

都市火災の物理的延焼性状予測モデルの開発

2005 年 3 月

樋 本 圭 佑

目次

第1章 序論

1.1 研究の背景.....	1
1.1.1 密集市街地の火災安全対策.....	2
1.1.2 火災安全対策の多様性.....	3
1.2 研究の目的.....	4
1.2.1 既往の延焼性状予測手法.....	4
1.2.2 新しい延焼モデル.....	11
1.3 本研究の構成.....	14

第2章 建物内部の火災性状予測モデル

2.1 はじめに.....	19
2.2 区画火災性状.....	20
2.2.1 質量の保存.....	21
2.2.2 エネルギーの保存.....	22
2.2.3 化学種の保存.....	24
2.2.4 気体の状態方程式.....	25
2.2.5 火災性状の変化.....	26
2.3 可燃物の燃焼・発熱.....	27
2.3.1 可燃性ガスの供給速度.....	27
2.3.2 区画内部の発熱速度.....	29
2.3.3 可燃物の着火（区画間の延焼）と火災成長.....	30
2.4 開口を経由した質量の移動.....	32
2.4.1 開口流量.....	32
2.4.2 市街地風と風圧係数.....	34
2.4.3 地表面における基準圧力.....	36
2.5 開口を経由した熱の移動.....	41
2.6 区画境界部材を経由した熱の移動.....	41
2.6.1 部材内温度.....	42
2.6.2 燃え抜けによる新たな開口の形成.....	44
2.7 まとめ.....	47

第3章 建物間の火災拡大性状予測モデル

3.1	はじめに	51
3.2	火災建物からの輻射による熱伝達	52
3.2.1	火災室ガスから伝達される熱流束	53
3.2.2	受熱面から見た輻射面の形態係数	54
3.2.3	噴出火炎から伝達される熱流束	58
3.3	火災建物の風下に形成される熱気流による温度上昇	61
3.3.1	熱気流の温度上昇	61
3.3.2	熱気流の傾き	62
3.3.3	気流軸から受熱区画までの距離	63
3.3.4	複数の熱気流の影響	64
3.4	飛び火による建物間の延焼	66
3.4.1	飛び火による延焼確率	66
3.4.2	火の粉の飛散分布確率	67
3.4.3	火の粉の落下地点	68
3.4.4	火の粉の放出	70
3.5	まとめ	72

第4章 可燃物の燃焼モデルとその区画火災への適用

4.1	はじめに	77
4.2	酸素流入速度に基づく定常的燃焼モデル	78
4.2.1	区画模型実験に基づく質量減少速度式	78
4.2.2	質量減少速度式の拡張	79
4.3	炭化層の形成を考慮した非定常的燃焼モデル	80
4.3.1	非定常的燃焼モデルの概要	81
4.3.2	基礎方程式	81
4.3.3	境界条件	83
4.3.4	プロファイル法による近似解法	85
4.3.5	可燃物モデルの検証 ～その1～	92
4.3.6	可燃物モデルの検証 ～その2～	95
4.4	可燃物モデルを適用した区画の火災性状	97
4.4.1	区画模型実験の概要	97
4.4.2	計算条件	97
4.4.3	盛期火災時の質量減少速度の比較	99
4.4.4	着火から終息までの区画内温度変化	99
4.4.5	定常モデルと非定常モデルの比較	101
4.5	まとめ	102

第5章 火災室開口から噴出する火炎・熱気流の温度と軌跡

5.1	はじめに	107
5.2	開口噴出火炎・熱気流に関する模型実験	110
5.2.1	実験条件	110
5.2.2	測定項目	112
5.2.3	実験結果とその考察	114
5.3	開口噴出火炎・熱気流の温度性状	117
5.3.1	噴出火炎・熱気流モデルの概要	118
5.3.2	気流軸に沿った流れの基礎方程式	119
5.3.3	ガウス分布モデルへの変換	122
5.3.4	基礎方程式の無次元化	124
5.3.5	次元解析による相似則の導出	126
5.3.6	相似則の検証	127
5.4	開口噴出火炎・熱気流の軌跡	132
5.4.1	噴出気流の壁面側と開放側の間に生じる圧力差	132
5.4.2	気流軸の軌跡の相似則	135
5.4.3	相似則の検証	139
5.5	まとめ	142

第6章 火災建物から放出される火の粉の飛散性状

6.1	はじめに	147
6.2	火の粉の飛散性状	148
6.2.1	火の粉の運動方程式	149
6.2.2	火の粉に加わる力およびモーメント	151
6.2.3	オイラー角による平板座標系と空間座標系の関係の定義	153
6.2.4	四元数による平板座標系と空間座標系の関係の定義	155
6.2.5	飛散性状計算の流れ	157
6.3	火炎後方に形成される高温熱流場の数値解析手法	158
6.3.1	流体運動の基礎方程式	158
6.3.2	LES の基礎方程式	161
6.3.3	計算アルゴリズム	165
6.3.4	計算モデルの検証	169
6.4	火の粉の飛散性状シミュレーション	174
6.4.1	計算条件	176
6.4.2	計算結果とその考察	177
6.4.3	飛散距離の相似則	180
6.4.4	相似則の検証	183
6.5	まとめ	186

第7章 延焼性状予測モデルの検証

7.1	はじめに	191
7.2	複数室からなる建物の火災性状	193
7.2.1	実験の概要	193
7.2.2	計算条件	194
7.2.3	1階各室の火災性状	196
7.2.4	2階各室の火災性状	199
7.2.5	建物内部の換気性状	201
7.3	酒田市大火（1976）の検証	202
7.3.1	大火の概要	202
7.3.2	計算条件	205
7.3.3	計算結果とその考察	207
7.4	まとめ	212

第8章 延焼シミュレーションによる密集市街地の火災リスク評価

8.1	はじめに	215
8.2	密集市街地の火災リスク	216
8.2.1	火災リスクの定義	216
8.2.2	火災リスク計算の流れ	217
8.3	高山市三町伝建地区の火災リスク	218
8.3.1	高山市三町地区の概要	218
8.3.2	高山市の気象条件	219
8.3.3	計算条件	221
8.3.4	計算結果とその考察	225
8.4	火災安全対策とその効果	228
8.4.1	対策の選択肢	228
8.4.2	対策の効果	229
8.5	まとめ	230

第9章 総括

9.1	本研究の成果	233
9.2	課題と展望	237

謝辞

発表論文

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

多くの建物が建て詰まった状態にある密集市街地では、ひとたび火災が発生すると容易に隣棟へ延焼する可能性がある。特に、地震時には、建物が構造的な被害を受けて本来の防火性能を期待できない場合が多い上、出火が多発するために消防力が有効に機能せず、被害が大規模化する危険性がある。1995 年の阪神淡路大震災における火災による被害の多くは、このような火災安全上の課題を有する密集市街地に集中している（図 1-1）。都市火災のような大規模災害は、様々な形で被害をもたらし、人々の生活を破綻させるだけでなく、それまで都市が営々と培ってきた歴史や文化をも一時にして灰燼に帰してしまう。都市が住民に対して安全な生活環境を提供し、かつそれぞれの個性を保ちながら持続的に発展していくためにも、都市火災のリスクは許容可能な範囲に制御する必要がある。



図 1-1 阪神淡路大震災における火災延焼の様子[1]

1.1.1 密集市街地の火災安全対策

わが国では、古くから常習的に都市火災が発生してきたため、火災安全を確保する上での各種対策が講じられ、被害を最小化するための努力が歴史的になされてきた。例えば、江戸時代においては、(1) 火消し制度の創設や、(2) 土塗り屋根・板葺き屋根の推進と藁・茅葺き屋根の禁止、(3) 広小路・防火堤・火除け地の設置などの対策が試みられている[2]。最近に至っては、(1) ドレンチャーなどの消火設備の設置や消防機関の整備、(2) 老朽化した建物の防耐火性能の高い建物への建て替え、(3) 広幅員道路・空地・延焼遮断帯の確保などといった手法により、市街地の火災安全性能の向上が図られている[3]。これらの対策の考え方は、時代によらず以下のいずれかに分類できる（ただし、次の各番号は上記の番号に対応させてある）：

- (1) 消火による方法
- (2) 建物の難燃化・緩燃化による方法
- (3) 火災の区画化による方法

つまり、時間を経て、新しい技術が開発されることで対策の形は変わっているものの、その本質的な内容は変わっていないことが分かる。

ところで、都市火災は、燃烧する建物の数が限られている出火から間もない段階では比較的緩やかに延焼を起こし、その後、同時に燃烧する建物の数が多くなるにつれて指数関数的に規模を拡大していくことが知られている。上に示した各対策は、こうした火災の規模の変化に対応して、それぞれ特徴的な効果を発揮する。この関係を模式的に示したものが図 1-2 である。

