* の情報が必要となる。ここでは、ウエハ間において無次元微粒子個数濃度 $p_c^*=1$ とした線形分布を仮定して、 $\nabla p_c^*=1/L$ とした。ただし、 L はウエハ間距離の $1/2$ ($=2.375\text{mm}$)である。図中、 (z_0-z) はウエハ表面からの垂直距離を表す。図8-2(a)~(c)によれば、重力による移動速度(終末沈降速度) u_t とブラウン拡散による移動速度 D_B/L は他のファンデルワールス力 $\tau_v F_v/m$ や電気二重層による静電気力 $\tau_v F_D/m$ に起因した移動速度に比べてはるかに大きい。また、粒径が $0.1\mu\text{m}$ では u_t と D_B/L は同程度の大きさだが、粒径が $1.0\mu\text{m}$ では u_t がはるかに大きくなる。 $\tau_v F_v/m$ や $\tau_v F_D/m$ は壁面からの距離が小さくなる程増大し、また粒径が大きいほどその影響は大きい。特に、後者は電位の符号他によって引力または反発力に変化するが、表8-3の条件では反発力として働いている。

8・2・3・2 ウエハへの微粒子沈着量の時間推移

無次元沈着フラックス j をウエハの全面にわたり積分し、さらに洗浄開始後の経過時間 t で積分して全無次元沈着粒子個数 $(p_c^*)_{\text{Total}}$ を算出した。このようにして求めた経過時間に対する $(p_c^*)_{\text{Total}}$ の関係を図8-3に示す。図において、Case1~4の結果にはほとんど差異はなく、全て $D_p=0.1\mu\text{m}$ の直線上に位置しており、沈着量に及ぼす粒子径の影響が大きい事がわかる。更に、沈着量は時間に対して線形的に増大し、粒子径が小さくなる程多いことがわかった。

8・2・3・3 ウエハへの微粒子沈着分布

処理開始後300秒における無次元沈着フラックス j 、および j の時間積分値である局所の無次元沈着粒子個数 $\Sigma j \Delta t$ のウエハ上における分布を各々図8-4、図8-5に示す。図中、(a)~(f)は、各々表8-2に示した各計算条件に対応している。図8-4~図8-5より次のことがわかる。

(1)全般的に無次元沈着フラックスは、ウエハ周辺ほど大きく、液の流入口に近い程大きい。これは、液が摩擦抵抗のないウエハ周辺部へ流れ込む事と、ウエハ上流端での境界層が薄い事が原因である。また、局所の無次元沈着粒子個数分布は、無次元沈着フラックス分布とほぼ同様の分布形となっている(Case1~6)。

(2)側流(u_{in2})の有無による沈着量への影響はほとんど無い(Case1, 2)。

(3)液流速の大小による沈着フラックス分布と沈着粒子個数分布への影響はほとんど無いが、液流速が高いほど沈着量の多い領域が下流側へ伸びている。これは、液流速が大きいほど、ウエハ面に沿って上昇する微粒子の対流速度がウエハ面に垂直に近づく速度に比べて大きくなるためである(Case1, 3, 4)。

(4)粒子径が大きいほど沈着フラックスや沈着粒子個数は低くなり、ウエハ面内の分布が一様になる。これは、粒子径が大きい程沈着フラックスが小さくなり、上流で失われる粒子数が減少して粒子が下流まで行きわたることが原因である(Case1, 5, 6)。

8・3 プロセスの塵埃排出機構解析⁽⁶⁾

8・3・1 解析モデル

本節では、湿式プロセスとして図8-6および図8-7に示す2種の液注入方式をとる処理槽を対象とし、処理槽全体の流れと微粒子の排出特性を調べた。処理層はいずれも $0.47\text{m}(W) \times 0.26\text{m}(D) \times 0.23\text{m}(H)$ であり、フィルターにより除塵した清浄液を $10\text{l}/\text{min}$ で注入し、オーバーフローさせて排出する。図8-6に示す液注入方式Aでは、処理槽側壁に設けた流入口($\phi 18\text{mm}$)から清浄液を $0.655\text{m}/\text{s}$ で噴出させる。図8-7に示す液注入方式Bでは、水槽底部に挿入された $\phi 25\text{mm}$ のパイプに設けた $\phi 2\text{mm} \times 2$ 列 $\times 17$ 個の細孔から清浄液を、水平下向き 30° 方向に $1.56\text{m}/\text{s}$ で噴出する。また、両処理槽共に槽上端全周から液を一様に排出できるように、槽上端全周に三角せきが設けられている(図7-6, 図7-7)。ウエハカセットは8・2節にて述べたものと同一であり、 $0.18\text{m}(W) \times 0.154\text{m}(D) \times 0.17\text{m}(H)$ で $\phi 150\text{mm}$ のウエハを 4.75mm 間隔で25枚装着でき、いずれの処理槽も同時に2台処理する。

次に、解析モデルを図8-8に示す。処理槽内の流動の対称性を考慮し、液注入方式Aでは全領域の $1/2$ の領域を $34 \times 18 \times 29$ に、液注入方式Bでは全領域の $1/4$ の領域を40

×20×27に分割した。いずれも壁面やウエハカセット近傍、清浄液流入口、処理槽上部流出口にメッシュを集中させる不等間隔刻みとした。清浄液流入口には忠実にメッシュを置いて表現し、特に方式Bの処理槽(図7-7)では細孔全てにメッシュを配置した。ウエハカセット内は実際のウエハ枚数を表現せずに、後述するように圧損として与えた。座標系は直角座標系とし、パイプや清浄液吹出し穴形状は階段状に与えた。処理槽上端の液排出境界の高さは、三角せきの高さ一杯まで液が充満して液を排出しているとして、三角せきがない場合に全周から一様排出される等価排出高さ(3.04mm)を用いた。したがって、排出速度は0.033m/sを一様に与えた。なお、ウエハカセット下の多孔板は、流体抵抗ゼロの網目状板を仮定してモデル化した。

8・3・2 基礎式および数値計算手法

基礎式は、連続の式、x, y, z方向の各運動量保存式、微粒子の拡散方程式、ならびにk-ε二方程式モデル⁽⁹⁾のための乱れエネルギーkおよびその散逸速度εの保存式である。これらの基礎式は全て一般化して表すことができ、第2章の式(2-33)により、表せる。ここで、式中のパラメータは表8-4により与えられる。表中、u, v, wは各々x, y, z方向の速度成分、p_c^{*}は無次元微粒子個数濃度であり、局所の粒子個数濃度p_cを洗浄開始時のp_cの値(処理槽内一様)で無次元化したものである。また、μ_Lは液体の分子粘性係数、μ_tは乱流粘性係数、ρは液体の密度、Pは圧力、g_x, g_y, g_zは各々重力加速度のx, y, z方向成分である。さらにσ_k, σ_εは各々kおよびεに対する乱流シュミット数、C₁, C₂は定数、G_kは第2章の式(2-27)で与えられる。なお、本節では、槽内の微粒子の流動挙動に着目し、ウエハへの微粒子の付着現象は考慮していない。したがって、微粒子に働く力として重力による終末沈降速度のみ考え、ファンデルワールス力や電気二重層による静電気力は考慮しなかった。D_Bはブラウン拡散係数、u_tは終末沈降速度であり、各々第2章の式(2-15)および式(2-16)で与えられる。詳細は第2章に述べている。

