

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	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka



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

藤

古

悟

0

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

藤

古

悟

第1章 銘言 1・1 目的 1・2・1 差分スキーム 1・2・1 差分スキーム 1・2・2 エアカーテン 1・2・3 空気調和 1・2・4 ビル風 1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動 1・2・6 半導体製造工程における微粒子刳御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 2・5 トンネル火災時の気流・煙流動 第2章 基礎方程式 2・6 半導体製造工程における微粒子刳御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 2・5 次 粒子の学動に関する支配方程式 2・5 2 ブラウン拡散定数と終未沈降速度 2・5 4 電気二重層による静電気力 2・5 5 粒目の法表示電電気力 2・5 5 数粒目の法教育程式 2・5 5 数粒目の法教育程式 2・6・1 温会長子デル 2・6・2 kー& 二方程式モデル 2・6・2 kー& 二方程式モデル 2・6・2 kー& 二方程式モデル 2・6・2 kー& 二方程式モデル 2・6・2 kー 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 生 Hybridスキーム 3・2 生 小衣見び口にくスキーム 3・2 生 小教社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会社会	目次
1・1 目的 1・2 従来の研究 1・2・1 差分スキーム 1・2・2 エアカーテン 1・2・3 空気調和 1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動 1・2・6 半導体製造工程における徴粒子制御 1・2・6 半導体製造工程における徴粒子制御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー(保存式 2・4 成分の保存式 2・5 微粒子の拡散方程式 2・5 微粒子の拡散方程式 2・5 微粒子の拡散方程式 2・5 1 2・5 1 2・5 2・5・4 2・5・5 微粒子の拡散方程式 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の拡散方程 2・5・5 微粒子の拡散方程 2・6・1 混合長モデル 2・5・5 微粒子の拡散音 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 kーを二方程式モデル 2・6・2 kーを二方程式モデル 2・6・2 kーを二方程式モデル 3・2 メクボ 3・2 メ	第1章 緒言
1・2 従来の研究 1・2・1 差分スキーム 1・2・2 エアカーテン 1・2・3 空気調和 1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動 1・2・6 半導体製造工程における微粒子制鋼 1・2・6 半導体製造工程における微粒子制鋼 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 2・5 微粒子の参勤に関する支配方程式 2・5 微粒子の参勤に関する支配方程式 2・5 微粒子のが動に関する支配方程式 2・5 3 ファンデルワールス力 2・5 4 電気二重層による静電気力 2・5 5 微粒子の激散定数を終末沈降速度 2・5 4 電気二重層による静電気力 2・5 5 微粒子の拡散定数を終末沈降速度 2・5 6 2 オラウン拡散定数を終末沈降速度 2・5 5 微粒子の拡散定数を終末沈降速度 2・5 5 微粒子の拡散定数を終末沈降速度 2・5 4 電気二重層による静電気力 2・5 5 微粒子の放散を発表 2・6 6 1 混合長モデル 2・6 6 1 混合長モデル 2・6 6 2 k - ε 二方程式モデル 2・6 6 2 k - ε 二方程式モデル 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・1 まえがき 3・2 注 が大ぎ 3・2 注 分スキーム 3・2 注 小穴元QUICKスキーム 3・2 注 小穴元(如江の本キーム 3・2・4 傾斜差分去(SUDS-3D)<	1 · 1 目的
1・2・1 差分スキーム 1・2・2 エアカーテン 1・2・3 空気調和 1・2・4 ビル風 1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動 1・2・6 半導体製造工程における徴粒子制御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・3 エネルギー保存式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の塗動に関する支配方程式 2・5 1 2・5 2・5 2・5 2・5 2・5 2・5 2・5 2・5 2・5 3 2・5 5 2・5 3 2・5 5 2・5 5 2・5 5 2・5 5 2・5 5 2・5 5 2・5 5 2・5 5 2・6 1 2・6 <td>1・2 従来の研究</td>	1・2 従来の研究
1・2・2 エアカーテン 1・2・3 空気調和 1・2・4 ビル風 1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動 1・2・6 半導体製造工程における徴粒子制御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 2・5・1 2・5・2 ブラウン拡散定数と終未沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・5 微粒子の波着量 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 湿台長モデル 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・2 k - ε ニ方程式モデル 2・6・2 k - ε こ方程式モデレ 2・6・2 k - ε こ方程式モデレ 2・6 ・ 2 k - ε こ方程式モデル 2・8 参支依 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2 ・ 1 Hybridスキーム 3・2 ・ 2 一次元QUICKスキーム	1 · 2 · 1 差分スキーム
1・2・3 空気調和 1・2・4 ビル風 1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動 1・2・6 半導体製造工程における微粒子制御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・3 エネルギー保存式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の準動に関する支配方程式 2・5 2、ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5 3 2・5 3 2・5 3 2・5 3 2・5 5 2・5 3 2・5 5 2・5 3 2・5 5 基地子の沈着量 2 2・5 5 2・5 数粒子の沈着 2・5 4 2・5 4 2・5 4 2・5 4 2・5 4	1・2・2 エアカーテン
1・2・4 ビル風 1・2・5 トンネル火災時の気法・煙流動 1・2・6 半導体製造工程における微粒子制御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の学動に関する支配方程式 2・5 微粒子の学動に関する支配方程式 2・5 1 2・5 1 2・5 1 2・5 2・5 2・5 3 2・5 5 2・5 3 2・5 3 2・5 5 基局工 2 2・5 5 2・5 数粒子の沈着量 2・5 5 2・5 数粒子の沈着 2・5 女人会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会会	1 · 2 · 3 空気調和
1・2・5 トンネル火災時の気流・煙流動 1・2・6 半導体製造工程における微粒子制御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の並散方程式 2・5.2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5.4 電気二重層による静電気力 2・5.5 微粒子の沈着量 2・5.4 電気二重層による静電気力 2・5.5 微粒子の洗着量 2・6.1 混合長モデル 2・5.5 微粒子の沈着量 2・6.1 混合長モデル 2・6.2 kーを二方程式モデル 3・1 まえがき 3・2	1・2・4 ビル風
1・2・6 半導体製造工程における徴粒子制御 1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 2・5 微粒子の塗動に関する支配方程式 2・5 微粒子の塗動に関する支配方程式 2・5 微粒子の拡散方程式 2・5 2・5・1 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の拡散方程式 2・5・5 微粒子の拡散た定数と終末沈降速度 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 湿台長モデル 2・6・2 kーを二方程式モデル 2・6・2 kーを二方程式モデル 2・6・2 kーを二方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・7 一般化した基礎方程式 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2 差分スキーム 3・2 主人次元回斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き、次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重次元傾斜風上差分法(SUDS-	1 · 2 · 5 トンネル火災時の気流・煙流動
1・3 本研究の概要 1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 微粒子の変動に関する支配方程式 2・5 微粒子の変動に関する支配方程式 2・5 北 成粒子の拡散方程式 2・5・1 微粒子の拡散方程式 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k - ε 二方程式モデル 3・1 まえがき 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2 差分スキーム 3・2 注 分式を以口ICKスキーム 3・2 注 例料差分スキーム 3・2・3 三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの中体能比較	1 · 2 · 6 半導体製造工程における微粒子制御
1・4 参考文献 第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 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 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k - ε 二方程式モデル 2・6・3 本 - 4 岐化した基礎方程式 3・2 差分スキーム 3・2 差分スキーム 3・2 差分スキーム 3・2 ・3 三次元QUICKスキーム 3・2 ・4 岐斜差分太キーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUDS-3)	1・3 本研究の概要
第2章 基礎方程式 2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 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 2・5・1 微粒子の拡散方程式 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k-εニ方程式モデル 2・6・2 kー 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2 kー 3・1 まえがき 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2 差分スキーム 3・2 2 一次元QUICKスキーム 3・2 2 三 小元QUICKスキーム 3・2 2 三 次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み代き三次元傾斜風上差分法(SUDS-3) (b)重み代き三次元傾斜風上差分法(SUDS-3)	1 · 4 参考文献 ······
2・1 質量保存式 2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 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 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k - e 二方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・7 一般化した基礎方程式 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 値斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUWDS-3D) (b)重次元傾斜風上差分法(SUWDS-30) (b)重次元傾斜風上差分法(SUWDS-30) (b)重次元傾斜風上去分法(SUWDS-30)	第2章 基礎方程式
2・2 運動量保存式 2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 2・5 微粒子の挙動に関する支配方程式 2・5 2・5・1 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 kーを二方程式モデル 2・6・2 kーを二方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの伸伸比較	2 · 1 質量保存式
2・3 エネルギー保存式 2・4 成分の保存式 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 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k-εニ方程式モデル 2・6・2 k-εニ方程式モデル 2・6・2 k-εニ方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較	2 · 2 運動量保存式
2・4 成分の保存式 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 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k - ε 二方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 三次元々レレた基礎方程式 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの件能比較	2 · 3 エネルギー保存式
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 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k - ε 二方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 -次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの件能比較	2・4 成分の保存式
2・5・1 微粒子の拡散方程式 2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6 乱流モデル 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k - ε 二方程式モデル 2・6・2 k - ε 2・6・2・1 壁面境界条件 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 主分スキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの仲能比較	 2 · 5 微粒子の挙動に関する支配方程式
2・5・2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度 2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6 乱流モデル 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k-ε 二方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの件能比較	2 · 5 · 1 微粒子の拡散方程式
2・5・3 ファンデルワールス力 2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 徽粒子の沈着量 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k - ε 二方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・7 一般化した基礎方程式 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較	2 · 5 · 2 ブラウン拡散定数と終末沈降速度
2・5・4 電気二重層による静電気力 2・5・5 微粒子の沈着量 2・6 乱流モデル 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 k - ε 二方程式モデル 2・6・2・1 壁面境界条件 2・6・2・1 壁面境界条件 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2 シスネーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの件能比較	2・5・3 ファンデルワールス力
2・5・5 微粒子の沈着量 2・6 乱流モデル 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 $k - \varepsilon = z = z = z = z = z = z = z = z = z =$	2 · 5 · 4 電気二重層による静電気力
2・6 乱流モデル 2・6・1 混合長モデル 2・6・2 $k - \varepsilon = fatter $ 2・6・2・1 壁面境界条件 2・7 一般化した基礎方程式 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム 3・2・5 差分スキームの性能比較	2 · 5 · 5 微粒子の沈着量 ·······
2・6・1 混合長モデル 2・6・2 $k - \varepsilon = c = c = c = c = c = c = c = c = c =$	2・6 乱流モデル
$2 \cdot 6 \cdot 2$ k - ε 二方程式モデル $2 \cdot 6 \cdot 2 \cdot 1$ 壁面境界条件 $2 \cdot 7$ 一般化した基礎方程式 $2 \cdot 8$ 参考文献 第3章 数値解析法 $3 \cdot 1$ まえがき $3 \cdot 2$ 差分スキーム $3 \cdot 2 \cdot 1$ Hybridスキーム $3 \cdot 2 \cdot 2$ 一次元QUICKスキーム $3 \cdot 2 \cdot 3$ 三次元QUICKスキーム $3 \cdot 2 \cdot 4$ 傾斜差分スキーム (a) 三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- $3 \cdot 2 \cdot 5$ 差分スキームの性能比較	2 • 6 • 1 混合長モデル
2・6・2・1 壁面境界条件 2・7 一般化した基礎方程式 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較	$2 \cdot 6 \cdot 2$ k – ϵ 二方程式モデル
2・7 一般化した基礎方程式 2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較	2 · 6 · 2 · 1 壁面境界条件 ······
2・8 参考文献 第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較	2 · 7 一般化した基礎方程式
第3章 数値解析法 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2 差分スキーム 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較	2 · 8 参考文献
 3・1 まえがき 3・2 差分スキーム 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較 	第3章 数值解析法
 3・2 差分スキーム	3・1 まえがき
 3・2・1 Hybridスキーム 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム	3・2 差分スキーム
 3・2・2 一次元QUICKスキーム 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム	$3 \cdot 2 \cdot 1$ Hybrid $z \neq - \Delta$
 3・2・3 三次元QUICKスキーム 3・2・4 傾斜差分スキーム	3·2·2 一次元QUICKスキーム
 3・2・4 傾斜差分スキーム	3·2·3 三次元QUICKスキーム
 (a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較 	3・2・4 傾斜差分スキーム
 (b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS- 3・2・5 差分スキームの性能比較 	(a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D)
3 · 2 · 5 差分スキームの性能比較	(b)重み付き三次元傾斜風上差分法(SUWDS-3
	3・2・5 差分スキームの性能比較