まず (1) の消火による方法は、人的・設備的資源を集中的に投入できる火災初期段階に最も有効に作用する。平常時に発生した火災が大火に発展する例は 1976 年に発生した酒田市大火を最後に途絶えているが、これは酒田市大火以降の消防力の充実によって、大火に発展する可能性のある火災を未然に消し止めることができていたためとも言える。ただし、地震火災のように複数の火災が同時に発生する場合や、既に燃烧域が拡大した火災の場合には、こうした機能が分散されてしまい、十分な効果を上げることが難しいものと考えられる。

建物単体の防火性能の向上を図る (2) では、木造建築物が燃烧した場合の急激な火災成長、

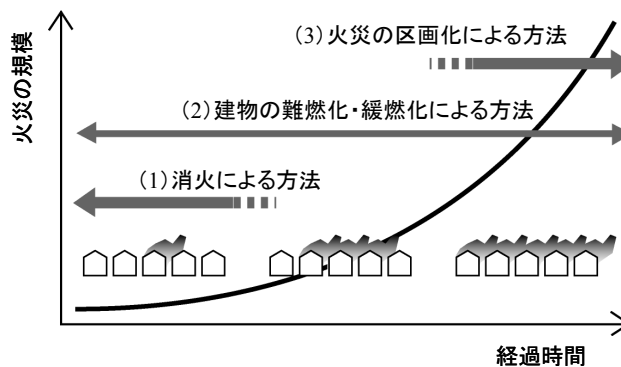


図 1-2 火災の規模と対策の効果

部材の燃え抜けによる延焼経路の形成、または外装材への着火を抑制することを目的とする。これにより、建物間の延焼に要する時間を引き延ばすことができ、消火活動や避難行動に要する時間を確保することができる。どのような建物であっても、いくらかの可燃材が部材に使用されていれば基本的には燃焼してしまうことを考えると、その効果は万全とはなり難いが、対策の実施単位が建物ごとと小さいので、適切な建築基準の施行などにより、既存建物の改修や新築の際の防火性能向上を図ることで、比較的容易に実施可能な点が利点と言える。

一方、(3) では、隣棟間隔を確保することで火災建物からの加熱を緩和したり、遮蔽物を設置して加熱そのものを遮断したりすることで、防火性能の向上を図ることを目的とする。特に、消防力では対応できない程に大規模化した火災に対して効果的に働き、阪神淡路大震災においてもこうした要因によって延焼が食い止められた例が報告されている[1]。こうした市街地の構造的改変は、火災に対する脆弱性を根本的に解消することが期待されるが、既存の住環境に大きく手を加える作業となるため、実施には困難が伴う場合が多い。

1.1.2 火災安全対策の多様性

市街地の火災安全性能を向上させるには、上記の手法をバランス良く組み合わせた対策を講じる必要がある。ただし、火災に対する危険性が問題となっている背景には、市街地ごとに固有の経緯があるため、これに対する解決策は状況により異なる。また、市街地で要求される性能は安全性だけでなく、快適性・利便性・経済性・文化性など様々であるため、これらとの両立を考えると火災安全のみを追求した対策はありえない。

例えば、火災に対する脆弱性が高く、早期に何らかの対策が必要な地区があるとする。この地区の火災安全上の問題を解消するには大規模な再開発が有効であったとしても、経済的な事情によってそれが許されない場合は少なくない。そこで、段階的に市街地構造の改造を行い、それと並行して当面の安全性を確保するための対策をとることが考えられる。

また、同じ密集市街地であっても、未整備な街区に形成された密集市街地と、伝統的建築物の密集市街地とでは、採るべき対策も異なってくる（図 1-3）。伝統的木造建築物は燃え易い材



図 1-3 未整備な街区に形成された密集市街地と伝統的な密集市街地

質で構成されるため一般に防火性能は低く、火災安全の観点から言えば必ずしも適当でない場合もある。しかし、伝統的木造密建築物の文化的価値を保全する観点から言えば、これを RC 造の建物に建て替えてしまうことは好ましくない。この場合、建築工法の改変を伴うような対策ではなく、例えば構成材を部分的に燃え難い材料に交換したり、壁厚を増したりといった文化的価値を損なわない形での、比較的小規模な補修・補強を行うことで所要の防火性能を確保する必要がある。

このように、市街地を取り巻く状況は地域によって大きく異なる場合がほとんどであるから、ある対策が全ての市街地に対して普遍的に有効であることは稀である。このため、市街地の火災安全性能の向上を図るには、地域の特性を反映させた火災安全対策を講じる必要がある。

1.2 研究の目的

効果的な火災安全対策を立案するには、火災による被害を適切に予測する手法の整備が不可欠である。ただし、複雑な市街地環境にに応じて、採りうる対策も一意ではなくなることから、いくつかある選択肢の中からより良い対策を見つけ出す作業が必要となる。そこで本研究では、市街地における火災の拡大性状を現象の物理的知見に基づいてモデル化することで、こうした多様な対策の可能性を評価可能な延焼性状予測手法の開発を行うことを目的とする。

1.2.1 既往の延焼性状予測手法

(1) 浜田による延焼速度式

市街地における火災の拡大を、定量的に評価可能な形に整理したのは浜田による延焼速度式[4]が最初である。浜田は、図 1-4 に示すような同様の規模の建物が格子状に規則正しく並んだ市街地を想定し、過去の火災事例の分析と実大火災実験の結果から、純木造市街地における風上、風下および風横方向への延焼限界距離と延焼着火時間を求めている。浜田による延焼速度式では、例えば、出火から風下側隣棟へ延焼するまでの時間 t_0 が次のように表された。

$$t_0 = \frac{3 + 3a/8 + 8d/D}{1 + 0.1U_\infty} \quad (1-1)$$

ここで、 a は建物代表長さ、 d は隣棟間隔、 D は延焼限界距離、 U_∞ は市街地風の風速である。これにより、いくつかの条件が与えられた場合の出火からの延焼時刻が与えられるが、当初の浜田式では、全ての建物の構造が純木造である場合の利用に限定されていた。そこで堀内は、浜田式で使用された係数を修正することで、これを防火木造市街地へと拡張している[6]。堀内式では、式(1-1)に対応する出火から風下側隣棟へ延焼するまでの時間 t_0 が次のように表される。

$$t_0 = \frac{5 + 5a/8 + 16d/D}{1 + 0.1U} \quad (1-2)$$

こうした成果を受けた浜田は、自身の延焼速度式に市街地内での防火木造建築物や耐火造建築物が混在する状況などを考慮した改良を加えていった。表 1-1 は改良後の浜田式を示している。こうした浜田による成果は、地方自治体が地域防災計画を策定する際の被害想定において、現在でも最も広く利用されている。

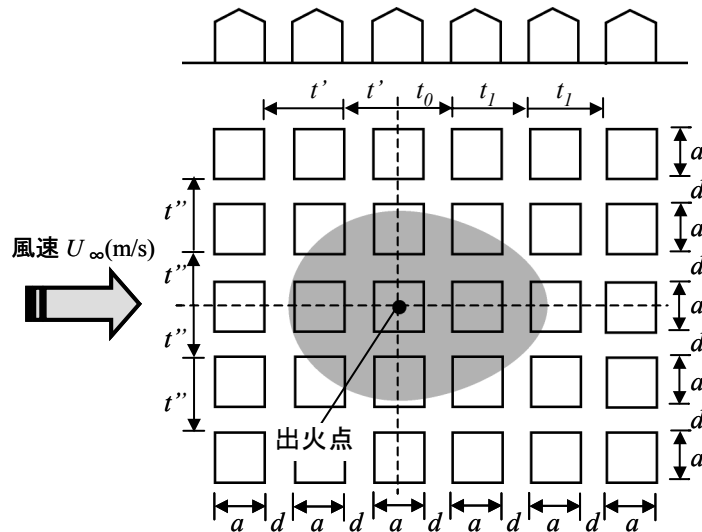


図 1-4 浜田式による延焼速度の概念[5]

表 1-1 浜田の延焼速度式[5]