ウエハカセット内部は、前述のように実際のウエハを想定して式(8-1)~(8-2)の圧損を各々y, z方向運動方程式のソース項に含め、さらにx方向速度をゼロとした。

$$\frac{\partial P}{\partial y} = -48 \mu_L \frac{\bar{v}}{d^2} \dots\dots\dots (8-1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -48 \mu_L \frac{\bar{w}}{d^2} \dots\dots\dots (8-2)$$

ここで、dはウエハ間隔であり、流体摩擦係数λはウエハ間流れが層流であるとしてλ=64/Reを用いた。ここで、Reはウエハ間隔dを代表長さとするレイノルズ数である。

表8-4 各φに対するΓ, S_φ

φ	Γ	S _φ
1	0	0
\bar{u}	$\mu_L + \mu_t$	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \rho g_x$
\bar{v}	$\mu_L + \mu_t$	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \rho g_y$
\bar{w}	$\mu_L + \mu_t$	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z$
\bar{p}_c^*	$\rho D_B + \mu_t$	$-\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}_t \bar{p}_c^*)$
k	$\mu_L + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$
ε	$\mu_L + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$C_1 G_k \frac{\epsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}$

以上の基礎式を用い、差分法により方程式を解いた。差分スキームとしてはHybridスキーム⁽¹⁾を用いた。解法アルゴリズムはPatankarの圧力補正法⁽¹⁾に準じ、ADI法により解いた。詳細は第3章に記述している。つぎに、無次元粒子個数濃度の境界条件は、処理槽壁面およびウエハカセット壁上で付着確率1の完全吸収面であると仮定してp_c^{*}=0、流入境界はp_c^{*}=0とした。

8・3・3 計算結果および考察

本節では、媒体として25°C等温の純水を考え、密度 2250 kg/m^3 で粒子径 $0.1 \mu\text{m}$ の微粒子を考慮した。計算では、まず処理槽内の液流動の定常解を求めておき、この流動場を初期条件として用いて解析を行った。

8・3・3・1 処理槽内の流動状況

定常状態における液流動の速度ベクトルを図8-9（方式A）および図8-10（方式B）に示す。各図共に最大ベクトルの大きさを付記した。

方式Aの処理槽では、注入された清浄液はウエハカセット下部を通り、対向側壁に衝突した後上昇し、更にウエハカセット上部を通り前述とは逆方向に流れる大きな流れ（リターン流）がある。ウエハに沿った断面では、カセット上部の前述したリターン流がカセット内を上部から下部へと通過した後、側壁に沿って上昇し、オーバーフローにより槽外へ排出される流れとカセット上部へ戻る流れに分かれる。特徴としてウエハカセットの外側に渦領域が形成されているがカセット内は低速の一様下降流である。

方式Bの処理槽では、ウエハに沿った断面で、底部細孔から流入した清浄液は底部から側壁に沿って上昇し、オーバーフローにより槽外へ排出される流れとウエハカセット上部から下部へ戻る流れに分かれる。方式Aに比べて大きな流速が生じているが、ウエハカセット外の底部に渦が形成されている。

8・3・3・2 処理槽内の微粒子流動特性

洗浄開始88秒後の処理層内濃度 p_c^* の等高線を図8-11（方式A）および図8-12（方式B）に、また洗浄開始388秒後の処理層内濃度 p_c^* の等高線を図8-13（方式A）および図8-14（方式B）に示す。両図共に等高線は0~1の範囲を0.1きざみで描かれており、処理槽側面およびウエハカセット壁上でゼロである。また、斜線部分は $p_c^* \leq 0.5$ の領域を示す。さて、方式Aでは、2個のウエハカセットは其上を流れるリターン流の上流側から順次下流側へと洗浄が進んでいる。また、ウエハに沿った断面では、ウエハカセット外側に形成された渦領域に微粒子が滞留しているため、この渦領域の微粒子排出速度

が全体に比較して遅いことが分かる（図8-11および図8-13）。方式Bでは、ウエハカセット壁から順次内部へと洗浄が進んでいるが、方式Aに比較して洗浄速度が遅い。これはウエハカセット内外に形成された渦領域に取り込まれた微粒子が渦領域外に排出され難いためと思われる（図8-12および図8-14）。

8・3・3・3 処理槽の洗浄特性

以上の解析結果に基づき、各方式の洗浄特性の比較を行った。図8-15は、平均微粒子濃度の時間変化を調べたものであり、 $(p_c^*)_T$ 、 $(p_c^*)_C$ は各時刻において各々処理槽またはウエハカセット内の流れを封止した場合の残留微粒子濃度の平均値を表す。図中実線は方式Aを、破線は方式Bを示す。図によれば、各方式共に、処理槽全体の平均濃度がウエハカセット外部に形成された渦領域内での微粒子の滞留が影響していると思われる。また、方式Bは洗浄開始から約100秒後までの洗浄の立上がりは速いが、その後の微粒子濃度の減少は小さい。これに対して、方式Aは洗浄開始直後の初期状態における立上がりは方式Bに比べて劣るが、長時間洗浄においては洗浄性能は逆転する。これは、初期状態では全域に一様に洗浄が行われる方式Bの方が片方のカセットから洗い始める方式Aより優れているが、長時間洗浄では方式Bのウエハカセット内部の渦領域に微粒子が滞留するため方式Aの洗浄性能が方式Bと逆転すると考えられる。

8・4 結び

湿式半導体洗浄プロセスにおける槽内の薬液流動やウエハカセット内の微粒子挙動を数値解析により明らかにし、プロセスの最適化について検討した結果、次の結論が得られた。

(1)本論文において考慮した条件下では、微粒子に働く力はブラウン拡散と重力が支配的であった。また、ウエハ上に沈着する微粒子沈着量は微粒子の粒子径の影響を大きく受ける。更に、微粒子沈着量は、時間に対して線形的に増大し、粒子径が小さい程多いことが明らかになった。

(2)処理槽内の微粒子排出状況は、液の流動状況に大きく影響される。特に、処理槽内に形成された渦は、微粒子を滞留させてその排出速度を遅らせる要因となる。

(3)方式Bは短時間洗浄、方式Aは長時間洗浄に適する。最適なプロセスとして、初期

に方式Bを用い、一定時間経過後に方式Aに切り替えるハイブリッド方式が考えられる。

8・5 参考文献

- (1) S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, (1980), McGRAW-HILL BOOK Company.
- (2) 古藤・山中, 第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集(昭63), 133.
- (3) 佐藤, 化学技術誌MOL, Vol.21, No.4 (1983), 1.
- (4) 理科年表, 東京天文台編, (1987), 丸善.
- (5) 化学便覧 基礎編, 日本化学会編(1970), 丸善.
- (6) J. Visser, J. Colloid Interface Sci., Vol.55(1976), 664
- (7) R. Hogg, T.W. Hearly and D.W. Fuerstenau, Trans. Faraday Soc., Vol.62(1966), 1638
- (8) 古藤・山中, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集(昭64), 355.
- (9) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972), Academic Press.
- (10) 日本空気清浄協会編, 空気清浄ハンドブック(昭60), オーム社.