	• • • • • • • • • •	1
	• • • • • • • • •	1
		3
	• • • • • • • •	3
/		3
		4
		4
〔時の気流・煙流動		4
L程における微粒子制御		5
		5
		7
		9
		9
		9
		10
		11
元 配方程式		11
大方程式		11
な定数と終末沈降速度		13
リールス力		13
よる静電気力		14
章量		15
		16
,		16
星式モデル		16
适面境界条件		18
		18
		19
		21
		21
		22
スキーム		22
СКスキーム		23
СКスキーム		23
		25
差分法(SUDS-3D)		25
E傾斜風上差分法(SUWDS-3D)		28
の性能比較		32

(1)

				(a)	解析対	象										32
				(b)	計算方	法										33
		3	• :	2 • 6	時間	差分ス	、キ・	-4								33
3	•	3	解注	去												34
		3	• :	3·1	圧力	と速度	この	求める	手順							34
		3	. :	3 · 2	計算	手順									• • • • •	36
				(a)	ADI	法およ	たび	三重対	角行	列法						36
				(b)	全体の	計算手	三順								• • • • •	36
3	•	4	参	考文献												37
第4章	I	アカ	1-3	テンの	気流解	析										42
4	•	1	ま	えがき											• • • • •	42
4	•	2	I	アカー	テンの	流動解	军 析								• • • • •	43
		4	• :	$2 \cdot 1$	実験										• • • • •	43
		4	:	2 · 2	エア	カーラ	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)	棚効果	見モ	デル							• • • • •	46
					(3)	背面下	下降;	流モテ	ゴル						• • • • •	47
		4	• • •	2 · 3	実験	値と言	†算	値の比	比較と	検討					• • • •	48
4	•	3	外务	気遮断	性能評	価法										48
		4	• •	3 · 1	実験	による	5評(価法							• • • • •	49
		4	• •	3 · 2	解析	による	5評(価法							• • • • •	49
				(a)	全外気	侵入量	t : (G CR.	TOTAL	•					• • • • •	49
				(b)	外気侵	入量:	G	CR							• • • •	50
				(c)	エアカ	ーテン	ノダ	クト内	可に入	る熱	量增加	量:乙	AH ^M		• • • • •	50
				(d)	САЎ	クト内	可に	入る熱	、量增	加量	: △H	GC			• • • •	51
				(e)	ショー	ケース	、庫	内から	奪わ	れる熱	熱量:	$\Sigma \bigtriangleup H$	HI ·			51
		4	• •	3 · 3	実験	と解析	FIC.	よる外	気侵	入量詞	平価の	比較と	: 検討			
																52
4	•	4	I	アカー	テン設	計パラ	5 × .	ータの)エア	カーう	テン性	能に入	及ぼす			
					影響		• • • • •		• • • • • • • •						• • • • •	53
		(a)t	朋先端	位置d										• • • •	54
		(b)	次出し	幅Wca	, W	^		• • • • • • • •						• • • • •	54
		(c)	欠出し	風速V	CA, V	GA								• • • •	54
		(d)1	欠出し	速度分	布形状	tθ								• • • •	54
4	•	5	結び	5 17 - 1- 1- 1- 1-		•••••••									• • • •	55
4		6	参不	写又献					• • • • • • • •						• • • •	55
第5章	至	시꼬	三詞(こおけ	る熱・	凤 流解	手析							••••••		64
5	•	1	ま	てかき												64

	5		2		基	礎	五	お	5	びま	敗(直	解	析	法													••••						. (65
				5		2		1		基码	选	33																• • • •						. 1	65
				5		2		2		差	分	ス	+	-	4																			. 1	65
				5		2		3	1	吹日	出	L		の	£	デ	ル	化	Ø	検	討													• 1	65
							(8	a)	Ŧ	デ	ル	1																						• 1	65
							(}))	t	デ	ル	2																						• 1	66
							(0	:)	吹	出	LI		£	デ	ル	の	精	度	比	較														. 1	67
				5		2		4		数	值角	解	析	法																				. (69
	5		3		E	次	元	傾	斜	差	分	ス	+	-	4	S	U	D	S	-	3	D	0	室	为	空言	周索	丸.	気	流	新	析	にお	5	
					け	3	偽	拡	散	防	止3	劾	果																					. (69
				5		3		1	-	実!	験·	£	デ	ル	お	よ	び	実	験	方	法													. (69
				5		3		2	1	計	算	条	件																					. 1	70
				5		3		3		室	内	温	度	分	布	測	定	結	果	2	D.	比	較											. '	70
	5		4		ダ	ク	1	空	調	シ	ス・	テ	4	を	用	5	た	室	内	空	調	R	お	け	3	気液	売 と	: 温	1度	0)予	測	精度		
					Ø	検	証																											. ,	72
				5		4		1		実!	験·	E	デ	ル	及	U	実	験	方	法														. '	72
				5	•	4	•	2	-	計	算	条	件																						73
				5		4		3		数	值角	解	析	2	実	験	結	果	D	比	較								• • • •					. '	74
	5		5		ダ	ク	4	空	調	シ	ス・	テ	4	に	よ	る	7	×	11	テ	1	に	対	す	3	空言	周彭	设計	-0	検	討				75
				5		5		1	1	吸	这。	み		位	置	D	室	内	温	度	分	布	に	及	Ŧ.	すい	衫著	驛							75
				5		5	•	2		吹	出	1	風	速		温	度	D	室	内	温	度	分	布	12)	及修	ます	「影	著	5				. 1	75
				5	•	5		3		吹	出	l	方	向	D	室	内	温	度	分	布	に	及	E.	す	影響	臀								76
	5		6		結	U																						• • • •							76
	5		7		参	考	文	献																					• • • •						77
96章		室	外	空	調	機	ま	わ	ŋ	0	熱		気	流	解	析												••••		• ••				. 8	87
	6		1		ま	え	が	き																				• • • •		• • •				. 8	87
	6		2		解	析	モ	デ	ル											••••								• • • •	• • • •					. 8	87
	6	•	3		基	礎	五	お	よ	び	数	值	解	析	法					••••								• • • •		• • • •				. 8	88
	6	•	4		解	析	結	果	お	よ	び	考	察															• • • •							90
				6		4		1		Ľ.	ル	外	風	D	状	況												• • • •							90
				6		4		2		室	外.	I	11	ッ	1	吸	込	み	温	度	D	分	布												91
				6		4	•	3		室	外.	I	1	ッ	F	吸	込	み	温	度	D	時	間	推利	眵			• • • •							92
	6		5		実	験	方	法				÷.,																• • • •							93
	6		6		実	験	2	解	析	結	果(D.	比	較														• • • •							93
				6		6	•	1		実	環	境	下	に	お	け	る	Ľ	ル	風	0	状	況					• • • •						. :	93
				6	•	6		2		室	外.	1	1	ッ	1	吸	込	み	温	度	分	布						• • • •		• ••	• • • •			• •	94
	6	•	7		結	び																						••••	• • • •	• ••					9.5
	6	•	8		参	考	文	献												••••								• • • •	••••		• • • • •				95
57章		道	路	ŀ	ン	ネ	ル	内	0	火	災日	持	換	気	12	お	け	る	熱	•	煙	•	気	流角	解相	析			• • • •		• • • • •			• 10	04
	7	•	1		ま	え	が	き																				• • • •						• 10	04

(3)