	着火から隣棟への 延焼に要する時間 t (min)	延焼限界距離 D (m)	延焼速度 V (m/min)
風 下	(1棟目) $t_0 = \frac{3 + 3a/8 + 8d/D}{1 + 0.1U_\infty}$	$D = 1.15\beta(5 + 0.5U_\infty)$ ただし出火からの時刻により、	$V = n \frac{a(a+d)(1 + 0.1U_\infty + 0.007U_\infty^2)}{3 + 3a/8 + 8d/D}$
	(2棟目以降) $t_1 = \frac{3 + 3a/8 + 8d/D}{\alpha(1 + 0.1U_\infty + 0.007U_\infty^2)}$ ただし、 $\alpha = 1.6 \frac{t + 14}{t + 25}$	$\beta = \begin{cases} 1.0 & (0 \sim 10[\text{min}]) \\ 1.5 & (10 \sim 30[\text{min}]) \\ 3.0 & (30 \sim 60[\text{min}]) \\ 5.0 & (60[\text{min}] \sim) \end{cases}$	ただし、 $n = \frac{(a' + b')}{a' + b'/0.6} (1 - c')$
風 上	$t' = \frac{3 + 3a/8 + 8d/D}{\alpha(1 + 0.002U_\infty^2)}$	$D = 1.15\beta(5 + 0.2U_\infty)$	$V = n \frac{a(a+d)(1 + 0.002U_\infty^2)}{3 + 3a/8 + 8d/D}$
風 横	$t'' = \frac{3 + 3a/8 + 8d/D}{\alpha(1 + 0.005U_\infty^2)}$	$D = 1.15\beta(5 + 0.25U_\infty)$	$V = n \frac{a(a+d)(1 + 0.005U_\infty^2)}{3 + 3a/8 + 8d/D}$

a : 建物の代表長さ, d : 隣棟間隔, U_∞ : 市街地風の風速, n : 延焼速度比, a' : 木造建物の比率, b' : 防火造建物の比率, c' : 耐火造建物の比率

(2) 藤田による延焼シミュレーションモデル

浜田・堀内による延焼速度式では、建物群の性質が比較的均質な市街地を対象としており、風下・風横・風上方向の1次元的な火災の拡大速度しか計算できなかった。そこで、藤田は、図1-5に示す等時延焼線概念を導入することで延焼速度式を不均質な市街地へ拡張し、市街地（ xy 平面）上における2次元的な火災の拡大予測を行うことを可能としている[7]。

ここでは、ある時刻 t における火災前線を包絡した曲線を等時延焼線と定義し、これを $f(x, y, t) = 0$ と表している。この閉曲線上の点 A_i ($i=1 \sim N$) を中心として、そこから微小時間 Δt の間に拡大する要素火面を考えると、時刻 $t + \Delta t$ における等時延焼線 $f(x, y, t + \Delta t) = 0$ は、 N 個の要素火面の包絡線として表される（図1-5）。このとき、時刻 t の点 A_i から Δt 時間後の要素火面が等時延焼線と交わる点を B_i とすると、火災前線が Δt の間に $A_i \rightarrow B_i$ へと移ったと考えられる。すなわち、この2点を結んだ曲線は火災の拡大する経路と考えることができ、ここではこの曲線のことを火流線と呼んでいる。藤田は均質な市街地における等時延焼線が楕円形となるとの経験的な知見を基にして、火流線の方程式を次のように導いている。

$$\frac{dx}{V_1(t) \cdot \cos \theta} = \frac{dy}{V_2(t) \cdot \sin \theta} \quad (1-3)$$

ただし、 $V_1(t)$ は時刻 t における風下・風上方向への延焼速度、 $V_2(t)$ は時刻 t における風横方向への延焼速度、 θ は火流線と座標軸のなす角である。

藤田によるモデルは、建設省による総合技術開発プロジェクト「都市防火対策手法の開発」[8]で採用され、この中での数値シミュレーションの結果、不均質な市街地における平均的な延焼速度を次式より計算できるとしている。

$$V = 2.385 - 4.729F + 0.2022U_{\infty} \quad (1-4)$$

ただし、 U_{∞} は風速、 F は不燃領域率であり、

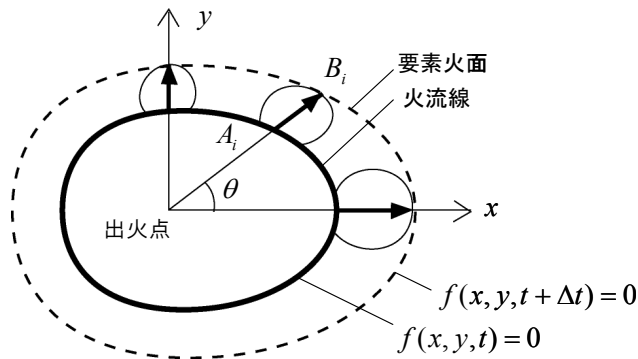


図1-5 藤田による等時延焼線概念

$$F = R_0 + (1 - R_0)c' \quad (1-5)$$

と定義される．ここで， R_0 は空き地率， c' は耐火造率である．

(3) 保野らによる延焼速度式

藤田の等時延焼線概念[7]が導入されるまでの浜田・堀内モデル[4~6]は，均質な市街地における火災の延焼速度を与える関係式であったことから，例えば，広幅員道路の整備や消火活動などによる延焼抑止効果を計算に反映させることが難しかった．そこで保野らは，火災の空間的な拡大を追跡するのではなく，より巨視的な火災被害の指標である焼失面積 A を，出火からの時刻 t を変数としたロジスティック曲線により近似している[9]．

$$A(t) = \frac{G}{1 + \exp[-\alpha(t - \beta)]} \quad (1-6)$$

ここで， G は建築面積， α ， β は定数である．式(1-6)の概形は図 1-6 に示すとおりであり，何らかの要因で燃え尽きが起こり，焼失面積がある時刻以降は拡大しないとの関係を与えている．保野らは，木造トタン葺板張り平屋 4 棟を対象とした実大火災実験の結果[10]にこの関係式を適用し，次の結果を得ている．

$$\left. \begin{array}{l} \alpha = 0.150 \\ \beta = 19.5 \end{array} \right\} \quad (1-7)$$

ただし，保野らによるモデルは，火災の前線を陽に算出して，具体的にどのような過程を経て延焼したのかを明示的に予測することを目的としていない．

なお，式(1-6)は地震火災に適用させるため，次のように提案後に拡張されている[11]．

$$A = \frac{G'}{1 + \exp[-\alpha(t - \beta)]} - \frac{G'}{1 + \exp(\alpha \cdot \beta)} \quad (1-8)$$

これを阪神淡路大震災の火災被害に適用した結果，得られた係数は次のようになっているとしている．

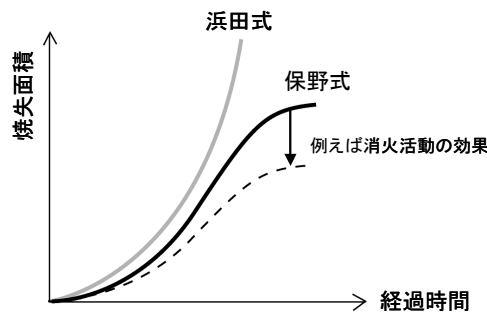


図 1-6 保野らによる延焼速度式概念

$$\left. \begin{aligned} G' &= 0.431(G/U_{\infty})^{1.11} \\ \alpha &= 0.0114 + 2.28 \times 10^{20} \left[\frac{(1-\phi)U_{\infty}}{G} \right]^{5.17} \\ \beta &= 88.7 + 1.35 \times 10^{-41} (G/U_{\infty})^{9.00} \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

ただし、 ϕ は地震による建物の全壊率である。

(4) 東京消防庁による延焼速度式

ここまでに幾つかの延焼速度式が提案されていたが、いずれも大火が頻発していた当時のデータからモデル係数を決定していた。しかし、以降の市街地における建築基準の強化や各種火災対策が施されたことで市街地の防火性能が向上し、こうした延焼速度式による予測と実際の乖離が生じ始めていた。こうした背景の下、東京消防庁では、発生頻度が低いために利用可能なデータが少なくならざるを得ない大規模火災ではなく、平常時の火災事例から得られる延焼性状を分析することにより、次に示す延焼速度式を提案している[12]。

$$V = (0.048U_{\infty} + 0.822)(-0.005h + 1.371)(1 - c') \cdot V_0 \quad (1-10)$$

ここで、 U_{∞} は市街地風の風速、 h は湿度、 c' は耐火造建物の比率、

$$V_0 = \frac{1}{a+d} \left\{ \frac{a(a' \cdot V_w + b' \cdot V_m)}{a' + b'} + d \cdot V_d \right\} \quad (1-11)$$