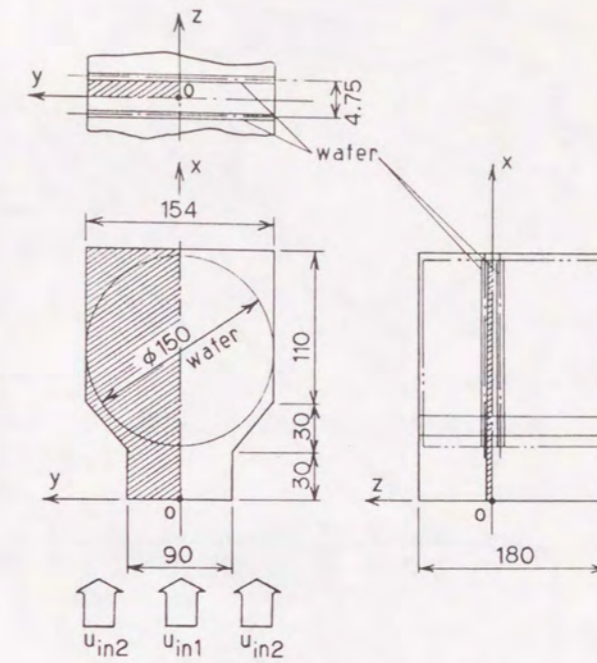


図8-1 ウエハカセット内流動解析モデル

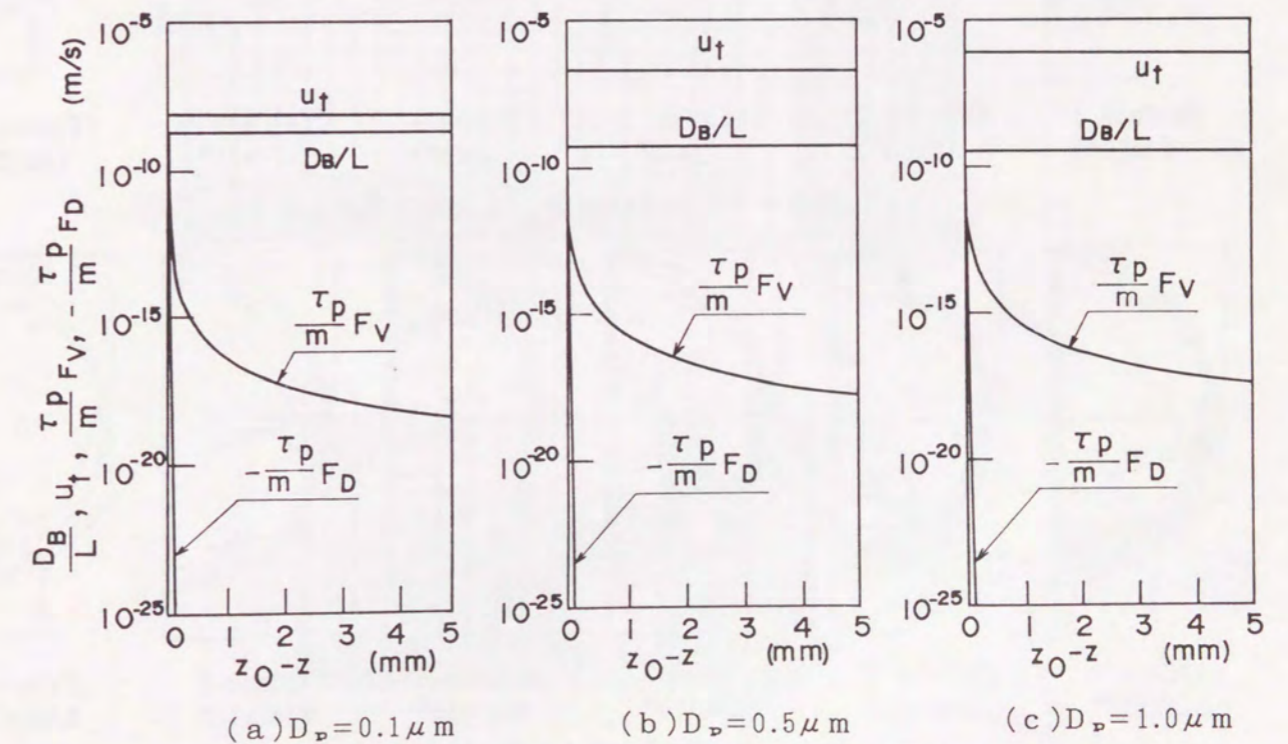


図8-2 微粒子に働く各力の大きさ(微粒子の移動速度換算)