	7	•	2		基	礎	定	お	よ	U	数	值	解析	行注	EA													 	1	05
				7		2		1		1	2	ネ	ル角	军村	ŕ₹	デ	ル											 	1	05
				7		2		2		基	礎	五																 	1	05
				7		2		3		火	m	火	災 t	- 7	= 11	,												 	1	06
				7		2		4		数	值	解	折方	方方	E													 	1	07
	7		3		数	値	計	質	結	果	0	子	削約	皆民	ŧσ)検	訴											 	1	07
				7		3		1		実	験	装	置入	27	ド言	一泪	1											 	1	07
				7		3		2		数	值	解	折新	t I	22	実	験	結	果0	DE	上較	5						 	1	08
	7		4		11	次	元	数	值	解	析	12	よる	5位	臣法	動	狀	況	の角	曜日	月							 	1	08
				7		4		1		谏	度	~	クト	. 1	1	112	よ	る	老婆	家	-							 	1	09
				7		4		2		等	温	度	線区	11:	- 1	3	老	察										 	1	10
				7		4		3		等	谏	度	線区			3	老	察										 	1	10
				7		4		4		等	一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一	濃	 京 約		11.	- 1-	ろ	老	穷									 	1	10
	7		5		簡	易	数	值	i解	析	干	デ	レビ	-]	7	一便	法	動	不准	he								 	1	10
				7		5		1	-141	_	次	元	煙沼	重	h Ŧ	デ	11	243										 	1	10
				7		5		2		-	次	元	E II	百五	三行	平平	板	Ŧ	デル	L								 	1	12
				7		5		3		11	次	元	長子	ī Ħ	家	而	Ŧ	デ	N									 	1	13
	7		6		結	75		-																				 	1	14
	7		7		参	老	Ý	樹	1																			 	1	15
第81	き	*	導	体	製	浩	T	程	12	お	け	3	塵 找	主当	生動	1解	析											 	1	28
-	8		1		ま	ニズ	が	き		10			±															 	1	28
	8		2		塵	挨	付	着	機	構	解	析																 	1	28
				8		2		1	-	解	析	Ŧ.	デル	,														 	1	28
				8		2		2		基	礎	1	51	. 7	「教	值	解	析	手污	ŧ								 	1	29
				8		2		3		結	果	お	よび	ׇ	察													 	1	30
							8		2		3		1	役	如料	;子	K	働	く名	× 1	10	Et.	較					 	1	32
							8		2		3		2	P	II		~	Di	微彩	立一	三次	着	量の	時	間:	推利	8		1	32
							8		2		3		3	1	II	.1	~	0	微彩	立王	三次	着	分布					 	1	32
	8		3		プ	П	セ	ス	0	塵	挨	誹問	日模	《積	鲔	祈												 	1	33
				8		3		1		解	析	Đ	デル	,														 	1	33
				8		3		2		基	礎	17	およ	7	~ 类	値	解	析	手汐	ŧ								 	1	34
				8		3		3		計	值;	結	果ま	1	7)	老	察											 	1	36
							8		3		3		1	叔	山田	! 槽	内	D	法重	力力	f沪							 	1	36
							8		3		3		2	如	田田	槽	内	0	散新	立王	こ法	動力	寺性					 	1	36
							8		3		3		3	如	い理	槽	0	洗	净集	寺村	=							 	1	37
	8		4		結	び																						 	1	37
	8		5		参	考	Ý	献																				 	1	38
第9章	主	結	論																									 	1	47
		謝	辞																									 	1	50

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

第1章緒 言

-1-

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、 混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スキームいが多用されている 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(*).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 (*)は, これらの研究をレビューした. 新津(*)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

-2-

-3-

-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).

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 いか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.大橋らいき、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徽粒子制御 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清浄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

-5-

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^{CD}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-

-6-

-7-

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) 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.

-8-

- (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.

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.

 $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \overline{u})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \overline{v})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \overline{v})}{$

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軸方向の運動量保存式:

 $\frac{\partial (\rho \bar{u})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u} \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial }{\partial x}$ $= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} [(\mu_{L} + \mu_{R})]$ $+\frac{\partial}{\partial \tau} \left[(\mu_{\rm L} + \mu_{\rm t}) \frac{\partial \overline{\rm u}}{\partial \tau} \right]$

第2章 基礎方程式

$$\frac{\partial (\rho \overline{w})}{\partial z} = 0 \qquad \dots \dots \dots \dots \dots (2-1)$$

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.

-9-

y 軸方向の運動量保存式:

z軸方向の運動量保存式:

ここで,μ,は乱流粘性係数,μ,は分子粘性係数,Ρは圧力,g,g,g,g,k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.

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. Shは熱の発生項, Prはプラントル数, Gh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.

 $T = (\overline{h} / C_{pm}) + T_o$

ここで、 Cpmは基準温度To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)
$$\frac{\partial (\rho \overline{C})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \overline{u} \overline{C})}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}$$
$$= \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu L}{S_c} + \frac{\mu t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial \overline{C}}{\partial x} \right]$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\mu_L}{S_c} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial C}{\partial z} \right]$$

ここで、Cは成分の質量分率、Scvは成分の発生項、Scはシュミット数、oc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 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. 子の運動方程式は式(2-8)で表せる.

(2-6)

で与えられる成分の保存式を用いる.

 $\frac{(\rho \,\overline{v} \,\overline{C})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \,\overline{w} \,\overline{C})}{\partial z}$ $+\frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\mu_{L}}{S_{c}} + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{c}}\right) \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} \right]$

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-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 か数μm以下の場合

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

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, の球であるとすれば次式で表される.

$$m = \rho_{p} \frac{\pi D_{p}^{3}}{6} \qquad \dots \qquad (2-9)$$

ここで、 p k 微粒子密度, D k 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).

$$B = \frac{1}{3 \pi \mu_{\rm L} D_{\rm P}} \qquad (2-10)$$

ここで、 μ_{L} は分子粘性係数である、また、 Σ F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.

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

ここで, p。は微粒子個数濃度, D。はブラウン拡散定数, V。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てpc=mB(1)を用いると次式で表され 3.

ここでu、は終末沈降速度ベクトル, Trcは微粒子の緩和時間であり次式で表される(1).

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.

 $F = F_v + F_p$

ここで, Fvはファンデルワールス力, Fp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 あり、その拡散係数は次式で与えられる(1).

$$D_{B} = \frac{k_{B}T}{3 \pi \mu_{L} D_{P}} \qquad \cdots$$

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. C_D = 24/R e を用いれば終末沈降速度u_tは次式で表される⁽¹⁾.

 $u_{t} = (\rho_{p} - \rho) g D_{p}^{2} / 18 \mu_{L}$

2.5.3 ファンデルワールス力

(2 - 14)

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

(2 - 15)

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.本論文中ではRe≦2のStokes域にあるので, 微粒子の抵抗係数

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

-13-

- (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.

$$F_{v} = \frac{A_{123}}{3 D_{p}} \cdot \frac{\overline{\lambda} (\overline{\lambda} + 22.232 H')}{H'^{2} (\overline{\lambda} + 11.116 H')^{2}} \qquad \dots \dots (2-17)$$

ここで、A123はHamakar定数、入はファンデルワールス力の遅延効果を表す遅延パラメ $- タであり \overline{\lambda} = 2 \lambda / D_{p}, H' = H_{o} / D_{p}$ である.また、 λ は原子の光吸収波長(Wave length of Atoms), Hoは微粒子と平面間の距離である. A123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A11, A33, A22とす れば次式の関係がある(3).

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.

$$F_{D} = -4 \pi \tau_{o} k_{e} \varepsilon_{o} \Psi_{1} \Psi_{3} \left[\frac{e \times p (-\tau_{o} H')}{1 + e \times p (-\tau_{o} H')} - \frac{1}{2} \cdot \frac{(\Psi_{1} - \Psi_{3})^{2}}{\Psi_{1} \Psi_{3}} \cdot \frac{e \times p (-2 \tau_{o} H')}{1 - e \times p (-2 \tau_{o} H')} \right] \qquad \dots \dots (2-19)$$

ここで、 $\tau_{o} = \kappa D_{p} / 2$, k o は媒体の比誘電率、 ε_{o} 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, K 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).

$$\kappa^{2} = \frac{2 c e^{2} Z_{i}^{2}}{\varepsilon_{c} k_{e} k_{B} T}$$

ここで, cは媒体中のイオン濃度, eは電気素量, z,は媒体中のイオン価である.

2・5・5 微粒子の沈着量

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

 $j = -D_B \nabla p_c + V_t p_c$

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).

$$\frac{\partial (\rho \overline{p_{c}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \overline{U} p_{c})$$
$$= \nabla \cdot [(\rho D_{B} + \mu_{t}) \nabla \overline{p_{c}}]$$

(2-22)]を成分表示で表すと次式のようになる.

$$\frac{\partial (\rho \overline{p_{c}^{*}})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \overline{u} \overline{p_{c}^{*}})}{\partial x}$$
$$= \frac{\partial}{\partial x} [(\rho D_{B} + \mu_{t}) \frac{\partial \overline{p}}{\partial x}$$
$$+ \frac{\partial}{\partial z} [(\rho D_{B} + \mu_{t}) \frac{\partial \overline{p}}{\partial z}]$$

ここで、 ρは混合物の密度, p。*は発生位置の濃度 p cin で無次元化した微粒子の粒子個

 $[-\nabla \cdot (\rho V_t p_c)]$

(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

 $+\frac{\partial (\rho \overline{v} \overline{p_{c}}^{*})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \overline{w} \overline{p_{c}}^{*})}{\partial z}$ $\frac{\overline{p_{e^{*}}}}{x}] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\rho D_{B} + \mu_{t}) \frac{\partial \overline{p_{e^{*}}}}{\partial y} \right]$ -1+Snc

-15-

数濃度(= p_c/p_{cln}), Speは次式で表される.

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μuはBoussinesqによって導入された概念であり、レイノルズ応力てい $= -\rho u_1' u_3'$ (ただしu₁, u₃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,

$$\tau_{i,j} = \mu_{t} \left[\left\{ \frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial \overline{u}_{j}}{\partial x_{i}} \right\} - \frac{2}{3} \delta_{i,j} \frac{\partial \overline{u}_{k}}{\partial x_{k}} \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{i}$$

(ただしx」はx, y, zのいずれかを指す)というように置き換える(*). ここで, kは 乱れの運動エネルギーで(u,'2+u,'2+u,'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ル を求めるモデルである(*).

この混合長1…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 $1_m/\delta = 0.09(\delta: 1/2 噴流の幅)$ を用いた⁽⁶⁾.

2・6・2 $k-\varepsilon$ 二方程式モデル

k-εモデルは、乱れの運動エネルギーk [=1/2 (u,'²+u,'²+u²)]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 (*). k については,次に示す輸送方程式を解いて求める(*).

ここで

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

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu_{L} + \frac{\mu_{L}}{\sigma_{k}}) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu_{L} + \frac{\mu_{L}}{\sigma_{k}}) \frac{\partial k}{\partial y} \right]$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_{L} + \frac{\mu_{L}}{\sigma_{k}}) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + G_{k} - \rho \varepsilon \qquad (2-26)$$

$$\sigma_{k} k k k k j j \delta l k j z l v k j c \delta \delta. \quad s t, \quad G_{k} k j c \delta l \delta c \delta.$$

$$G_{k} = \mu_{L} \left[2 \left\{ (\frac{\partial \overline{u}}{\partial x})^{2} + (\frac{\partial \overline{v}}{\partial y})^{2} + (\frac{\partial \overline{w}}{\partial z})^{2} \right\} + (\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x})^{2}$$

$$+ (\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x})^{2} + (\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x})^{2} \right] \qquad (2-27)$$

εの輸送方程式は、次のようになる(⁶).