は基準延焼速度である。この中で、 a は建物代表長さ、 d は隣棟間隔、 a' は純木造建物の比率、 b' は防火木造建物の比率、 V_d は隣棟へ燃え移る延焼速度、 V_w は純木造建物内の延焼速度 (52.1m/h)、 V_m は防火木造建物内の延焼速度 (42.8m/h) である。上式(1-11)では、基準延焼速度 V_0 を建物内延焼速度の平均値と隣棟へ燃え移る延焼速度の加重平均として計算を行っている。ただし、参照された事例には比較的小規模な火災が多く含まれるため、このモデルの適用範囲は出火から 60 分程度までとされる。

それからいくつかの修正を経た後、上記モデルは地震によって家屋が倒壊した場合の火災拡大速度の予測が可能な形式へと拡張されている[13]。このとき、予測式の基本的な形式は式(1-10)を踏襲しているが、基準延焼速度 V_0 は次のように変更されている。

$$V_0 = \frac{1}{(a+d)} \left\{ \frac{a(a'V_w + b'V_m) + (a+2.6)d' \cdot V_c}{a' + b' + d'} + \frac{d(a' + b')^2 V_m + (d-1.3)(a' + b')d' \cdot (V_{nc} + V_{cn}) + (d-2.6)d'^2 \cdot V_{cc}}{(a' + b' + d')^2} \right\} \quad (1-12)$$

ここで、 d' は全壊建物の比率、 V_c は全壊建物内の延焼速度 ($98/\{1 + 3.9 \exp(-0.094U_{\infty}^2)\}$ m/h)、 V_m

は木造・防火造建物間での延焼速度， V_{nc} は木造・防火造建物から全壊建物への延焼速度， V_{cn} は全壊建物から木造・防火造建物への延焼速度， V_{cc} は全壊建物間の延焼速度である。

さらに，上式(1-12)を用いて風速，建蔽率，地震による建物被害の程度などのパラメータを変えた計算を行った結果，出火からの時刻 t における延焼速度を次のように一般化している。

$$V(t) = \frac{V_f}{1 + \{1.3 - 0.3 \exp(-0.3t)\} \left(\frac{V_f}{V_0} - 1 \right) \exp \left(-0.5 \frac{V_f}{V_f - V_0} t \right)} \quad (1-13)$$

ただし， V_f は燃焼範囲が拡大した後の延焼速度であり，風速，建蔽率，地震時の地表面加速度などの関数として表される。なお，従来のモデルでは適用時間が出火から 60 分となっていたが，上式はそれ以降の火災についても適用できるとされる。

(5) 糸井川らによる延焼モデル

ここまでを示したモデルでは，火災の拡大を決定論的なモデルにより説明していた。しかし，これを確率的な現象と捉えたものに，青木[14]，佐々木ら[15]の研究がある。こうした成果を受けた糸井川らは，市街地火災の延焼拡大過程を，

- (1) 輻射熱，接炎現象，隣棟飛び火のように火災建物に隣接する建築物に逐次的に延焼が拡大していく過程（逐次燃焼過程）
- (2) 火の粉の飛散により火災建物から離れた建物に延焼が拡大する過程（飛び火過程）

の 2 つに分け，両者を確率的な延焼過程と捉えることで，建築物単位の延焼拡大状況を説明する演繹的なモデルを提案している[16]。

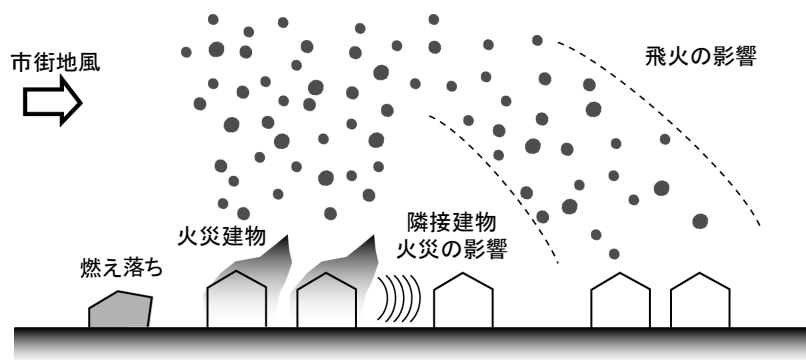


図 1-7 糸井川らによる延焼モデルの概念図[5]

表1-2 糸井川らの延焼モデルで使用される延焼確率係数 A_{ij} [16]

$i \backslash j$	木造	防火造
木造	4.738	4.244
防火造	1.711	2.275

この中で、ある火災建物*i*から受熱建物*j*への逐次燃焼による延焼確率 p_{ij} 、ならびに飛火による延焼確率 r_{ij} は、それぞれ次のようにモデル化される。

$$p_{ij} = 1 - \exp\left(-A_{ij} \cdot \frac{h_j}{d_{ij}^2}\right) \quad (1-14)$$

$$r_{ij} = 1 - \exp(-w_j \cdot B(x, y)) \quad (1-15)$$

ここで、 A_{ij} 、 w_j は係数、 h_j は受熱建物*j*の高さ、 d_{ij} は建物間隔である。ただし、係数 A_{ij} には、表1-2に示す値が用いられており、酒田市大火を最も良く再現できるように調整した場合の w_j は 1.35×10^{-9} (-)になるとされる。また、上式において $B(x, y)$ は xy 平面上における単位時間当たりの火の粉の沈着量であり、文献[16]ではSuttonの大気拡散式を使用している。

従前のモデルでは、市街地火災の巨視的な性状（火災前線の位置や焼失面積）を時間の関数で表し、個別の火災現象が明示的にモデル化されることはなかったのに対し、糸井川によるモデルでは、延焼の過程を逐次燃焼過程と飛び火過程に分解することで、より明確に市街地火災の構造を説明している。

(6) 国土交通省モデル

先の国土交通省総合技術開発プロジェクト（「まちづくりにおける防災評価・対策技術の開発」、1999～2003）では、事業の一環として新しい延焼モデル（以下、国交省モデルと呼ぶ）の開発が進められた[17]。ここでは、盛期火災時の温度上昇がほぼ一様とみなせる空間を区画とみなし、区画ごとの火災性状を計算することで市街地火災の拡大を予測している。ただし、市街地上の区画は次の3つの特徴的な燃焼性状を示す構造に分類される。

- (A) 裸木造：外部からの加熱により、露出した木部が着火することで延焼が起きる。屋根や外壁は内部の燃焼とともに燃え抜け、区画全体が火炎に包まれた後に燃え尽きる。
- (B) 防火造：外部からの加熱が開口部から入射し、内部の可燃物に着火することで延焼が起

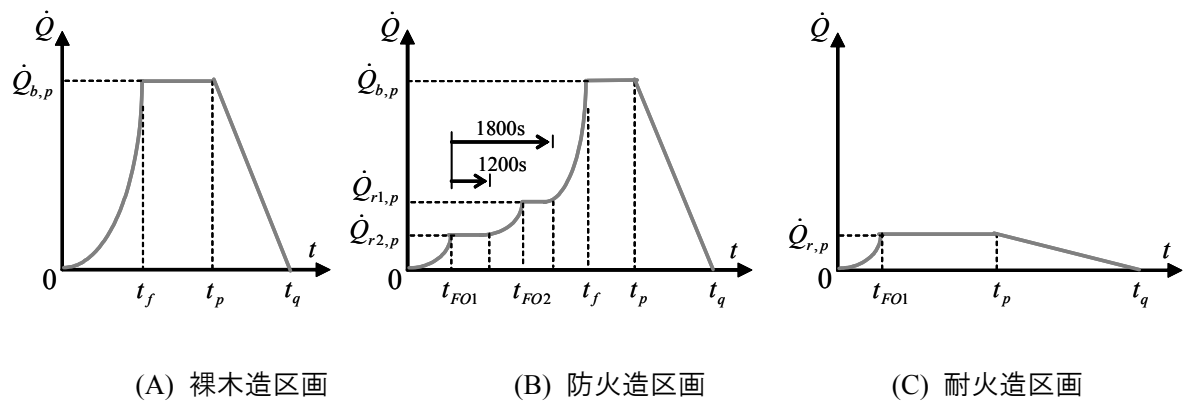


図 1-8 国土交通省モデルで仮定された構造ごとの発熱速度曲線

きる。その後、開口部から火炎が噴出するが、屋根や外壁も内部の燃焼の進行に応じて崩壊し、最終的には区画全体が火炎に包まれた後に燃え尽きる。

- (C) 耐火造：外部からの加熱が開口部から入射し、内部の可燃物に着火することで延焼が起きる。その後、開口部から火炎が噴出するが、裸木造や防火造とは異なり、区画の崩壊は起きない。