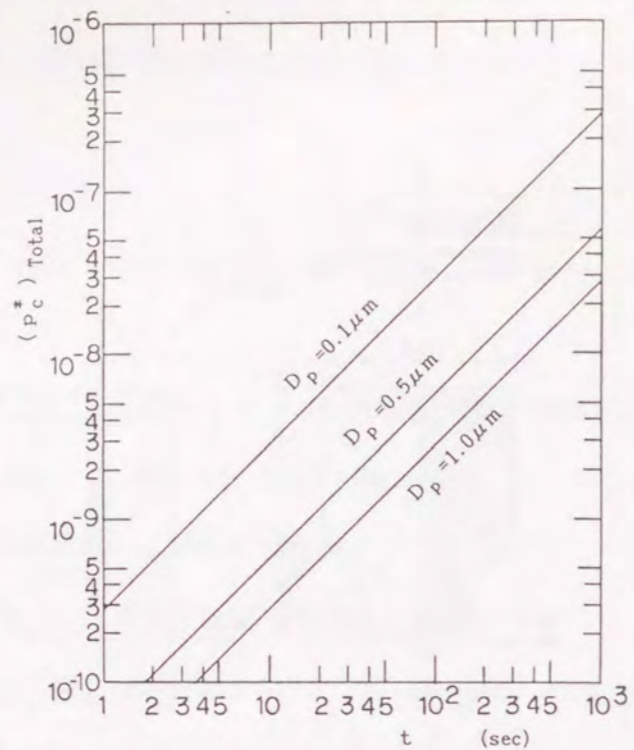


図 8-3 ウエハへの微粒子沈着量の時間推移

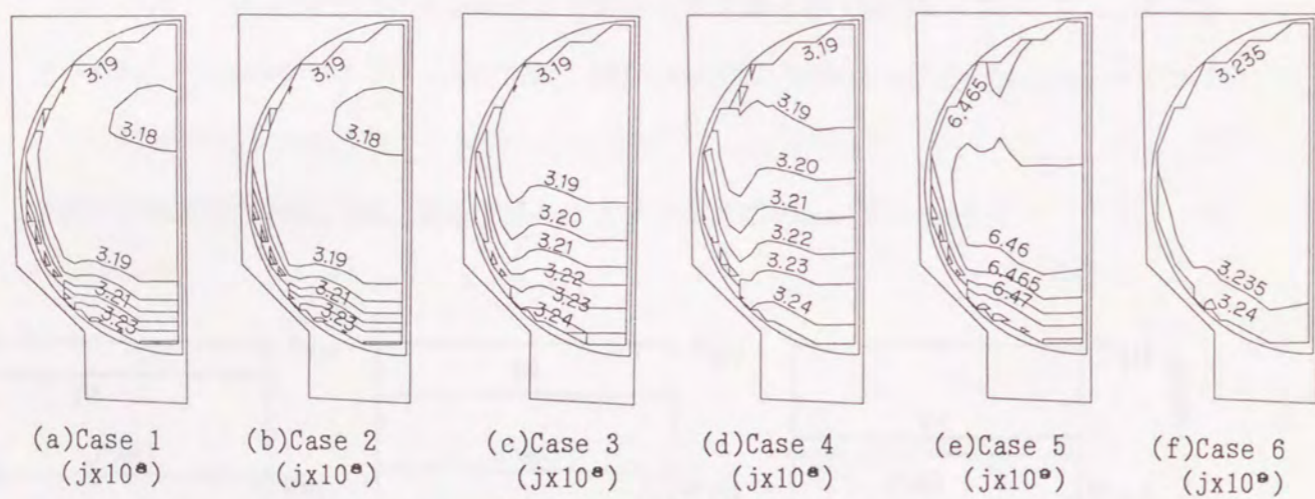


図 8-4 300秒後の無次元沈着フラックス

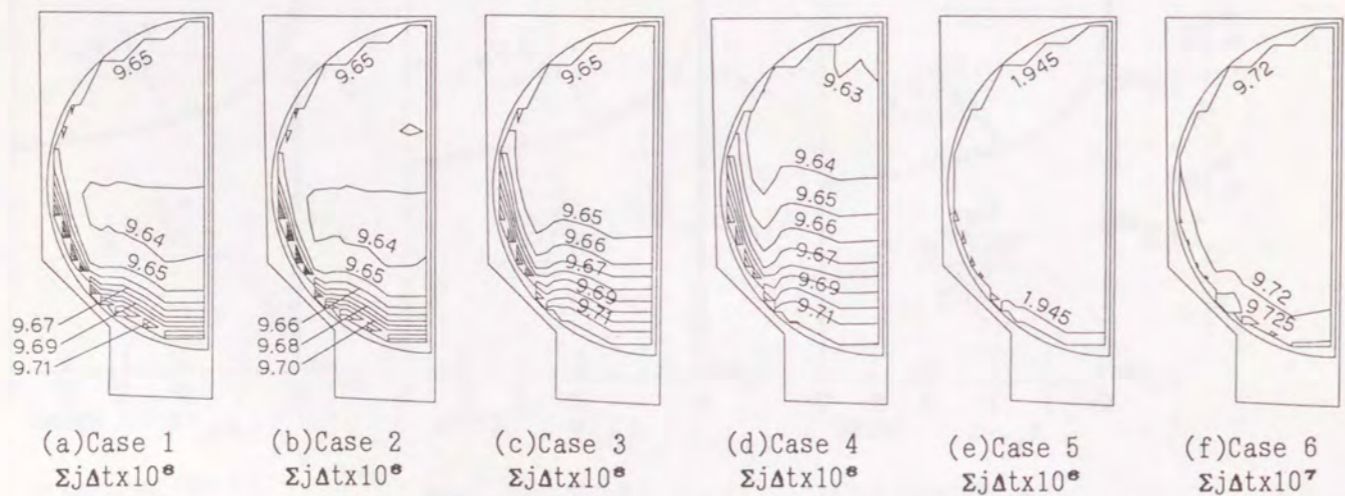


図 8-5 300秒後の局所の無次元沈着粒子個数分布

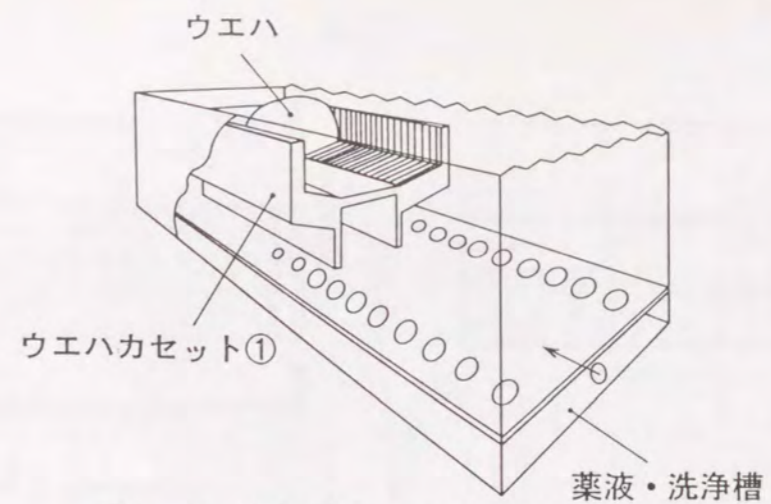


図 8-6 液注入方式Aの湿式処理槽の概観

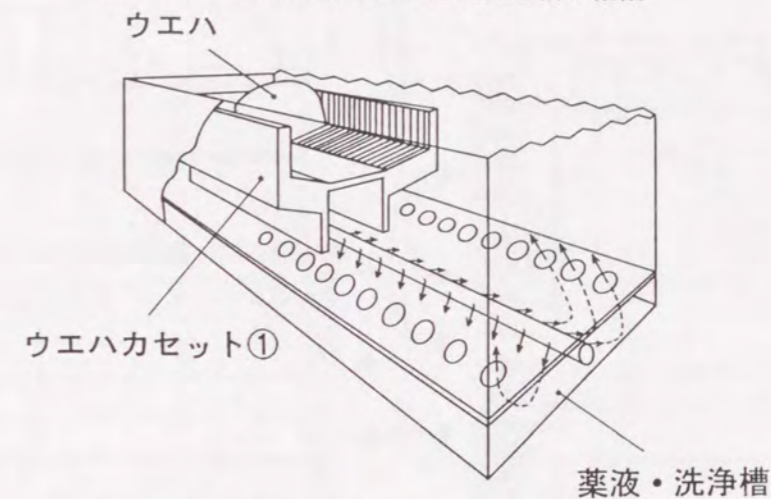
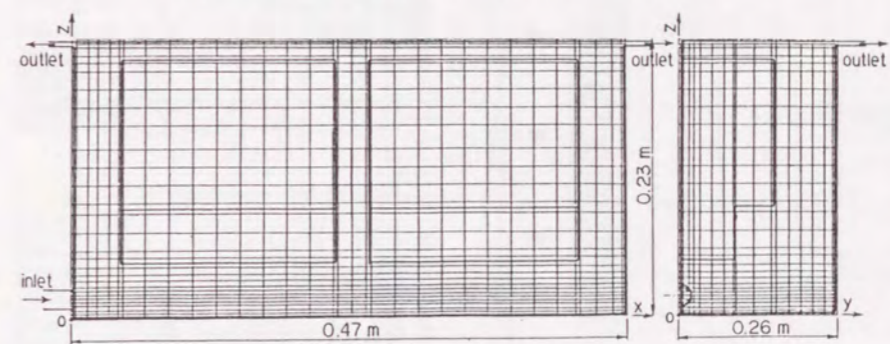
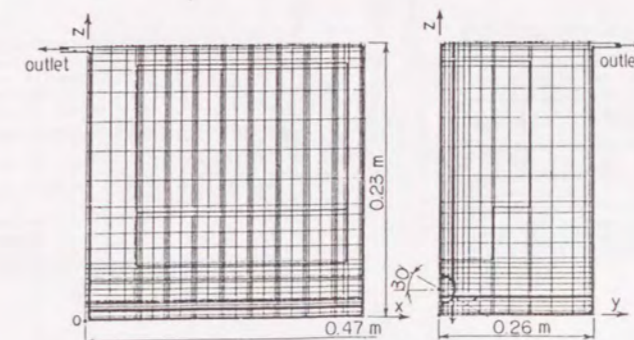