ここで, $C_2=1.92$ とする. μ_{t} はkと ϵ から次式により求める⁽⁶⁾.

$$\mu_{t} = C_{D} \frac{k^{2}}{\varepsilon} \qquad \dots \dots$$

(2 - 29)

ここで、Coは定数であり、Co=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kpは,

ここで、 て Pおよび て 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,

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.

 $S_* = R_*^{-1} - 0.1561 R_*^{-0.45} + 0.0873 R_*^{-0.3} + 0.03713 R_*^{-0.18}$

ZZ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, て ∞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.

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

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

表2-2 各々に対するF,S。

ø	Г	S ¢
1	0	0
ū	μ ₁ +μ _t	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \rho g_{\times}$
v	μ ₁ +μ _t	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \rho g_y$
w	μ _L +μ _t	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z$
ከ	$\frac{\mu_{\rm L}}{P_{\rm r}} + \frac{\mu_{\rm t}}{\sigma_{\rm h}}$	Sh
C	$\frac{\mu_{\rm L}}{\rm S_{\rm c}} + \frac{\mu_{\rm t}}{\sigma_{\rm c}}$	Sev
pc*	ρD _B +μ _t	$-\nabla \cdot \rho \left[u_{t} + \frac{\tau_{pc}}{m} \left(F_{v} + F_{D} \right) \right] \overline{p_{c}}^{*}$
k	$\mu_{\rm L} + \frac{\mu_{\rm t}}{\sigma_{\rm k}}$	$G_k - \rho \varepsilon$
3	$\mu_{\rm L} + \frac{\mu_{\rm t}}{\sigma_{\rm e}}$	$C_1 G_k \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$

2·8 参考文献

- (1) 高橋, 改著 基礎エアロゾル工学, (1982), 養賢堂.
- No.3(1969), 552.
- (3) J. Visser, J. Colloid Interface Sci., Vol.55(1976), 664.

-18-

(2) A. Suzuki, N.F.H. Ho and W.I. Higuchi, J. Colloid Interface Sci., Vol.29,

- (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.

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)、QUIC K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 (SUW DS-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

-21-

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.

 $\frac{\partial (\rho \phi)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u \phi)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v \phi)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w \phi)}{\partial z}$ $= \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S_{P} \phi + S_{C}$

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, Sp, Sc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 (Ø 1. 1. 1) 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,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w点(i-1/2,j,k)を含む界面(w面)を通過する対流・拡散流束を合わ せた全流束J.は次式で表される.

$$J_{w} = \phi_{w} \cdot \max [C_{w}, D_{w} + \frac{C_{w}}{2}, 0] - \phi_{P} \cdot \max [-C_{w}, D_{w} - \frac{C_{w}}{2}, 0]$$

ここで、 C_w はw面を通過する対流流束で $C_w = \rho_w u_w \triangle y_3 \triangle z_k$, D_w はw面を通過する 拡散流束でD_w=Γ_w△y_j△z_w/δx₁である.また,添え字wは,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 ユーム中心P(Ø1.1.1)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,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w点(i-1/2,j,k)を含む界面(w面)を通過する対流・拡散流 束を合わせた全流束J_は、w面に垂直方向に位置する4個の変数(ØB, ØP, Øw, Øww) を用いて離散化される. w面に垂直方向の流速u_の正負を考えて対称的に書き表すと, w面における全流束J.は次式で表せる.

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.

ここで, 添え字wは, 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

-23-

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 ユーム中心P(Ø1.J.*)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, 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w点(i-1/2,j,k)を含む界面(w面)を通過する全流束J.は, w面に垂直方向に位置する4個の変数(ØB, ØP, Øw, Øww)と点Wおよび点Pを通り w面に平行な2本の座標軸上の8個の変数(ØN, Øs, ØT, ØB, ØNW, ØSW, ØTW, Ø Bw)によって離散化される. W面に垂直方向の流速をu ~とすれば, W面上の変数 ø ~は次 のように書ける.

ただし、 $\phi_{LIN} = 1/2 (\phi_P + \phi_w)$ である.また、CURVN、CURVT1およびCUR VT2はu*の正負により次のように与えられる.

- u ~> 0 の場合

 $CURVN = \phi_P - 2\phi_w + \phi_{ww}$ $CURVT1 = \phi_{NW} - 2\phi_{P} + \phi_{SW}$ $C U R V T 2 = \phi_{TW} - 2 \phi_{P} + \phi_{BW}$

- u ~< 0 の場合

 $C U R V N = \phi_B - 2 \phi_P + \phi_w$ $C U R V T 1 = \phi_N - 2 \phi_P + \phi_S$ $C U R V T 2 = \phi_T - 2 \phi_P + \phi_B$

したがってw面を通過する全流束は、u.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.

$$J_{w} = \frac{C_{w}}{48} (23\phi_{P} + 23\phi_{w} - 3\phi_{P} + \phi_{P} + \phi$$

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

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 軸として新たに r-n1-n2座標系を導入する.

(a)三次元傾斜風上差分法(SUDS-3D) 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.

 $_{\rm B} + \phi_{\rm N} + \phi_{\rm S} + \phi_{\rm T} + \phi_{\rm B} - 3 \phi_{\rm WW}$

 $3\phi_{\rm B} - \phi_{\rm N} - \phi_{\rm S} - \phi_{\rm T} - \phi_{\rm B} - 3\phi_{\rm WW}$

 $+\phi_{NW}+\phi_{SW}+\phi_{TW}+\phi_{BW}) - D_{w}\phi_{P}+D_{w}\phi_{W}$ $\dots \dots \dots (3-5)$

ここで, 添え字wは, 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

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

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(Ø1.1.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, w, n, s, t, bと呼ぶ. 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、wを原点とし、流れの方向にr軸, x-y-z座標系 を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n1, n2

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.

ここで、 V wは速度成分(uw, vw, ww)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.

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

ここで、C1、C2、C3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.

$$\phi = C_{1} + C_{2} \left(y \frac{u}{V_{1}} - x \frac{v}{V_{1}} \right) + C_{3} \left(z \frac{V_{1}}{V_{3}} - x \frac{u w}{V_{1} V_{3}} - y \frac{v w}{V_{1} V_{3}} \right)$$

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.

$$\phi = C_{1}' + C_{2}' \quad (y' \frac{u_{w}}{V_{1w}} - x' \frac{v_{w}}{V_{1w}})$$
$$+ C_{3}' \quad (z' \frac{V_{1w}}{V_{3w}} - x' \frac{u_{w}w_{w}}{V_{1w}V_{3w}} - y' \frac{v_{w}w_{w}}{V_{1w}V_{3w}})$$

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, NNTTW, SSTTW, 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.

$$\phi = \phi_{mw} \text{ at } \mathbf{x}' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta$$

$$\phi = \phi_{aw} \text{ at } \mathbf{x}' = -\frac{1}{2} S_{uw} \delta$$

$$\phi = \phi_{rw} \qquad \left| \frac{\mathbf{w}_{w}}{\mathbf{v}_{w}} \right| \leq 1 \text{ O B}$$

$$at \mathbf{x}' = \left| \frac{\mathbf{w}_{w}}{\mathbf{v}_{w}} \right| \leq 1 \text{ O B}.$$

3個のø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.

 $\rho_{w} u_{w} \triangle y_{i} \triangle z_{k} \phi_{w} = (C_{w} - K_{w}) \phi_{mw} + (K_{1U} - K_{2U}) \phi_{rw} + K_{2U} \phi_{qw}$ ここで、C_w=ρ_wu_w△y_j△Z_kであり、K₁υ, K₂υ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.

 $x_{i}, y' = 0, z' = 0$

 $X_{1}, y' = -S_{vw}\delta y_{kw}, z' = -S_{ww}\delta z_{1w}$

 $- \sum_{uw} \delta x_i, y' = - \sum_{vw} \delta y_{kw}, z' = 0$

合

at $\mathbf{x}' = -\frac{1}{2} \mathbf{S}_{uw} \delta \mathbf{x}_{1}, \mathbf{y}' = 0, \mathbf{z}' = -\mathbf{S}_{ww} \delta \mathbf{z}_{1w}$

ここで、Suw, Sww, Swwは絶対値が1で各々uw, Vw, Wwと同符号であり、添え字は $k_w = j + 1/2 (1 - S_{vw}), 1_w = k + 1/2 (1 - S_{ww}) である. 式 (3 - 10) によれ$ ば、 ømulu の符号によりPまたはW, ømulu v, v, woの符号によりNTW, NBW, ST W. SBW, NNTTW, NNBBW, SSTTW, SSBBWの中の1個, ørwはuw, vw, wwの符号およびuw とw.o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

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.

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 3.

(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, Ø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.

見積もるための補間式として使う.

解く.

$$\phi = \phi_{P} \text{ at } \mathbf{x}' = \frac{\delta \mathbf{x}_{i}}{2}, \quad \mathbf{y}'$$

$$\phi = \phi_{w} \text{ at } \mathbf{x}' = -\frac{\delta \mathbf{x}_{i}}{2}, \quad \mathbf{y}'$$

$$\phi = \phi_{w} \text{ at } \mathbf{x}' = -\frac{1}{2} \mathbf{S}_{uw} \delta \mathbf{x}$$

$$\phi = \phi_{rw} \qquad | \frac{\mathbf{w}_{w}}{\mathbf{v}_{w}} | \leq 100 \text{ GeV}$$

$$\text{ at } \mathbf{x}' = -\frac{1}{2} \mathbf{w}_{w} \delta \mathbf{x}$$

 $\rho_{w}u_{w}\frac{\partial \phi}{\partial x} + \rho_{w}v_{w}\frac{\partial \phi}{\partial y} + \rho_{w}w_{w}\frac{\partial \phi}{\partial z} = \Gamma_{w}\frac{\partial^{2}\phi}{\partial x^{2}} + \Gamma_{w}\frac{\partial^{2}\phi}{\partial y^{2}} + \Gamma_{w}\frac{\partial^{2}\phi}{\partial z^{2}}$

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

定数 C_1 , C_2 , C_3 , C_4 は, $\phi_{1,1,*}$ 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

=0, z'=0

=0, z'=0

 $x_1, y' = -S_{vw}\delta y_{kw}, z' = -S_{ww}\delta z_{1w}$

 $-\frac{1}{2}S_{uw}\delta x_{i}, y' = -S_{vw}\delta y_{kw}, z' = 0$

-29-

式(3-16)によれば、uw, vw, wwの符号にかかわらずPとWが選択され、 øgwは u., v., w.の符号によりNTW, NBW, STW, SBW, NNTTW, NNBBW, SSTTW, SSBBWの中の1 個、 ϕ_r 。は u_v , v_v , w_v の符号および v_v と w_v 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¢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.