こうしたシナリオに基づいた各構造の燃焼性状は、図 1-8 に示す発熱速度曲線 $\dot{Q}$ により表され、このうち、防火造区画の発熱速度曲線は次式のように表される。

$$\dot{Q} = \begin{cases} 0.2t^2 & (0 \leq t \leq t_{FO1}) \\ \dot{Q}_{r1,p} & (t_{FO1} \leq t \leq t_{FO1} + 1200) \\ \dot{Q}_{r1,p} + 0.2\{t - (t_{FO1} + 1200)\}^2 & (t_{FO1} + 1200 \leq t \leq t_{FO2}) \\ \dot{Q}_{r2,p} & (t_{FO2} \leq t \leq t_{FO1} + 1800) \\ \dot{Q}_{r2,p} + 0.2\{t - (t_{FO1} + 1800)\}^2 & (t_{FO1} + 1800 \leq t \leq t_f) \\ \dot{Q}_{b,p} & (t_f \leq t \leq t_p) \\ \dot{Q}_{b,p} \cdot (t_q - t) / (t_q - t_p) & (t_p \leq t \leq t_q) \end{cases} \quad (1-16)$$

ここで、 t_{FO1} は開口部から火炎が噴出する時刻、 t_{FO2} は開口および屋根から火炎が噴出する時刻、 t_f は区画全体が火炎に包まれる時刻、 t_p は火炎が減衰期に入る時刻、 t_q は火炎が終了する時刻を表している。各時間帯に対応する発熱速度 $\dot{Q}$ は、区画へ供給される空気量と可燃性ガス量より、換気支配型火災・燃料支配型火災を判別して計算される。また、式中の 1200s, 1800s はそれぞれ区画内のフラッシュオーバーと燃え抜けの発生時間に対応している。

隣接する建物への延焼危険性は、こうして計算される区画内部の火災性状に応じて見積もられる。ここでは、区画間の伝熱要因に噴出火炎と熱気流を想定しており、実験的に検証された相似則に対して火災区画から放出される熱量等を入力することで、周囲の建物へ伝達される熱流束やもたらされる温度上昇が予測される。

1.2.2 新しい延焼モデル

これまでに提案されてきた延焼性状予測手法は、そのほとんどが過去の大火もしくは火災データに基づいて経験的に火災の拡大速度を定式化している。こうした経験的モデルの利点は、比較的簡便な関係式で被害を予測可能な点にあり、これまでも地方自治体の被害想定などで広く実用に使われている。しかしその反面、対象となる都市火災は低頻度災害であることから、経験的モデルの精度を左右する検証用データを十分に確保することが難しく、モデルの信頼性や一般性を保証することが大きな課題となっていた。

そこで本モデルでは、市街地における火災拡大を、現象の物理的な知見に基づいて定式化する。図 1-9 は、本モデルの概要を示したものである。ここでは、都市火災を多くの建物火災の

集合と捉え、他の建物火災の影響下における個々の建物火災の燃焼性状を予測することで、市街地全体の延焼性状予測へとつなげる．このとき、都市火災の延焼モデルは、次の二つのモデルを統合したモデルとなる：

- (A) 建物内部の火災性状予測モデル
- (B) 建物間の火災拡大性状予測モデル

(1) 建物内部の火災性状予測モデル

一般の建物火災を対象とした火災性状予測モデルはこれまでも数多く開発され、建築物の防災性能評価等に利用されている．中でもゾーンモデルは、様々な火災状況に適用され、その実用性が広く確かめられている[18~22]．ゾーンモデルでは、室（区画）をいくつかの検査体積に分割し、検査体積ごとに定式化される質量やエネルギーの収支式を連立させて解くことで、区画内の火災性状を予測する手法である．ここでは、このゾーンモデルを拡張することで都市火災における建物火災性状のモデル化を行う．こうした実績のある計算手法を発展させることで、より効果的に信頼性の高い延焼モデルを構築することが可能になると考えられる．

ただし、従来のゾーンモデルで対象としていた建物火災とは異なり、都市火災ではある区画で発生した火災が近接する区画へと延焼し、これが連鎖的に繰り返されることで火災の拡大が起こる．本モデルでは、火災建物からの影響を受ける建物において、

- 開口を經由して入射する熱流束が限界値を上回った場合
- 木質系外装材温度が着火限界温度を上回った場合
- 十分な熱エネルギーを有する火の粉が飛散した場合

にこうした火災拡大が起こるものとする．

また、区画内の火災が長時間継続すると、区画を隔てる壁や扉に亀裂や脱落等による燃え抜けが生じるが、新たに形成される開口は火災区画からの熱移動を容易にするとともに、隣接する区画への新たな延焼経路となる．本モデルでは、こうした燃え抜けを予測するにあたり、構

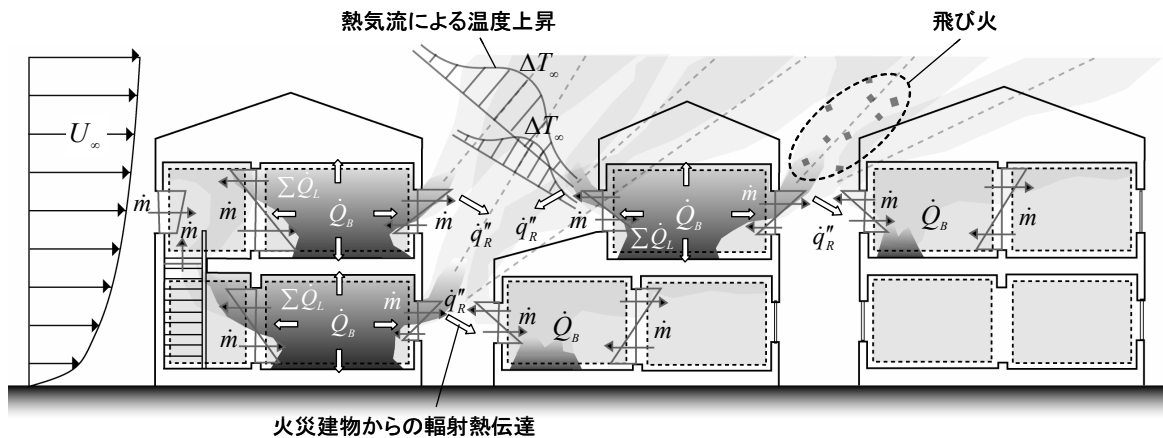


図 1-9 新しい延焼モデルの概要

成材の対燃え抜け性能を「燃え抜け時間」の概念で整理することで、部材耐火試験の結果を利用可能な枠組みを提案している。

(2) 建物間の火災拡大性状予測モデル

建物間の火災拡大モデルでは、ゾーンモデルによる建物内部の火災性状計算の結果を受け、火災建物から周辺の建物に及ぼされる延焼危険性を評価する。ここでは、建物間の火災拡大をもたらす要因として次の3つの現象を考慮する。

- 火災建物からの輻射
- 火災建物の風下に形成される熱気流
- 火の粉の飛散（飛び火）

火災建物からの輻射については、火災室ガスと噴出火炎を熱源に考える。このうち、火災室ガスの温度は上記のゾーンモデルの計算結果をそのまま利用できる。一方、噴出火炎温度は、別途行った区画模型実験の結果を相似則で整理したものから計算する。また、市街地における火災では、多くの建物が入り乱れて建つ場合が多いが、ここでは形態係数の算出を行うことで相互の遮蔽の影響を考慮している。

熱気流については、既往の相似則を使用して温度上昇を予測する。有風下では、熱気流が吹き倒されることで風下側の建物への延焼危険性が増すが、このときの建物周りの温度上昇を気流軸からの距離をもとに算出する。また、複数の熱気流が合流した場合の温度上昇についても、個々の熱気流による影響を重ね合わせることで評価する。

飛び火については、区画内のフラッシュオーバー以降に火の粉の飛散が始まり、そのときの放出量は火災建物の燃焼規模に比例するものと考え、ただし放出された火の粉の地表面上への落下は一般に離散的な分布をとることから、ここでは数値実験の結果から得られた飛散分布の頻度を相似則により整理し、これをもとに確率論的なモデル化を行っている。

(3) 物理的知見に基づくモデルの特徴

物理的モデルでは、都市火災という大きな枠組みの現象を、区画火災や噴出火炎・熱気流・飛び火などといった下位の現象へと分解し、これらを個別に定式化するアプローチをとる。こうした物理的モデルの利点には次のようなものがある。

- 都市火災全体でなく、個別の現象のレベルでモデルの検証が可能となる
- 検証実験を調整することによりモデルの一般性を確保しやすい
- 新たな知見の蓄積を待って追加的にモデルの予測機能を拡張することができる
- 火災の拡大メカニズムが明示的にモデル化されるので、これに対する火災安全対策の効果を評価しやすい