図 8-7 液注入方式Bの湿式処理槽の概観



(a)液注入方式A



(b)液注入方式B

図 8-8 湿式処理槽の解析モデル

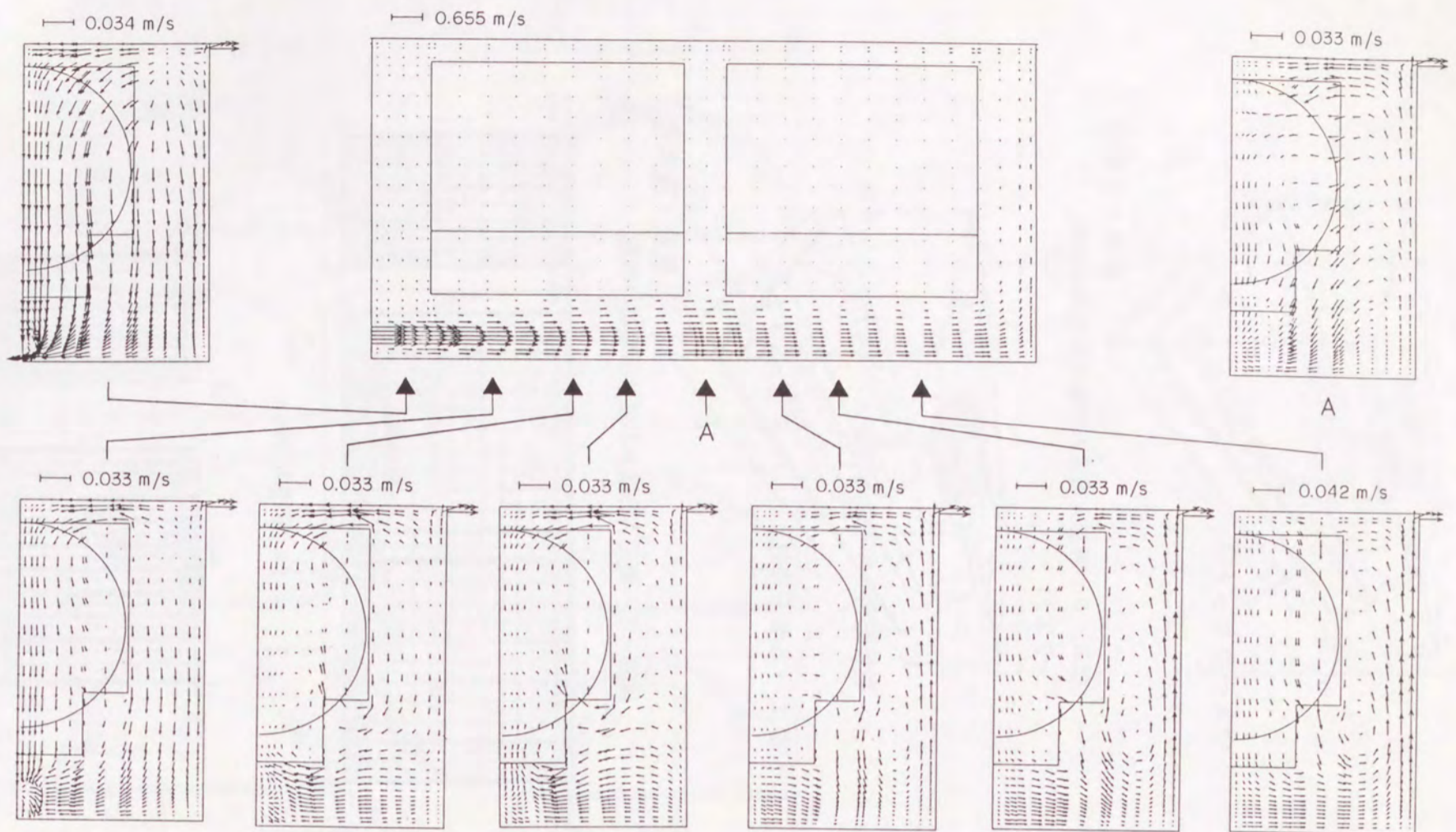


図8-9 液注入方式A処理槽内の速度ベクトル図

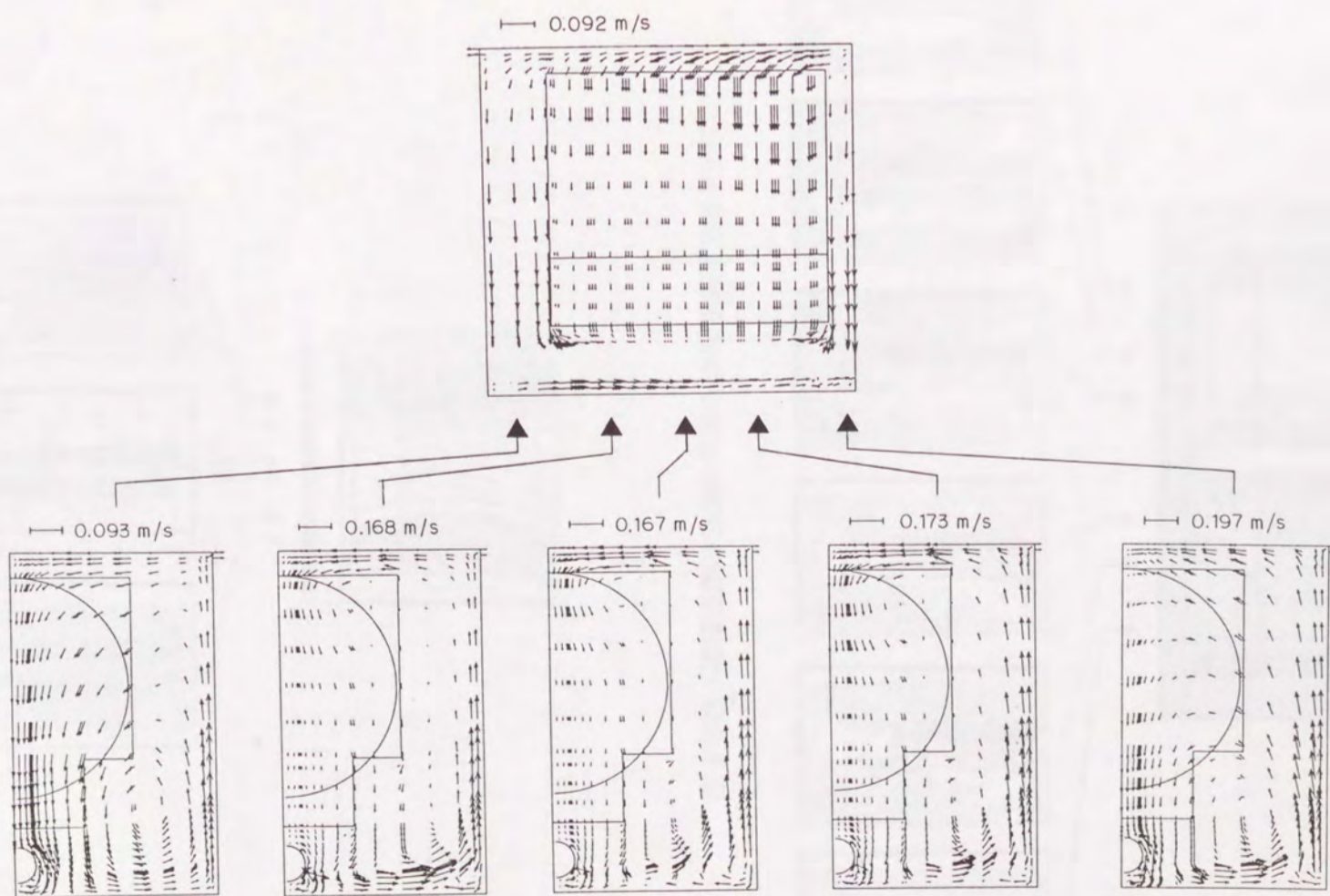