ここで, A1w', A2w', A3w', A1w", A2w", A3w"はそれぞれ次式のように与え られる.

れる.

$$\begin{vmatrix} \frac{w_{v}}{v_{v}} | \leq 10 \text{ disc} \\ A_{1v} = \frac{1}{B_{v}} \left\{ \alpha_{v} - \frac{|\beta_{v}|}{2} (1 + S_{vv}) \right\}, A_{2v} = \frac{|\gamma_{v}|}{B_{v}}, A_{3v} = \frac{|\beta_{v}|}{B_{v}} \\ \hbar \mathcal{E} \cup, \\ B_{v} = |\gamma_{v}| \left\{ 1 - \exp\left(-P_{2v}\right) \right\} \exp\left(-\frac{P_{3v}}{2}\right) \exp\left(-P_{3v}\right) \\ + |\beta_{v}| \left\{ 1 - \exp\left(-P_{3v}\right) \right\} \exp\left(-\frac{P_{3v}}{2}\right) \\ + 2 |\alpha_{v}| \sin h\left(\frac{P_{3v}}{2}\right) \\ + 2 |\alpha_{v}| \sin h\left(\frac{P_{3v}}{2}\right) \\ \left|\frac{w_{v}}{v_{v}}\right| > 10 \text{ disc} \\ A_{1v} = \frac{1}{B_{v}} \left\{ \alpha_{v} - \frac{|\gamma_{v}|}{2} (1 + S_{3v}) \right\}, A_{2v} = \frac{|\beta_{v}|}{B_{v}}, A_{2v} = \frac{|\gamma_{v}|}{B_{v}} \\ \hbar \mathcal{E} \cup, \\ B_{v} = |\beta_{v}| \left\{ 1 - \exp\left(-P_{3v}\right) \right\} \exp\left(-\frac{P_{3v}}{2}\right) \exp\left(-P_{2v}\right) \\ + |\gamma_{v}| \left\{ 1 - \exp\left(-P_{3v}\right) \right\} \exp\left(-\frac{P_{3v}}{2}\right) \end{vmatrix}$$

 $+2 \mid \alpha_{*} \mid sinh(\frac{1}{2})$

ここで、 α_w 、 β_w 、 γ_w 、 P_{xw} 、 P_{yw} 、 P_{zw} は次のように定義した。

 $\alpha_w = u_w \delta y_{kw} \delta Z_{1w}$ $\beta_w = v_w \delta X_i \delta Z_{1w}$

また, A1w, A2w, A3wは Vwと Wwの相対的な大きさにより式 (3-20)のように与えら

$$(-P_{zw})$$
 } exp $(-\frac{P_{xw}}{2})$

-31-

 $\gamma_{w} = W_{w} \delta X_{1} \delta y_{kw}$

$$\begin{bmatrix} P_{xw} = \rho_{w} | u_{w} | \delta x_{i} / \Gamma_{w} \\ P_{yw} = \rho_{w} | v_{w} | \delta y_{w} / \Gamma_{w} \\ P_{zw} = \rho_{w} | w_{w} | \delta z_{iw} / \Gamma_{w} \end{bmatrix}$$
(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きざみとし,計算領域全体を15×15×15に 分割した.

表3-1 計算条件

Case	V ×	× :	Vy	y :	Vzz	P×v	Pyw	Pzw
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_{××}, V_{>>}, V_{≥≥}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ー数P_{××}, P_{××}, P_{≥×}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⁽¹⁾,一次元QUICK スキーム⁽⁴⁾および三次元QUICKスキーム⁽⁷⁾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.

に対する無次元半値幅W*を求めて図3-本章で扱った条件はセルペクレー数が-

本章で扱った条件はセルペクレー数が十分大きいため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.

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(い)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.

$$\begin{bmatrix} a_{e} u_{e}^{**} = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb}^{**} + b + (P_{P}^{**} - P_{B}^{**}) A_{e} \\ a_{e} v_{n}^{**} = \sum_{nb} a_{nb} v_{nb}^{**} + b + (P_{P}^{**} - P_{N}^{**}) A_{n} \\ a_{e} w_{t}^{**} = \sum_{nb} a_{nb} w_{nb}^{**} + b + (P_{P}^{**} - P_{T}^{**}) A_{t} \end{bmatrix}$$

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., A., 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.

 $a_{P}p_{P}' = a_{B}p_{B}' + a_{w}p_{w}' + a_{N}p_{N}' + a_{S}p_{S}' + a_{T}p_{T}' + a_{B}p_{B}' + b$

ZZT, $d_o = A_o/a_o$, $d_n = A_n/a_n$, $d_t = A_t/a_t \ge the ta_B$, a_w , a_N , a_S , a_T, a_B, bは次式で表される.

$$a_B = \rho_o d_o \Delta y \Delta z$$

 $a_w = \rho_w d_w \Delta y \Delta z$ $a_N = \rho_n d_n \Delta X \Delta Z$ $a_s = \rho_a d_a \Delta x \Delta z$ $a_T = \rho_t d_t \Delta X \Delta y$ $a_{B} = \rho_{b} d_{b} \Delta x \Delta y$ $a_{P} = a_{B} + a_{W} + a_{N} + a_{S} + a_{T} + a_{B}$

 $b = \frac{(\rho_{P}^{n} - \rho_{P}) \triangle x \triangle y \triangle z}{+ (\rho_{w} u_{w}^{*} - \rho_{e} u_{e}^{*}) \triangle y \triangle z}$ + $(\rho_{B}V_{B}^{*} - \rho_{D}V_{D}^{*}) \Delta X \Delta Z + (\rho_{b}W_{b}^{*} - \rho_{t}W_{t}^{*})$ 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. (3 - 26)

$$\begin{bmatrix} u_{e} = u_{e}^{*} + d_{e} (p_{P}' - p_{B}') \\ v_{n} = v_{e}^{*} + d_{n} (p_{P}' - p_{N}') \\ w_{t} = w_{t}^{*} + d_{t} (p_{P}' - p_{T}') \end{bmatrix}$$

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'

3.

(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ue, vn, w.を求める.

(5) 式 (3-27) により Pを求める.

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

(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(ØP, ØB, Øw, ØN, Øs, ØT, ØB)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 いいに 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.

$\frac{\max \phi - \phi^* }{\max \phi } \leq K_1$	
$\frac{\max p' }{\max P } \leq K_2$	

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K1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

K2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

- HILL BOOK Company.
- 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.
- (1970), Intertext Book.
- (12) 古藤·山中, 機論, 56-530, B(1990), 3120.

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

(2) B.P. Leonard, Computational Techniques in Transient and Turbulent Flow,

(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,



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3-4 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







-40-

図3-8 全体としての計算手順

-41-

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^(e) 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、WcA、WcAは各々CAおよびGA吹出し幅, VcA, VcAは各々CAおよびGA吹出し速度, TcA, TcA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、Ø0.2mmの

-43-

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)

ここで, xは鉛直下方向座標, ψは流れ関数, 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 \overline{u} , hに対する Γ , S

ø	Г	S
ū	µ off	$-\frac{1}{\rho \overline{u}} \left(\frac{\partial P}{\partial x} - \rho g\right)$
h	Heff Oeff.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 $\sigma_{eff.h}=0.7$, Ρは圧力, gは重力の加速度, μεττは有効粘性係数である. さらに, μτを層流粘性係数, μ_t を乱流粘性係数とすれば、 $\mu_{ett} = \mu_L + \mu_t$ 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).

$$\mu_{t} = \rho l_{m^{2}} | \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} |$$

る(7). δを境界層の厚さとすれば、

$$l_m = 0.07 \delta$$

温度Tは,エンタルピートから式(4-
h= $\int_{-1}^{T} c_P dT$

ここで、To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。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 0 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℃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。")は,式(4 -5)から求める(6).

$$m_{a}" = - \frac{\partial \psi_{a}}{\partial x} \qquad \cdots$$

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.

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho_{\infty}g$$

ここで、1mは混合長、yは水平庫外方向座標軸である、1mは、式(4-3)より算出す

-4)を使って求める.

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

ここで、Pは圧力、p-は基準となる大気の密度である.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.

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

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.

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

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なる.

(2)棚効果モデル

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棚があるため,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,棚効果モデルを用い 3.

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棚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棚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,棚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段めの棚にさしかかると,棚によってエアカーテン本流と,棚に沿って庫内へ 入る流れ(2)および(2)'に分かれる.さらに棚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段めの棚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段目以降の棚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、最終棚空間の連続性を満たすように⑥へ吸込まれ るため、2段目以降の棚空間の連続性は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棚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,エアカーテンが棚間を流れてい る際は二次元平面自由噴流の計算を行い、棚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)は棚通過直前のエ 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,次の棚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

7)

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棚先端が同一直線上に無い1段目棚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段目の棚間空間では水平方向に気流成分V。が生じ、 V。= VcA・d/hと表わす.ここで、VcAは冷却用エアカーテン(CA)の吹出し速度、 dは1段目棚先端位置、hは1段目棚間距離である.これにより、棚先端位置dが大きい ほどV。は大きくなる.さらに、背面下降流3の流量GHAIは気流2の持つ運動量に比例す

-46-

-47-

 $G_{HAI} = A \cdot \rho_{IN} \cdot V_{CA} \cdot d / h$

ここで、 ρ_{IN}は1段目棚間空間の平均密度である. Aは実験定数であり、d=70mm, h = 285mm, V_{CA}=1m/S, ρ_{IN}: (0℃基準の密度)の場合のG_{HAI}の実測値(160k g/h)からA=1.418m³/s²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} =90mm, W_{cA} =60mm, CAおよびGA吹出し平均速度が各々V ca=1.0m/s, V_{GA}=0.7m/s, CAおよびGA吹出し温度が各々T_{GA}=-5℃, T_{GA} =10°C,庫内および庫外温度が各々 T_{IN} =0°C, T_{OUT} =25°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、棚効果モデル、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, $\boxtimes 4 - 7$ (x = 57mm), $\boxtimes 4 - 8$ (x = 275mm), $\boxtimes 4 - 9$ (x =595mm),図4-10(x=830mm)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 の棚までの領域のエアカーテン流であり、棚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,棚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は棚を2段通 過後の流れ,図4-10は棚を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 棚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GHAI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,棚先端位置 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

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)庫内の各棚に対して、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(⁸⁾.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_B とする. 性能評価としては次式に示す1/ ΔC 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/△Cを外気侵入量に直接結び付けることはでき ない.

$$\frac{1}{\triangle C} = \frac{1}{(C_{C1} - C_R)} [p p m^{-1}]$$

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:GCR TOTAL [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〕, mr"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

-48-

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

とし, XNを吸込み口の位置とすれば、

(b)外気侵入量:G_{CB}[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GCR. 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 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〕. Gca, Gca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。

 $G_{CR} = G_{CR' TOTAL} \cdot \frac{G_{CA} + G_{GA}}{G_{CA} + G_{GA} + G_{CR' TOTAL}}$

(c)エアカーテンダクト内に入る熱量増加量:△Hw「kcal/h]

△H_Mは,エアカア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△QHAI(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.