ただし、こうした利点に伴って、

- モデルが複雑化することで計算負荷が増大する
- モデルの機能に応じて詳細な入力条件（市街地データ）が必要となる

などといった課題も発生する。このため、上記の利点を生かしつつも可能な限り簡便なモデルを導入し、欠点を最小化した定式化を行うことが必要となる。

1.3 本研究の構成

本研究の構成は図 1-10 に示すようになる。本研究の根幹となる延焼性状予測モデルについては、第 2 章の建物内部の火災性状予測モデル、第 3 章の建物間の火災拡大性状予測モデルに分けて記述した。続く、第 4, 5, 6 章では、延焼モデルで使用されるサブモデルの定式化を行い、これを火災実験（他の研究者のものも含める）、もしくは数値シミュレーションの結果を用いて検証した。残る第 7, 8 章では、延焼モデルの予測精度に関して検討を加えた上で、実在の市街地に適用し、延焼シミュレーションを利用した火災リスク評価のケーススタディを行った。

第 2 章 建物内部の火災性状予測モデル

1.2.2 項 (1) を参照。

第 3 章 建物間の火災拡大性状予測モデル

1.2.2 項 (2) を参照。

第 4 章 可燃物の燃焼モデルとその区画火災への適用

火災時の燃料となる可燃性ガスは、部材が火災加熱を受けて熱分解を起こし、空气中へ放出されることによって供給される。一般にこの速度は、火災室ガスなどの熱源から、部材へ入射する正味の熱流束に比例することが知られている。しかし、建物火災において主要な燃え草となる木質系材料は燃焼時に炭化するため、熱の伝わりが複雑となって、入射熱流束を見積もるための手続きが煩雑にならざるを得なかった。

こうした課題に対し、ここでは次の異なるアプローチからなる二つのモデルを構築した：

- 既往の区画模型実験に基づく実験式を拡張し、区画内へ流入する酸素量から可燃性ガスの供給速度を予測するモデル。
- 可燃物を炭化層と未燃層からなる板状部材とみなし、部材内の熱伝導計算から両層境界の熱分解面への入射熱流束を算出するモデル。ただし、熱伝導の支配方程式をそのまま解くことは避け、計算負荷軽減のためにプロファイル法による近似解法を導いてある。

ここでは、既往の模型実験の結果と比較することで両モデルの検証を行っている。

第 5 章 火災室開口から噴出する火炎・熱気流の温度と軌跡

建物内のある区画で発生した火災が最も激しい燃焼状態に達すると、開口部の窓ガラスや扉が破損し、そこから高温の火炎や熱気流が噴出する。こうした開口噴出火炎に関する研究はこれまでにも数多くなされているが、市街地における火災拡大性状の予測を行う上では、以下の 2 点についてさらなる検討が必要と考えられる：

- 市街地風の流入や換気に伴う空気流入によってもたらされる火災室内の圧力上昇や可燃物の燃焼促進が噴出火炎性状に及ぼす影響。
- 開口部の上方にある壁面が気流軸の軌跡に及ぼす影響。

そこで第5章では、区画模型を用いた実験を行ってこれらの影響について調べるとともに、噴出気流の温度上昇、ならびに気流軸の軌跡に関する相似則を新たに導いて結果を整理した。

第6章 火災建物から放出される火の粉の飛散性状

火災建物から放出された火の粉は浮力流によって高度を上昇させ、風下側へと運ばれる。こうした火の粉の飛散性状を実験的に検討することは、設備上の制約から現時点で実施することが難しい。そこで、市街地域における火災を想定した数値実験を行い、この結果を新たに構築した相似則で整理することにより延焼モデルで利用可能なサブモデルとした。このとき、火の粉の形状は平板と仮定し、この3次元空間における運動を、運動量と角運動量の保存式を連立させることで表した。また、火の粉に加わる力ならびにモーメントを計算するために必要な気

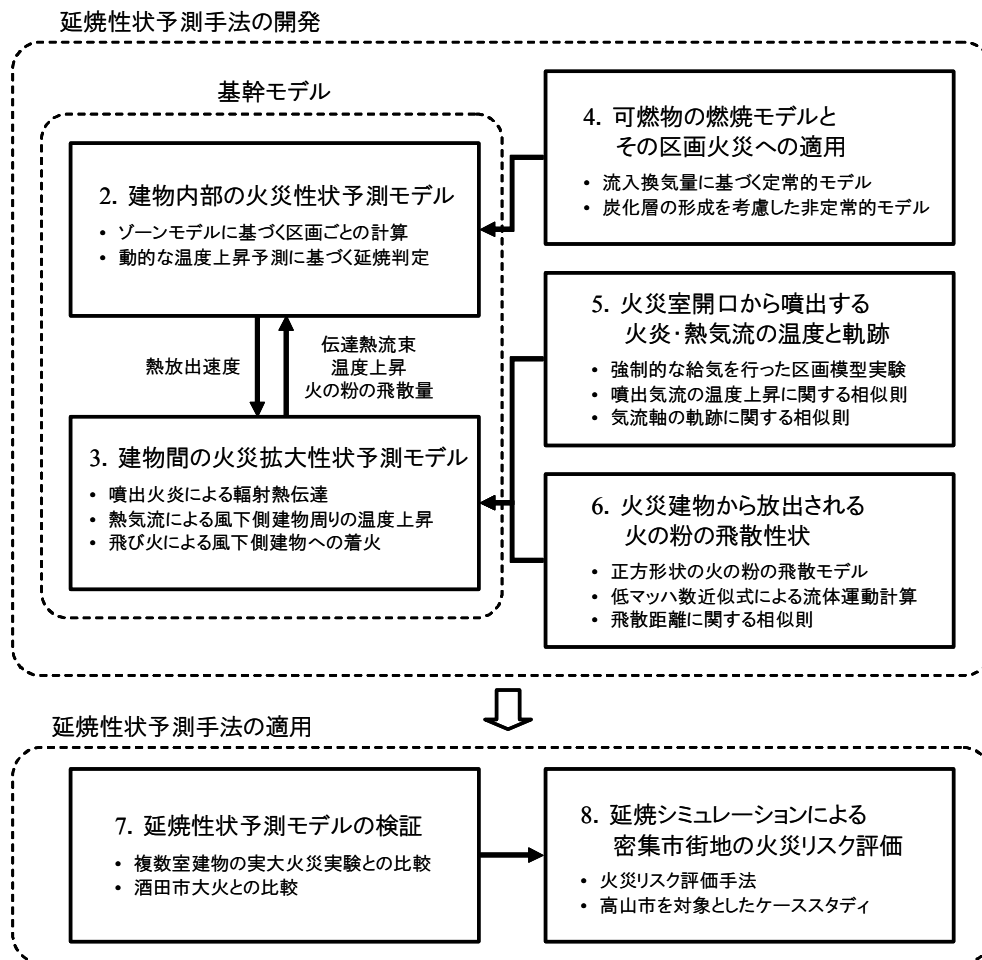


図 1-10 本研究の構成

流の運動性状は、高温浮力流の解析が可能な低マッハ数近似を施した流体運動方程式を解くことで求めた。

第7章 延焼性状予測モデルの検証

第7章では、ここまでに構築した延焼モデルの検証を行い、その予測精度と、利用上の制約について検討を加えた。検証内容は以下の2点になる：

- 二階建ての鉄骨プレハブ住宅の実大火災実験の結果と計算結果を比較することによる、都市火災を構成する建物個々のレベルでの火災性状の予測精度の検証。
- 酒田市大火との比較による延焼モデルの全体的な予測精度の検証、ならびに実際の市街地へ適用する際の制約の確認。

第8章 延焼シミュレーションによる密集市街地の火災リスク評価

火災安全上の課題を抱える密集市街地に対しては、何らかの対策を講じて安全性能の向上を図る必要があるが、市街地で要求される性能には、快適性・利便性・経済性・文化性など様々なものがあるため、火災安全対策はこれらとの両立したものでなければならない。第8章では、火災リスクの概念を導入し、延焼モデルを利用した火災安全性能評価手法について検討した。この手法を、岐阜県高山市三町地区に適用したケーススタディを行い、伝統的な町並みを保全する観点から建物や街区の大規模な改変が許されない中での対策について、いくつかの可能性を検討した。