図8-10 液注入方式B処理槽内の速度ベクトル図

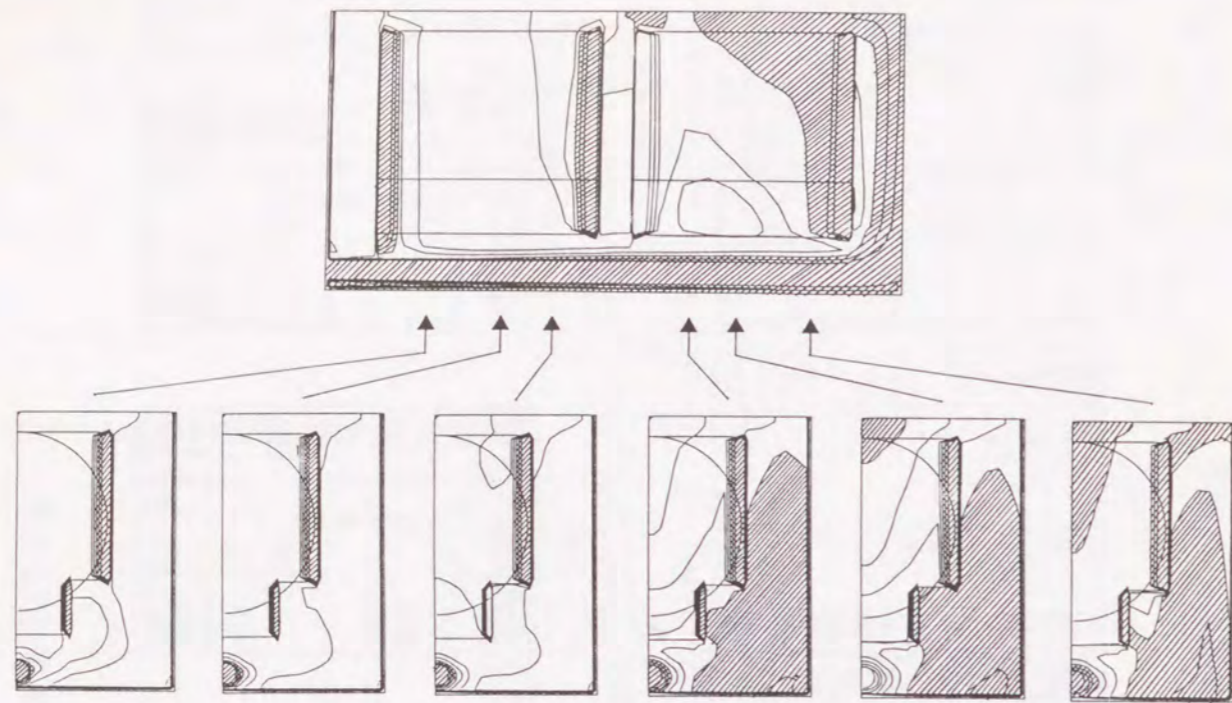


図 8-11 洗浄開始88秒後の微粒子濃度分布 (方式 A)

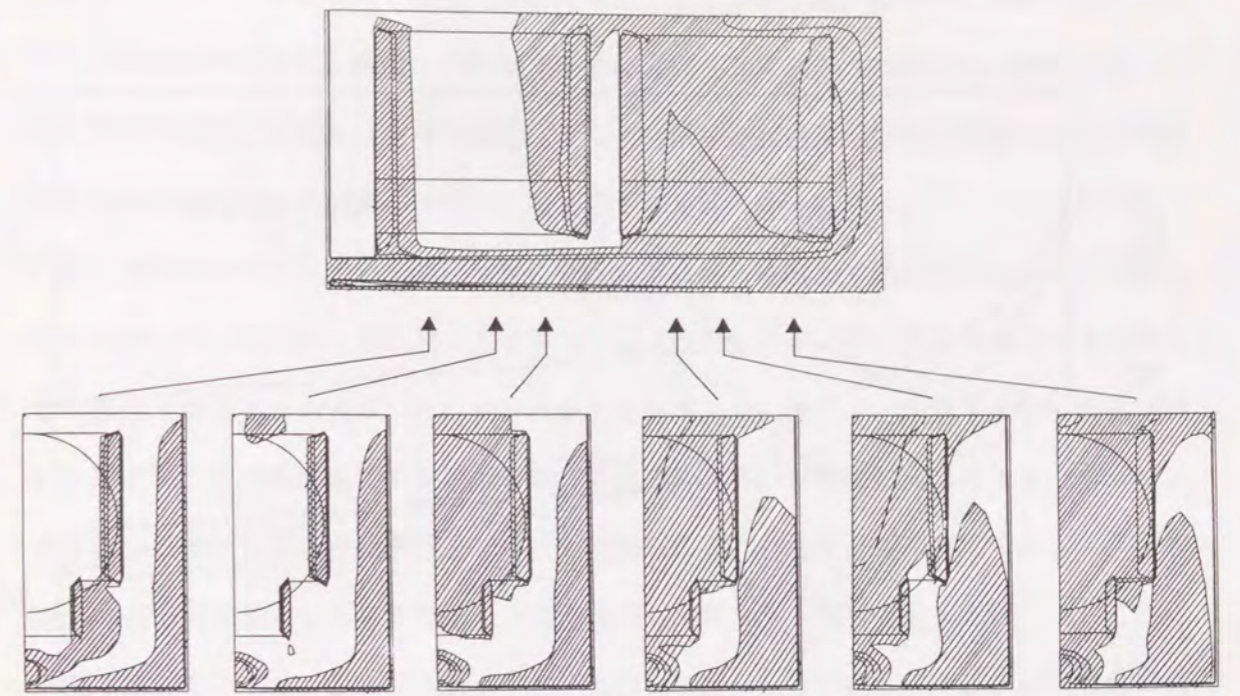


図 8-13 洗浄開始388秒後の微粒子濃度分布 (方式 A)