ここで、 ум, у к 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,は庫外へ, y,>y>yccはGAダクトへ, ycc> y>y」はCAダクトへ, y1>yの内(6)は背面下降流の流量GHAI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GcAは、 「 PU $dy, CAの質量流量G_{cald} \int_{v_{I}}^{v_{GC}} p \overline{u} dy + G_{HAI} となる. また, 添え字0は吹出し口で$ の値を示す.

(d)CAダクトに入る熱量増加量:△H_{cc}[kcal/h] △H_{sc}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△QHAI(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,△H_Mよりも 実質的な評価ができる.

の値を示す.

(e)ショーケース庫内から奪われる熱量: $\Sigma \triangle H_{I}$ [kcal/h] される.

> $\Delta H_{I} = \int_{x_{1}+1}^{x_{1}} C_{p}(T_{IN}-T_{o}) m_{I} dx - \int_{0}^{y_{I}} h \rho u dy |_{x_{I}}$

ここで、x」はi段目の棚位置、T」Nは庫内温度、Toは基準温度、m」"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△

ここで, ycc, y1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 $\int_{y_{I}}^{y_{GC}} h \rho \overline{u} d y + G_{HAI}$ となるyの値である.また,添え字0は吹出し口で

∑△H₁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〕. △H₁をi段目の棚間から奪われる熱量とすれば, △H₁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

-51-

 H_{I} を合計した $\Sigma \triangle H_{I}$ 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C A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

Tca	Тда	Толт	T in	Wca	WGA	Vca	VGA
- 5 ℃	10°C	25°C	0°C	90 m m	40 m m	1.0 m/s	0.5 m/s
1	1	1	1	↑	1	Ŷ	0.7 m/s
1	1	1	1	↑	60 m m	Ŷ	0.5 m/s
1	Ŷ	Ŷ	1	1	1	Ŷ	0.7 m/s
1	Ŷ	1	1	1	80 m m	1	0.5 m/s
1	1	1	1	1	1	1	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Gcr · TOTAL,エアカーテンダクト内に入る熱量増加量△H×, CAダクト内に入る熱量増加量 △H ccは,実験による外気遮断性能評価1/△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Gcrについては,全外気侵入量Gcr.TOTALがエアカーテン内に均一に広 がるとした仮定に問題がある.また,全外気侵入量Gcr.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ので,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 $\Sigma \Delta H_1$ 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 $T_{IN} = 0$ °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 $\Sigma \Delta H_1$ は生じない.そこで、 ΔH_{M} 、 ΔH_{cc} から仮想的な負荷である Σ ΔH_1 を差し引いて,式(4-15)のように真の熱量増加量 ΔH_{MI} 、 ΔH_{ccI} を算出した.

 $\triangle H_{MI} = \triangle H_{M} - \Sigma \triangle H_{I}$ $\triangle H_{GCI} = \triangle H_{GC} - \Sigma \triangle H_{I}$

ここで,計算による外気遮断性能△H_{MI}と実験による外気遮断性能1/△Cと比較して図 4-16に示した.図4-16において,〇,●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△H_{MI},△H_{oc1}は,実験による評価1/△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^(の) 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△T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_{GA},W_{GA},エアカーテン吹出し風速V_{GA},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 Δ H_{MI}(O印)および庫内温度均一性 Δ T(Δ 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/ Δ 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_{GA}=-5℃,T_{GA}=10℃,庫内温度T_{IN}=0℃,庫外温度T_{our}=25℃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△H^{MI}が低くなり、計算による庫内温度の均一性△Tも増 す.実験による外気侵入量1/△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Wca, Wca

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△H_{MI}は庫内 温度均一性△Tは向上する.しかし,△H_{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_cAの増加と共に,計算による外気侵入量△H_{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/△Cと一致して いる.

(c)吹出し風速Vca, Vca

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 Δ H_{MI}は 低下し、計算による庫内温度の均一性 Δ Tは増すが、V_{CA}=V_{GA}を境として庫内温度の均 一性 Δ T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 Δ H_{MI} は漸減し、計算による庫内温度の均一性 Δ T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/ Δ 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 θ =0を基本とし、CA、GA の流量を固定して(a)(θ >0),(c)(θ <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 。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 。を境として両側に計算による外気侵入量 Δ H_{MI}、および計算による庫内温度の 均一性 Δ T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 -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△H×I、△H aciを設定した.さらに、庫内温度の均一性評価△T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

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

-55-

(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4-2 モデルショーケース



1 @ Line Flow Fan, 3 4 Heat Exchanger, 5 6 Electric Heater, Delower, Outlet, Onlet, Oshelves, Air Duct

図4-1 実験装置概略

図4-3 庫内気流の模式図









00

Cal. x = 600 mm

Mea. x = 595 mm

mm

100

y

Recorder

CO2 Gas Meter

YGC YI

6

5

e 3

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

図4-11 外気遮断性能の測定系

0

2

To Case

6

Duct



図4-13 吹出し速度分布

-59-



図4-14 性能評価の比較 (V_s=0.5m/s)





図4-16 △Hmiと1/△Cの比較



図4-17 棚先端距離dの影響 (WcA=90mm, WgA=60m, VcA=1.0m/s, VgA=0.7m/s)



図4-18 CA吹出し幅Wcaの影響 ' (Wca=60mm, Vca=1.0m/s, Vca=0.7m/s, d=70mm)



図4-19 GA吹出し幅WgAの影響 (WcA=90mm, VcA=1.0m/s, VgA=0.7m/s, d=70mm) -61-


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



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







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 $\mathbf{k} - \boldsymbol{\varepsilon}$ 二方程式モデル⁽⁴⁾のための乱れエネルギー \mathbf{k} およびその散逸速度 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 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-3D⁽²⁾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Vo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 デルは吹出し方向の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,

 $|\mathbf{V}_{o}| \cdot \mathbf{s} = \mathbf{V}_{\mathbf{x}} \cdot \triangle \mathbf{z} + \mathbf{V}_{\mathbf{z}} \cdot \triangle \mathbf{x}$

-65-

ここで、 V。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。| は Voの大きさ, sはVoに垂直方向の実際の吹出し幅, V×, V≥は各々×軸, z軸方向吹出 し速度成分, △x, △zは各々Vz, V×の吹出し幅である. 吹出し速度Voを各座標軸方 向成分V*, Vzに分解すると,

$V_{\star} = V_{o} \cdot c \circ s \theta$	 (5	5 -	- :	2)
$V_z = V_o \cdot sin\theta$	 (5	5 -	- ;	3)

吹出し幅≤を座標軸に垂直な断面に投影した吹出し幅△x、△zは

$\Delta \mathbf{x} = \mathbf{s} \cdot \mathbf{s} \mathbf{i} \mathbf{n} \theta$	 (5	-	4)
$\triangle z = s \cdot c \circ s \theta$	 (5	_	5)

式(5-2)~(5-5)によれば、吹出し風量は、

$$V_{x} \cdot \bigtriangleup z + V_{z} \cdot \bigtriangleup x$$

= | V_{o} | $\cdot c \circ s \theta \cdot s \cdot c \circ s \theta + | V_{o}$ | $\cdot s \circ s \circ s \circ s \circ s \circ \theta$
= | V_{o} | $\cdot s$

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*およびMzは

$M_{\star} = (\rho V_{\star} \cdot \triangle z) \cdot V_{\star}$	
$= \rho V_{\circ} ^{2} \cdot s \cdot c \circ s^{3} \theta$	
$M_z = (\rho V_z \cdot \triangle z) \cdot V_z$	
$= \rho V_o ^2 \cdot s \cdot s i n^3 \theta$	

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*/M*は, 式 (5-6) および式 (5-7) より

 $M_{\star}/M_{z}=1/tan^{3}\theta$ (5-8)

(b)モデル2

$$|V_o| \cdot s = V_x \cdot \triangle z + V_z$$

吹出し方向θと吹出し速度成分比Vz/Vxの関係より,

$$V_z/V_x = tan\theta$$

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,

$$\Delta x = \Delta z = s / \sqrt{2}$$

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

$$\mathbf{V}_{\mathbf{x}} = |\mathbf{V}_{\mathbf{o}}| \frac{\sqrt{2}}{\tan \theta + 1},$$

運動量のx, z方向成分M*およびMzは,

$$M_{x} = (\rho V_{x} \cdot \Delta z) \cdot V_{x}$$
$$= \rho |V_{o}|^{2} s \frac{\sqrt{2}}{(tan)}$$
$$M_{z} = (\rho V_{z} \cdot \Delta x) \cdot V_{z}$$
$$= \rho |V_{o}|^{2} s \frac{\sqrt{2} ta}{(tan)}$$

運動量のx, z方向成分比M×/M≥は,式(5-13)および(5-14)より

$$M_{x}/M_{z}=1/tan^{2}\theta$$

(c)吹出し口モデルの精度比較

-66-

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Vx, Vzの吹出し幅△zおよび△x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,

 $V_{z} = |V_{o}| \frac{\sqrt{2} \tan \theta}{\tan \theta + 1}$ $\dots \dots (5-12)$

 $\theta + 1)^{2}$

n² θ $+1)^{2}$

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

-67-

$$(V_x)_o = |V_o| \cos\theta$$
, $(V_z)_o = |V_o| \sin\theta$ $(5-16)$

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

(M _×)	•=	pl	Vol 2	•	S	COS	θ	 (5	- 1	7
(M _z)	•=	PI	V o 2		S	sin	θ	 (5	- 18	8

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

> $(M_{\star}/M_{z})_{o} = 1/tan\theta$ (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 $V_x/(V_x)_o$ 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(tanθ)は正しく評価されている.図 において, V*/(V*) o=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°≤θ≤60°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*/(M*)。, (M*/M2) / $(M_x/M_z)_o c \overline{\boxtimes} 5 - 4 c \overline{\neg} f$. $\overline{\boxtimes} c \overline{\boxtimes} b \overline{\boxtimes} c \overline{\boxtimes} c \overline{\boxtimes} f$. $\overline{\boxtimes} c \overline{\boxtimes} c \overline{\boxtimes}$ /(M*/Mz)o=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°≦θ≦70°)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 数值解析法

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Vx, Vaとし、式(5-20)~ 式 (5-22) により算出した.

$$V_z/V_x = tan\theta$$

 $V_x \cdot \triangle z + V_z \cdot \triangle x = |V_0|$
 $\triangle x = \triangle z = H_{IN}/\sqrt{2}$...