<参考文献>

- 1) 日本火災学会：1995年兵庫県南部地震における火災に関する調査報告書，1996
- 2) 日本建築学会編：新建築学大系 12 建築安全論，彰国社，1983
- 3) 建設省都市局都市防災対策室編：都市防災実務ハンドブック 地震防災編，ぎょうせい，1997
- 4) 浜田稔：火災の延焼速度について，火災の研究 I，1951
- 5) 日本火災学会：火災便覧 第3版，共立出版，1997
- 6) 堀内三郎：建築防火，朝倉出版，1972
- 7) 藤田隆史：火災の延焼モデルとシミュレーション，災害の研究VIII，pp.380-393，1975
- 8) 建設省：都市防火対策手法の開発，建設省総合技術開発プロジェクト，1982
- 9) 保野健治郎・高井広行・難波義郎：ロジスティック曲線による建物火災の延焼速度式に関する基礎的研究，日本建築学会論文報告集，Vol.311，pp.137-144，1982
- 10) 消防研究所：実家屋群による大規模火災対策の研究調査報告書，1980
- 11) 保野健治郎・難波義郎・坊池道昭：地震火災の延焼速度式に関する基礎的研究，日本火災学会論文集，Vol.44，No.1/2，pp.15-23，1996
- 12) 東京消防庁：地震時における市街地大火の延焼性状の解明と対策，1985
- 13) 東京消防庁：直下の地震を踏まえた新たな出火要因及び延焼性状の解明と対策，1997

-
- 14) 青木義次：類焼確率関数の数理・統計的導出，日本建築学会関東支部研究報告集，pp.321-324，1976
 - 15) 佐々木弘明・神忠久：都市火災の延焼確率，災害の研究IX，pp.220-234，1978
 - 16) 糸井川栄一・塚越功：飛火を考慮した市街地火災の確率的延焼モデル，第23回日本都市計画学会学術研究論文集，pp.469-474，1988
 - 17) 国土交通省：まちづくりにおける防災評価・対策技術の開発，国土交通省総合技術開発プロジェクト，2003
 - 18) 関根孝：コンクリート造建物の室内火災温度の推定（その1 熱収支式と温度上昇曲線），日本建築学会論文報告集，Vol.85，pp.38-47，1963
 - 19) 建設省：建築物の総合防火設計法（第4巻 耐火設計法），建設省総合技術開発プロジェクト，1989
 - 20) 田中哮義・中村和人：二層ゾーンの概念に基づく建物内煙流動予測計算モデル，建築研究報告，No.123，1989
 - 21) 松山賢・藤田隆史・金子英樹・大宮喜文・田中哮義・若松孝旺：区画火災性状の簡易予測法，日本建築学会構造系論文集，Vol.469，pp.159-164，1995
 - 22) 大宮喜文・田中哮義・若松孝旺：可燃物条件を考慮した区画火災性状予測モデルの開発，日本建築学会計画系論文集，Vol.487，pp.1-8，1996

第 2 章

建物内部の火災性状予測モデル

2.1 はじめに

本研究で扱う延焼モデルは、(1) 建物内部の火災性状予測モデルと、(2) 建物間の火災拡大性状予測モデルより構成されるが、本章ではこのうち前者の定式化を行う。計算対象となる都市火災では相互に熱的な影響を及ぼしあう建物火災が同時多発するが、一般の建物火災を対象とした火災性状予測モデルはこれまでも数多く開発され、建築物の防災性能評価等利用されている。中でもゾーンモデルは、様々な火災状況に適用され、その実用性が確かめられている[1~6]。ゾーンモデルは、室（区画）をいくつかの検査体積に分割し、検査体積ごとに定式化される質量やエネルギー等の収支式を連立させて解くことで、区画内の火災性状を予測する手法である。ここでは、このゾーンモデルを拡張することで都市火災における建物火災性状のモデル化を行う。こうした実績のある計算手法を発展させることで、より効果的に信頼性の高い延焼モデルを構築することが可能になると考えられる。

ただし、これまでにゾーンモデルが適用されてきた建築物単体の火災性状予測においては、火災室が建物内の一室に特定される状況を想定することで、防災性能評価ツールとしての実務上の目的は達成されてきた。例えば、避難安全を検証する上では、火災初期における建物内の煙流動性状を予測できれば十分であったし、建築構造材の耐火性能を検証する上では、建物内各室ごとの火災盛期の性状を予測できればよかった。しかし、市街地における火災では、区画火災が隣接する区画へと次々に延焼を繰り返すことで燃焼領域が拡大する。このため、本モデルの定式化にあたっては、火災区画から周辺の区画へ及ぼされる熱的な影響を評価し、その結果引き起こされる区画間の火災拡大を予測する必要がある。

こうした火災の拡大性状に着目したモデルの概要を図 2-1 に示す。ある区画から出火した火災は当該区画の温度を上昇させると同時に、開口や壁などの区画境界を經由して隣接する区画

を加熱する。このとき、開口を經由して隣接区画へと伝えられた熱は、開口周辺に積載された可燃物に対して局所的に強い加熱を与える。これにより可燃物が温度を上昇させ、着火することで区画間の延焼が起こる。また、建物が木材などの可燃性の部材からなる場合には、外部からの加熱によって外装材へ着火することでも延焼が起きる。こうした区画間の延焼が連鎖的に繰り返されることで、火災の拡大が起こるものとする。なお、火災が長時間継続すると区画を隔てる壁や扉といった部材が劣化を始め、脱落等による燃え抜けが起こる。こうして形成される開口は、隣接する区画への新たな延焼経路となる。

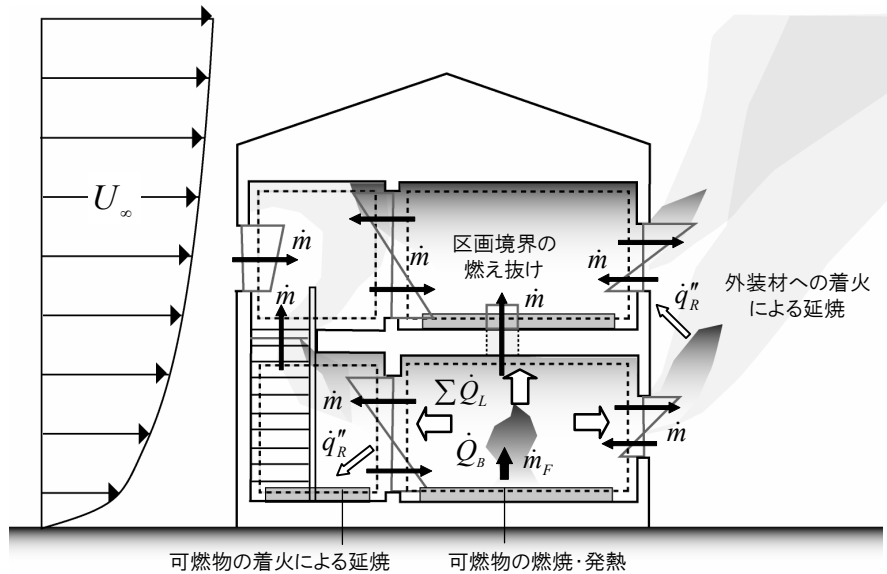


図 2-1 建物内部の火災性状予測モデルの概念図

2.2 区画火災性状

ゾーンモデルでは区画を複数の検査体積に分割するが、区画間で火災の拡大が発生するような大きな発熱がある場合には、区画内の気体は十分に攪拌されており、その状態はほぼ一様とみなせる場合が多い。そこで、本モデルでは、建物を構成する各区画そのものを検査体積とみなす一層ゾーンモデルの概念に基づいて火災性状の定式化を行う。ここでは、(1)質量、(2)エネルギー、(3)化学種濃度（酸素と可燃性ガス）に関する保存式と、(4)気体の状態方程式を連立させることで、区画内の温度、密度、化学種濃度等の時間変化を予測する。

支配方程式を導くにあたり、まず、質量、エネルギー、運動量などの示量的性質をもつ単位体積あたりの状態量 ϕ についての一般的な保存式を考える。任意の閉曲面 S で囲われる検査体積 V 内の ϕ の収支は、

$$[\text{蓄積量の時間変化}] = [\text{生成速度}] + [\text{流入速度}] - [\text{流出速度}] \quad (2-1)$$

と表すことができるが、この関係を図 2-2 を参考に定式化すると次式を得る[例えば 7].