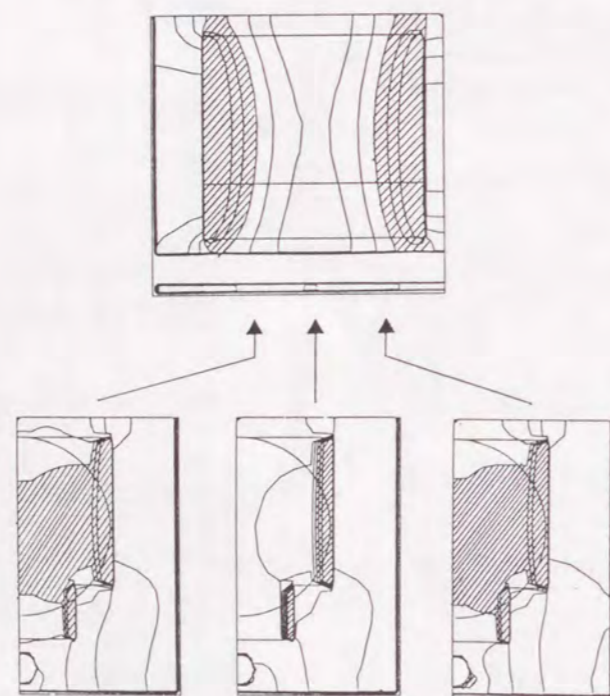


図 8-12 洗浄開始88秒後の微粒子濃度分布 (方式 B)

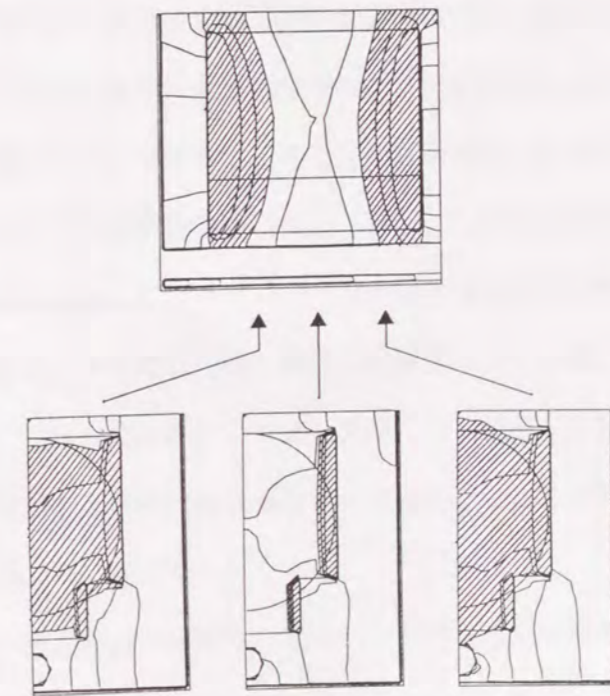


図 8-14 洗浄開始388秒後の微粒子濃度分布 (方式 B)

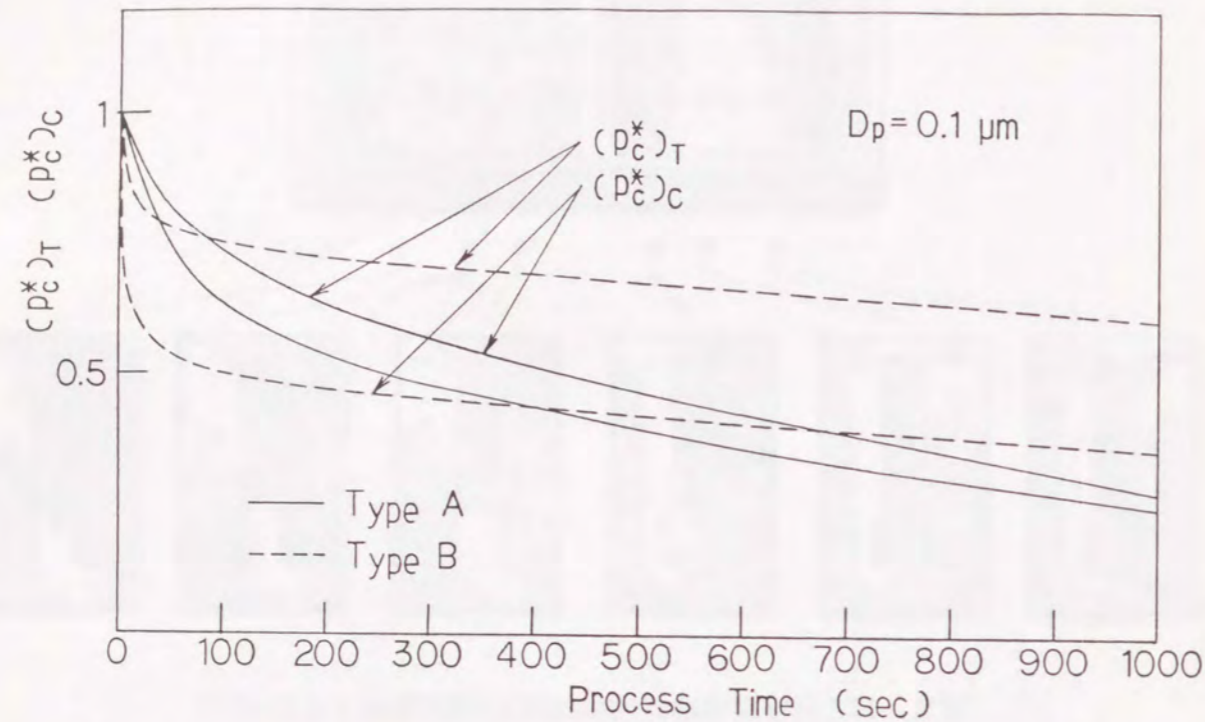


図8-15 平均微粒子濃度の時間変化による洗浄特性の比較

本論文では、熱流動を伴う環境制御の対象として、食品の展示販売時の高鮮度維持管理、居住空間の快適性創出、高層・大規模建築物に設置された機器の動作環境の維持、トンネル火災時の気流・煙流動、半導体製造プロセスにおける製造環境の維持管理に対して熱流体数値解析を応用した結果、以下の結論が得られた。

第3章においては、實際上問題となる三次元傾斜流れに対して偽拡散を抑制して精度の良い予測ができる三次元傾斜風上差分スキーム (SUDS-3D) および重み付き三次元傾斜風上差分スキーム (SUWDS-3D) を提案した。さらに、拡散を省略した傾斜流れを想定した数値実験により偽拡散の抑制効果の検証および他の差分スキームとの性能比較を行った結果、三次元傾斜差分スキームは流れの方向と各差分格子が最も大きな角度を持つ場合でも偽拡散による誤差を最大15%以内に抑制できる事を確認した。

第4章においては、オープンショーケースのエアカーテン気流解析と外気遮断性能の評価法について検討した結果、次の結論が得られた。オープンショーケースのエアカーテンの挙動を、(1)密度不均質による浮力を考慮したエアカーテン内の静圧分布モデル、(2)エアカーテン流の柵による影響を考慮した柵効果モデル、(3)エアカーテン吹出し口位置と柵先端位置の垂直方向不一致によるエアカーテンの偏向を考慮した背面下降流モデルを導入することにより、比較的簡単な計算手法である二次元平面自由噴流に対する数値計算により、精度良く予測することができた。さらに、数値計算結果からエアカーテンの性能評価を行うエアカーテン外気遮断性能評価項目 ΔH_{MI} 、 ΔH_{GC1} を提案した。さらに、庫内温度の均一性評価 ΔT を加えて、エアカーテン性能に及ぼす設計パラメータの影響を調べた。その結果、本節における範囲では、柵先端距離 d は小さい程、エアカーテン吹出し幅は広いほどエアカーテン性能は良く、吹出し速度には最適値が存在する。さらにこれらを最適にした上で、吹出し速度分布形状を変化させることにより更にエアカーテン性能の向上が図れることが明らかになった。