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.

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ベーンにより所 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0.167m³/sとし,吹

-68-

· HIN

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_o は吹出し速度ベクト ル, H_{IN}はVoに垂直方向の実際の吹出し幅である. | Vo|はVoの大きさであり, 吹出

DS-3Dの室内空調熱・気流解析における偽拡散

-69-

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Vo=8.5m/sとなる方 向θ=60°(水平下向き)とした.吸込み面積は0.56m×0.56m,吹出し面積は0.45m× 43.5mm×2口である.ここで,実際の吹出し幅はベ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 m×4.3m×2.7mであり、エアコンは天井中央に位置している.ここで、V*およびV*は 各々xおよびz方向の吹出し速度成分, V」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Tc=11.7℃,壁面温度Tw=17.3℃,床面温度Tr=17.8℃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℃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 $V_{o}=8.5m/s$, 吹出し方向は $\theta=60^{\circ}$, 実際の吹出し幅は $H_{1N}=43.5m$ m であるか ら, xおよびz方向吹出し速度成分はV_x=4.4m/s, V_z=7.6m/s, V_x, V_zの吹出 し幅は各々△ z = △ x = 30.8mmとした.また,吹出し温度は実測より46.3℃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V₁=1.06m/sを一様に与 えた. 吹出し口における乱れエネルギーkoおよびその散逸速度εo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0.105W/m²Kとした.さらに,初期条件は,室 温20℃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とる不等間隔刻みとし,計算領域全体を19×14×16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

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=1.11m, (c)はz=2.06 m, (d)はz=2.65m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 Ø 0.3mm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,壁面からの冷輻射を補正している.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 による広がりの結果,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=77s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

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(

-71-

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0.21m×0.21m,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 0.176m³/s (Case1)及び0.142m³/s (Case2)であり,吹出し温度は初期室温15 [℃]において運転開始直後で32.5[℃](Case1)及び38.0[℃](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8.0m×4.3m×2.7 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[℃]とした.実験値は,室内に格子状に設置した素線径 Ø0.3mm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 Vo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 V₂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 V₂として式(5-20)~(5-22)により算出した.ここで,吹出し方向 θ =65°, 実際の吹出し幅H_{IN}=0.210mである.さらに, | V₀|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 k₀, 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_P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℃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25×16×17に分割した.

表5-1 境界条件

C ase	吹	出し湯	法速	試験室内各面 の温度 (℃)		各面	吹出し口での 乱れエネルギー	吹出し口での 乱れの散逸速度
	V _×	m / s	V _o	Tc	(°C) T w	Тг	(m/s-) ko	(m/s°)
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(Case1)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 α = 10.5W/m²K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TIN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∞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(α =0.105W/m²K)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, $\alpha = 10.5 \text{W}/\text{m}^2 \text{K}$ 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-様と仮定して,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(Case1)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=1.65m, 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 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=0.35m)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=0.35m),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=0.35mであり,高速・低温(Case1) 及び低速・高温(Case2)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(Case2)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.

-74-

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θ= 50°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一様な温度分布が得られている.

5・6 結び

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

- 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.

Academic Press.

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

(4) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972),





図5-2 吹出し口モデル(モデル2)









-78-



(a)垂直断面(中央)内分布



(b)水平断面内分布(z=1.1m)



(c)水平断面内分布(z=2.1m)



(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:℃)



(a)垂直断面(中央)内分布



(b)水平断面内分布(z=1.1m)

27

(c)水平断面内分布(z=2.1m)

(d)水平断面内分布(z=2.65m)

図5-9Hybrid スキーム

による等温度線図(単位:℃)

5

30





(b)水平断面内分布(z=1.2m)



(c)水平断面内分布(z=2.0m)



- (d)水平断面内分布(z=2.65m)
- 図 5-10 S U D S-3 による 等温度線図(単位:℃)

5	1	1	-	1	1	1 1 197
	-	-	-	-	-	
			-			- / ///
			-	-	,	1 / //
						1 1 11.
	-		-			
	•		-			
		-	-			
			-			
		11111	111	11.1.1	110	
1	1		-	•	•	
1	1		•	•		1
1	*	-	-	-	-	
	-	. 1	-		1 1	
•	`b)		- 断ī	一 (z =	=1.11n
• (, b)	水平	断	面(z =	= 1.11m
(, in p)	水平	新四		Z =	=1.11m
. (, , mil) (q	水平	断		Z = 0.67	=1.11m
- (, imit ()	水平	断面		Z = 0.67	=1.11m
. (, , , p) (1111, , ,	水平	断面		Z = 0.67	=1.11n
	, , p) (1111, ,	水平	断		Z = 0.67	=1.11m
1	b)	小平 1111	断		Z = 0.67	=1.11m
1	b)	水平	断 1		Z = 0.67	=1.11m
1	b)	水平 1111 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	断		Z = 0.67	=1.11m
1 . (b)	水平 1111 水平	断 新 新		Z = 0.67	= 1.11n
1	b) (1111) · · · · · · · · · · · · · · · · ·	水平 水平	断		z = 0.67	= 1.11n
	b)	水平 一	断 新 新		z = 0.67	= 1.11n 7 m/s = 2.06m



図 5-11 計算 (Hybridスキーム)

7.621 m/s

(a)垂直断面(中心断面)

1:mi
· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
A
1

(b)水平断面(z=1.11m)

			1	-	0.63	58 m	/ 9	5	
	-	-		-	-		-		 -
ĩ	÷	ä	à	1	14	TE	E	2:	 ĩ
		-	-	-	-		-	-	 . *
	*	-	-	-	~	-	-	-	
•	•	-	-	-	•	-	-	-	 •
	•	•	'	`	x		,		
	•			`	x				

(c)水平断面(z=2.06m)



(d)水平断面(z=2.65m)



図 5 - 11 計算(Hyprid スキーム) による速度ベクトル線図(77秒後)













図5-23 水平断面内平均室温の垂直方向分布

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

第6章 室外空調機まわりの熱・気流解析

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

-87-

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 0.028 m³/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(1.5 m×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 気温度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△Tが 吸込み温度Tinにより変化する状況を式(6-1)により考慮した.

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

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 はべき乗則を仮定した.基準高さ Z Bの基準風速を V B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.

$$V = V_R \left(Z / Z_R \right)^{1/n}$$

 $k = (\kappa^2 v_R^2) / (n^2 C_D)$ $\varepsilon = (\kappa^2 v_R^3) / (n^3 z$

ここで、 κ はカルマン定数であり κ =0.41, C_bはk- ϵ 二方程式乱流モデルの定数であ りCp=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、ZBを地上38.4m(後述の風向・風速計を設置したビル屋上高さ)、VB 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

(6-2)

ここでnはべき数であり,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(*). 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.

^{1/2})	 (6	-	3)
)	 (6	_	4)

-89-

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℃等温条件とし、初期条件として32℃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× 37×57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(VB=3.76m/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(VB=0.63m/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_B=3.76m/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($v_{B}=3.76$ 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, $\boxtimes 6 - 11$).

徽風時 ($v_{B}=0.63$ 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 m/s),(c),(d)は微風時(v_R=0.63m/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_B=3.76m/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-

-91-

14(b)).

微風時(V_R=0.63m/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℃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_B=3.76m/s)、(b)は微風 時(V_R=0.63m/s)の結果である,弱風時(V_R=3.76m/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℃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エアの改良で対応が可 能となってくる. 微風時(VR=0.63m/s)には、2階と10階の吸込み温度が低く、お 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=3.76m/s)と図6-17(No.3位置, v_R=0.63m /s)に示す、弱風時(v_B=3.76m/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_B=0.63m/s)には吸込み温度は単純上昇の発散系となり、

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(1/200~1/300)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 ZR(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
Ø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,

-92-

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

-93-

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 横方向の広がりは頻度を表す.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ので,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℃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

- BOOK Company.
- Academic Press.
- Tokyo (1985), 728.
- (4) 村上, 持田, 林, 佐野, 生産研究, 40-7 (1988), 315.
- (6) 風工学研究所編,ビル風の知識(1984), 鹿島出版会.
- 129.
- (9) 古藤·山中·片山, 機論投稿中.

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

(2) B.E. Launder and D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, (1972),

(3) S. Murakami, A. Mochida and K. Hibi, Int. Symp. on Comput. Fluid Dynamics-

(5) B.P. Leonard, Comput. Methods Appl. Mech. Eng. 19 (1979), 59.

(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),

(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.



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

-96-







ベクトル図 (VR = 3.76m/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=3.76m/s, 南南東, △T=3deg)

-97-



-98-

(V_R=0.63m/s, 北北西, △T=3deg)

-99-





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=0.63m/s, 南南東) -101-







図6-19 地上風の風向変動





-102-

-103-

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
.5mm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(150mm×96mm)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-ε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

-104-

-105-

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Sh、Scv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(CeH1e)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Sh, Scvの与え方について述べる、Sh, Scv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。(m³/ $s \cdot 1 / m^2$)とし、ガソリンを無鉛ガソリン(密度 $\rho_s = 7 \times 10^2 \text{kg} / m^3$)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.

 $CV = \rho_G \cdot V_G \cdot D_C \cdot \Delta X \cdot \Delta y$ (7-1)

従って,煙の生成項Scvは式(7-2)の様になる.

 $S_{cv} = \rho_{g} \cdot V_{g} \cdot D_{c} / \Delta z$ (7 - 2)

ここで、 △ z: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H₆(kJ/kg)とすれば、微小面積からの発 熱量Q(kJ/s)は,

> $Q = \rho_G \cdot V_G \cdot H_G \cdot \Delta X \cdot \Delta y$ (7 - 3)

したがって,エンタルピーの生成項Sbは次式となる.

7·2·4 数值解析方法

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(7)を用いた. 解法アルゴリズムはPatankar のSIMPLE法(7)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_{1n}=0.7m/s,乱流エネ ルギーkin=0.005・uin², 散逸速度 εin=Co・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(10) 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171mmø,全長16.9 mのアクリル製パイプ(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×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℃の一定温度に制御されている.