第5章においては、室内冷房・暖房等に関連した空調温度制御のための熱・気流解析を行い、天井埋め込みカセットエアコンによる暖房時の吹出し気流と室内温度分布の関係について検討した結果、以下の結論が得られた。

(1)空調気流の吹出し口境界条件のモデル化に対する2つのモデルについて、質量、各成分の運動量の保存性を評価し、最適なモデルを提案した。

(2)新しいスキーム(SUDS-3D)と従来のスキームであるSpaldingのHybridスキームによる解と比較し、さらにこれらのスキームによって計算した室内温度分布結果を試験室内での測定結果と比較して提案したスキーム(SUDS-3D)の偽拡散抑制効果の有効性を示した。

(3)暖房用室内ユニットにおいて吹出し方向の室内温度均一性に及ぼす影響を調べた結果、吹出し気流の垂直方向成分を大きくして浮力に抗して気流を床面まで到達させる方が有効であることが分かった。

(4)ダクト空調システムを用いて、吹出し口における温度、速度、吹出し方向、吸込み口位置等の室内温度分布の均一性に及ぼす影響について検討し、室内温度分布の均一化には吹出し気流と吸込み口を離して相互の影響を低減するのが有効であることを示した。

第6章では、隣接ビルとの距離が1.8mと狭い高層ビル高層ビルの各階に設置された空調機室外機の吸排気短絡に及ぼすビル風の影響について調べた結果、以下の結論が得られた。

(1)室外ユニットの設置空間が狭くても最適な室外ユニットの設置構造を採用すれば、ビルの谷間に生じるビル風によって吸・排気短絡は回避できることを示した。

(2)高層ビルに取り囲まれた狭小空間に設置された空調機室外ユニットの運転状況(吸込み温度)は、地上風の風向・風速変動の影響を受けて一定風向・風速のビル風を仮定した室外ユニット吸込み温度の解析結果と異なる傾向となった。しかし、実際の吸込み温度は、異なる風向・風速の条件で数値解析により予測できる吸込み温度の重ね合わせの範囲に分布すると考えられる。

第7章では、自動車道路トンネル内火災時における煙の流動予測について検討した結果、次の結論が得られた。

(1)模型トンネル床面に加熱板を設けた換気流加熱実験に本数値解析法を適用し、解析結果と実験結果を比較することにより、本数値解析法が十分な予測精度を持つことを示した。

(2)火災による熱や煙の発生を扱う火災モデルとして熱及び煙の発生量を容易に設定できるガソリン火皿火災モデルを導入し、トンネル火災時の煙流動を解析した結果、煙の流

動は火災源の発熱量により層状流動と一様拡散的流動の二つに分類できることを示した。

さらに、火災時の煙流動状況を予測し得る、計算時間と記憶容量の点で実用的な簡易解析モデルの予測精度について検討した結果次の結論が得られた。

(3)発熱を考慮しない一次元煙流動モデルによれば、火災現場の発熱量が非常に小さい場合の一様拡散的流動のみ予測が可能であり、発熱を伴う一般の火災時の層状流動及び一様拡散的流動の予測が困難であり、特に断面内に高煙濃度領域が偏在する層状流動においては現実の煙流動とはかなり異なることが明らかになった。

(4)二次元平行平板モデルによれば一様拡散的流動する様子は精度良く予測することができるが、層状流動する様子は予測できない。

(5)層状流動を予測するには三次元的な断面内二次流れを考慮することが必要で、その為には断面内のy軸方向に上昇と下降の二経路の差分要素を設けるだけで大幅な改良ができる。更に、断面内に $N_y \times N_z = 4 \times 9$ の差分格子を設けた等価直径を有する長方形断面モデルによれば、一様拡散流動と層状流動の精度の良い予測が可能となり、それに要する計算時間はCPU時間は三次元数値計算の約1/10となった。

第8章では、湿式半導体洗浄プロセスにおける槽内の薬液流動やウエハカセット内の微粒子挙動を数値解析により明らかにし、プロセスの最適化について検討した結果、次の結論が得られた。

(1)本論文において考慮した条件下では、微粒子に働く力はブラウン拡散と重力が支配的であった。また、ウエハ上に沈着する微粒子沈着量は微粒子の粒子径の影響を大きく受ける。更に、微粒子沈着量は、時間に対して線形的に増大し、粒子径が小さい程多いことが明らかになった。

(2)処理槽内の微粒子排出状況は、液の流動状況に大きく影響される。特に、処理槽内に形成された渦は、微粒子を滞留させてその排出速度を遅らせる要因となる。

(3)方式Bは短時間洗浄、方式Aは長時間洗浄に適する。最適なプロセスとして、初期に方式Bを用い、一定時間経過後に方式Aに切り替えるハイブリッド方式が考えられる。

謝 辞

本研究を遂行し、論文をまとめるにあたり、終始細部にわたる懇切な御指導と有益な御助言をいただいた大阪大学工学部 高城敏美教授に深甚なる感謝の意を表します。

また、本論文の御校閲と有益なご助言を賜った大阪大学工学部 水谷幸雄教授ならびに三宅裕教授に厚くお礼申し上げます。さらに、多くの有益な御教示をいただいた大阪大学工学部 香月正司助教授に深く感謝いたします。

三菱電機(株)において、当時社内に普及していなかった熱流体数値解析とその応用に関する研究を始めるきっかけを作っていただき、終始研究テーマの舵取りや研究内容の御指導をいただいた三菱電機(株)中央研究所機械技術研究部 山中晤郎部長(現三菱電機(株)静岡製作所開発部 部長)に心から感謝いたします。

日本建鉄(株)冷機製造部 佐野忠氏には、オープンショーケースのエアカーテン実験の検証実験に際して実験装置の製作および実験に協力いただきました。三菱電機(株)静岡製作所開発部 佐野裕美氏には、室内空調気流解析の研究に際して数値計算および実験の実施に対して協力いただきました。三菱電機(株)静岡製作所空調機製造部の方々には室内空調実験に際して実験装置の製作および実験に協力いただきました。三菱電機(株)中央研究所機械技術研究部 田中英晴主幹には流体力学の原点に立ち帰った有益な議論と助言をいただきました。三菱電機(株)和歌山製作所空調機製造部 知久道明主幹ならびに倉地光教主事、九州大学大学院総合理工学研究科 片山忠久教授と同研究室の方々、三菱電機(株)九州支社冷熱住設部の方々には高層ビルに設置された空調機室外機周りの気流実測に対して協力いただきました。また、戸田建設と新菱冷熱の方々には竣工直前のビル内での実測に対して便宜を計っていただきました。三菱電機(株)情報システム部C A Eシステム部、西部C A Eセンターならびに三菱電機(株)中央研究所計画部L O Aグループの方々には大規模な数値計算を行うに際して理解をいただき、計算機利用環境に対して援助をいただきました。ここに記して深く感謝の意を表します。この他ここに名を挙げなかった多くの方々にも、多大な協力や援助をいただいたことに対し、厚く感謝いたします。