-106-

-107-

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パイレックス 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 Ø 0.2mm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,床面近房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(*)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 $\mathbf{k} - \boldsymbol{\varepsilon}$ 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Vinを0.7m/s,燃料が無鉛ガソリンであるとして発熱量Hcを 48600kJ/kg, 自動車火災であるとして煙の発生係数D。を0.240(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Vcを1.25×10-7, 1.25×10-5, 2.50

×10⁻⁵, 3.74×10⁻⁵ (m³/s・1/m²)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、Vcは円形火皿の直径dに対してBlinovら(*)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2.5×10-5 (m³/s・1/m²)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Qtotalおよび煙の総発生量CVtotalも併記した,

Case	1	2	3	4
V _G (m ³ /s · 1/m ²)	1.25×10-7	1.25×10 ⁻⁵	2.50×10 ^{-ь}	3.74×10 ⁻⁵
Q TOTAL (k W)	0.061	6.163	12.240	18.328
CVTOTAL (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=84.3s)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 uをその断面内の最 大値umax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 =0.5m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=0.8m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).

表7-1 計算条件

7・4・2 等温度線図による考察

発熱量が大きい場合(Case3)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 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(Case1),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(Case1),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(Case3,4)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 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(Case1),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). Case2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.

 $\frac{\partial C}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial C}{\partial x} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + q$

ここで、Cは煙濃度(kg/m³)、Dは軸方向拡散係数(m²/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(kg/m³s)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.

$q = \frac{C V_{TOTAL}}{A r \cdot (\Delta x)}$

ここで、CV_{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 Arはトンネル断面積(m²)、(△x)」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.

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C1.3.x, (Δy)₃, (Δz) 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C1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Voの大きさ によらず図7-17に示す同一形状となり,図中のCmax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 Cmaxの値

Case	$V_{G}(m^{3}/s \cdot 1/m^{2})$	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Ve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(C ase3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

$$C_{1,k} = \frac{\sum C_{1,j,k} \cdot (\bigtriangleup y)}{\sum (\bigtriangleup y)_{j}}$$

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

-112-

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 $N_* \times N_2 = 23 \times 15$ 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.

>) 1

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、 $Type1 \sim 3$ 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, Type4は Type3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Type1 ~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. Type1~3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Type3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. Type1~ 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 リューウムを2個設けるだけで良いことが分かる.さらに、Type1~4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 しなけれはならないが, 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 te.

(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_v×N_z=4×9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.
- 77, BHRA.
- Academic Press.

(4) A. Mizuno, H. Ohashi, I. Nakahori and N. Okubo, Proceeding 5th International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, (1985),

(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),

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

-115-

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7-3 模型トンネル実験装置

-117-









図7-9 三次元数値解析による等速度線図(Case1)





(b) x=0.5m

(b) x=0.5m



(b) x=0.5m (a) x=0.2m



(c) x=0.8m

図7-13 三次元数値解析による等煙濃度線図 (Case1, 単位:× 2.93×10-4 kg/m³)



(d) x-z PLANE y=Om

図7-14 三次元数値解析による等煙濃度線図 (Case2, 単位:× 2.93×10-4 kg/m³)





(c) x=0.8m

図 7-15 三次元数値解析による等煙濃度線図 (Case3,単位:× 2.93×10⁻⁴ kg/m³)



(d) x-z PLANE y=Om

図7-16 三次元数値解析による等煙濃度線図 (Case4, 単位:× 2.93×10-4 kg/m³)

-121-

(c) x=0.8m















(d)Case4

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7-24 長方形断面モデルにおけるメッシュ分割



-126-



(b) x=0.5m
 (c) x=0.8m
 (d) x-z PLANE y=0m
 図 7 - 25 三次元長方形断面モデルによる等煙濃度線図
 (Type1, Case1, 単位: × 2.93×10⁻⁴ kg/m³)



m (b) x=0.5m (c) x=0.8m (d) x-z PLANE y=0m 図7-26 三次元長方形断面モデルによる等煙濃度線図 (Type2, Case1,単位:× 2.93×10⁻⁴ kg/m³)





m (b) x=0.5m (c) x=0.8m (d) x-z PLANE y=0m 図7-27 三次元長方形断面モデルによる等煙濃度線図 (Type3, Case1,単位:× 2.93×10⁻⁴ kg/m³)



図 7-28 三次元長方形断面モデルによる等煙濃度線図 (Type4, Case1,単位:× 2.93×10⁻⁴ kg/m³)

-127-

第8章 半導体製造工程における塵挨 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 (10). 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uınım/s,側流uın2m /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.

ø	Г	S 🕈
1	0	0
u	μı	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \rho g_{x}$
v	μı	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \rho g_y$
w	μ _l	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z$
pc*	рDв	$-\nabla \cdot \rho \left[u_{t} + \frac{\tau_{pc}}{m} \left(F_{v} + F_{p} \right) \right] p_{c}^{*}$

表中, u, v, wは各々x, y, z方向の速度成分, p.*は無次元微粒子個数濃度であり, 局所の微粒子個数濃度pcを流入口での粒子個数濃度pcinで除して無次元化したものであ る.また, μ1は液体の分子粘性係数, ρは液体の密度, Pは圧力, gx, gx, gzは各々

表8-1 各φに対するΓ, S。

-129-

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, T_{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℃等温の純水を考え,表8-2に示すCase1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)	$D_{P}(\mu m)$
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

主	0		2
It	0	_	0

パラメータ	記号	単位	数值
粒子径	Dp	m	0.1×10 ⁻⁸
法1法违	Uini	m/s	0.001
而入而迷	U in2	m/s	0.0002
無次元粒子濃度の	pc*in1	-	1.0
入口条件	Pc*in2	-	1.0
媒体のイオン濃度 (3)	с	ions/m³	2.234×1019
イオン価、3、	Zi	-	- 1
電気素量	е	A・s イオン価	1.602×10 ⁻¹⁰
媒体の比誘電率 (4)	k e	-	78.55
カニンガムの補正係数	Cc		1.0
粒子密度	ρ _p	kg m³	2250
粒子のよ電位、、	Ψ1	$\frac{\text{kg}\cdot\text{m}^2}{\text{A}\cdot\text{s}^3}$	-0.120
ウェハの ζ 電位 (5)	Ψ2	$\frac{\text{kg}\cdot\text{m}^2}{\text{A}\cdot\text{s}^3}$	-0.152
粒子のHamakar定数、。	A 11	$\frac{\text{kg}\cdot\text{m}^2}{\text{s}^2}$	7.0×10-20
媒体のHamakar定数'。	A 22	$\frac{\text{kg}\cdot\text{m}^2}{\text{s}^2}$	4.4×10-20
ウエハのHamakar定数	Азз	$\frac{\text{kg}\cdot\text{m}^2}{\text{s}^2}$	10.0×10-20
原子の光吸収波長(7)	λ	m	1.0×10-7

計算に使用した各定数の値

-131-

8・2・3・1 徽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 近傍の無次元徽粒子個数濃度勾配▽p。*の情報が必要となる.ここでは、ウエハ間の中心 において無次元微粒子個数濃度p。*=1とした線形分布を仮定して、∇p。*=1/Lとし た. ただし, Lはウエハ間距離の1/2 (=2.375mm) である. 図中, (zo-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 + 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T B $F_v/mや電気二重層による静電気力 \tau_p F_p/mに起因した移動速度に比べてはるかに大$ きい. また, 粒径が0.1µmではu +とD B/Lは同程度の大きさだが, 粒径が1.0µmでは u_t がはるかに大きくなる. $\tau_p F_v / m \mathfrak{v} \tau_p F_p / m は壁面からの距離が小さくなる程増$ 大し,また粒径が大きいほどその影響は大きい.特に,後者はく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(pc*) Totalを算出した.このようにして求めた経 過時間に対する $(p_{c}^{*})_{Total}$ 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=0.1µm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 ウェ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 $\Sigma_j \triangle t$ 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_{1n2})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 プロセスの塵挨排出機構解析(8) 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. 47m(W)×0.26m(D)×0.23m(H)であり、フィルターにより除塵した清浄液を101/m in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(Ø18mm)から清浄液を0.655m/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 Ø25mmのパイプに設けた Ø2mm×2列 ×17個の細孔から清浄液を,水平下向き30°方向に1.56m/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, 0.18m(W)×0.154m(D)×0.17m(H)で
ø150mm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34×18×29に,液注入方式Bでは全領域の1/4の領域を40

-133-
×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お 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。*は無次元微粒子個数濃度であり, 局所の粒子個数濃度 p_{e} を洗浄開始時の p_{e} 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, µtは乱流粘性係数, pは液体の密度, Pは圧力, gx, gy, gz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.

 $\frac{\partial P}{\partial y} = -48 \,\mu_{\rm L} \frac{\overline{v}}{d^2}$ $\frac{\partial P}{\partial z} = -48 \,\mu_{\rm L} \frac{\overline{W}}{d^2}$

ここで, d はウエハ間隔であり, 流体摩擦係数 λ はウェ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。

ø	Г	S 🕈
1	0	0
ū	$\mu_{L} + \mu_{t}$	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \rho g_{\star}$
v	$\mu_{L} + \mu_{t}$	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \rho g_y$
w	$\mu_{L} + \mu_{t}$	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z$
Pc*	ρD _B +μ _t	$-\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}_{t} \overline{\mathbf{p}_{c}}^{*})$
k	$\mu_{\rm L} + \frac{\mu_{\rm t}}{\sigma_{\rm k}}$	G κ - ρ ε
3	$\mu_{L} + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{s}}$	$C_{1}G_{k}\frac{\varepsilon}{k} - C_{2}\rho \frac{\varepsilon^{2}}{k}$

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.*= 0, 流入境界はpc*=0とした.

表8-4 各φに対するΓ,S。

8・3・3 計算結果および考察

本節では,媒体として25℃等温の純水を考え,密度2250kg/m³で粒子径0.1µm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 e*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 e*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 e*≦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その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_e*)_T,(p_e*)_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 ために方式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

-137-

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

Uin2



)D_p=0.1μm
 (b)D_p=0.5μm
 (c)D_p=1.0μ
 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)

-139-





図8-9 液注入方式A処理槽内の速度ベクトル図



-142-

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8-12 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秒後の徽粒子濃度分布(方式B)

図8-13 洗浄開始388秒後の微粒子濃度分布(方式A)





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,実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) エアカーテン流の棚による影響を考慮した棚効果モデル,(3)エアカーテン吹出し口位置 と棚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△HMI, △H seiを提案した. さらに, 庫 内温度の均一性評価△T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,棚先端距離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.

第9章 結 論

-147-

(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件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Ny×Nz=4×9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.

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.

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 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CAEシステム部, 西部CAEセンターならびに三菱電機(株)中央研究所計画部LOA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。