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \phi(\mathbf{x}, t) dV = \iiint_V \frac{\partial \phi}{\partial t} dV - \iint_S \phi(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (2-2)$$

ただし、左辺は ϕ の変化率、右辺第 1 項は V 内での ϕ の生成率、右辺第 2 項は境界を經由した ϕ の流入・流出を表している。また、 t は時間、 $\mathbf{x}$ は空間座標をベクトル表示したものである。なお、 $\mathbf{v}$ は境界面での流速、 $\mathbf{n}$ は境界面外向きの単位法線ベクトルであり、 $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$ は境界面に垂直な速度成分を表している。区画火災性状を規定する基礎方程式は、上式(2-2)に対して適当な物理量 ϕ を代入することで表すことができる。

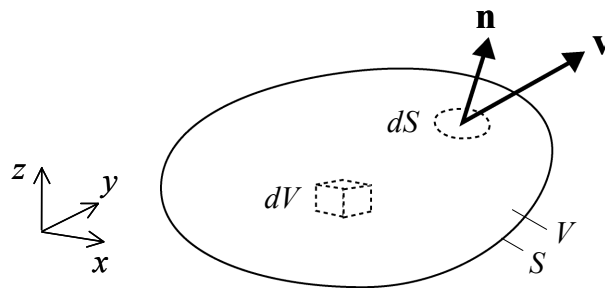


図 2-2 検査体積と示量的状態量 ϕ の保存

2.2.1 質量の保存

まず、区画内の質量保存について考えることにし、物理量 ϕ を単位体積あたりの質量、すなわち気体密度 ρ に置き換える。このとき、式(2-2)は次式のように表される。

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho dV = \iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV - \iint_S \rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (2-3)$$

ここで、検査体積である区画内の密度は場所によらず一様とみなせば、上式の左辺は、

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho dV = \frac{d}{dt} (\rho_i V_i) \quad (2-4)$$

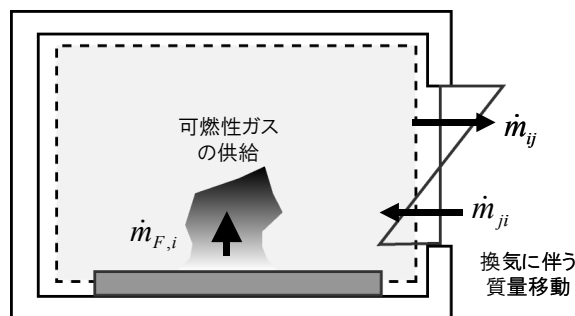


図 2-3 区画内の質量の保存

となる．ただし，下付き文字の i は区画を識別するための符号である．

質量の生成は，区画内にある可燃物の熱分解によるものとする．このとき，式(2-3)の右辺第1項は可燃性ガスの供給速度（質量減少速度） $\dot{m}_F$ に等しくなる．

$$\iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = \dot{m}_{F,i} \quad (2-5)$$

また，式(2-3)の右辺第2項で表される検査体積境界を經由した質量の移動は，開口を通じた換気によりもたらされることから，

$$\iint_S \rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \sum_j (\dot{m}_{ij} - \dot{m}_{ji}) \quad (2-6)$$

ここで， $\dot{m}$ は開口流量であり，下付き文字の ij および ji は区画 i に開口を隔てて隣接する区画 j との間に生じる流れの方向を示している．また， Σ は区画を隔てる全ての境界について和を取ることを表している．

以上をまとめると，区画内の質量保存を表す式が次のように得られる（図2-3）．

$$\frac{d}{dt}(\rho_i V_i) = \dot{m}_{F,i} - \sum_j (\dot{m}_{ij} - \dot{m}_{ji}) \quad (2-7)$$

2.2.2 エネルギーの保存

次に，区画のエネルギーの保存について考える．ある系について， Q を系の境界を横切る熱量， L を系が周囲に対してなす仕事， E を系が保有する全エネルギーとすると， E の変化量 ΔE は，熱力学の第1法則（エネルギー保存則）より次のように与えられる．

$$\Delta E = Q - L \quad (2-8)$$

ただし，本モデルで対象とする建物内の区画のように，検査体積が気体で満たされている系では，全エネルギー E は気体分子の微視的運動エネルギーである内部エネルギー U ，気体の流動による巨視的運動エネルギー E_K ，ポテンシャルエネルギー E_P からなるから，全エネルギーの変化量 ΔE は次のように表される．

$$\Delta E = \Delta U + \Delta E_K + \Delta E_P \quad (2-9)$$

火災時には，区画内の気体は十分に攪拌された状態にあつて，全体としてある特定の方向に向かった運動はしていない．また，検査体積の高さの違いも無視できるものと考えると，

$$\Delta E \cong \Delta U \quad (2-10)$$

と近似できる．このとき，エネルギー保存則は式(2-8)，(2-10)より，

$$\Delta U = Q - L \quad (2-11)$$

つまり、全エネルギー E の収支は、内部エネルギー U の収支に置き換えて考えることができる。
そこで、一般的な保存関係式(2-2)を用いて、区画内の U の収支を考えると、

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho u dV = \iiint_V \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} dV - \iint_S \rho u (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (2-12)$$

ただし、 u は単位質量あたりの内部エネルギー（比内部エネルギー）である。

ここで、 u が、単位質量あたりのエンタルピー（比エンタルピー） h と圧力 p より、

$$u = h - \frac{p}{\rho} \quad (2-13)$$

と表されることに着目すると、保存式(2-12)の左辺は次のように変形できる。

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho u dV = \frac{d}{dt} \iiint_V \rho h dV - \frac{d}{dt} \iiint_V p dV \quad (2-14)$$

さらに、区画内の性質を一様とみなすことで、

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho u dV = \frac{d}{dt} (c_p \rho_i T_i V_i) - \frac{d}{dt} (p_i V_i) \quad (2-15)$$

ここで、 c_p は気体の定圧比熱、 T は温度である。

次に、式(2-12)の右辺第1項に表される区画内の熱エネルギーの生成は、可燃性ガスと酸素の反応に伴う発熱と、熱分解を起こした可燃性ガスによる熱量の持ち込みによると考え、

$$\iiint_V \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} dV = \dot{Q}_{B,i} + c_p \dot{m}_{F,i} T_P \quad (2-16)$$

ここで、 $\dot{Q}_B$ は単位時間当たりの発熱量（発熱速度）、 T_P は可燃物の熱分解温度である。

また、式(2-12)の右辺第2項に表される検査体積境界を經由した熱量の移動については、まずこの項を式(2-13)の関係をを用いてエンタルピー h の項と圧力 p の項に分離して、

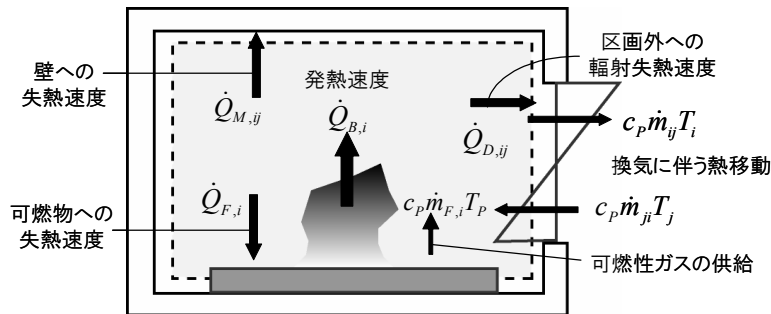


図 2-4 区画内のエネルギーの保存

$$\iint_S \rho u(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \iint_S \rho h(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS - \iint_S p(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (2-17)$$

このうち、 h の項は、対流熱伝達および輻射による境界への失熱，ならびに換気に伴う熱の輸送を考慮して次のように表される．

$$\iint_S \rho h(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \sum \dot{Q}_{L,i} + \sum_j (c_p \dot{m}_{ij} T_i - c_p \dot{m}_{ji} T_j) \quad (2-18)$$

ただし、 $\sum \dot{Q}_{L,i}$ は、可燃物への失熱速度 $\dot{Q}_F$ ，開口を經由した輻射失熱速度 $\dot{Q}_D$ ，壁や扉などの区画境界部材への放射および対流熱伝達による失熱速度 $\dot{Q}_M$ の和として、

$$\sum \dot{Q}_{L,i} = \dot{Q}_{F,i} + \sum_j (\dot{Q}_{D,ij} + \dot{Q}_{M,ij}) \quad (2-19)$$

一方、式(2-17)の p の項については、圧力 p が概ね大気圧に等しく一定と考えると、 p を積分の外に出すことができる．残る $\iint_S (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS$ は、区画内ガスの体積変化 dV/dt に他ならないから、

$$\iint_S p(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = p_i \frac{dV_i}{dt} \quad (2-20)$$

これは、膨張によって区画内の気体が外部に対して行う仕事とみなすことができる．

以上をまとめると、区画内のエネルギー保存を表す式が次のように得られる（図 2-4）．

$$\frac{d}{dt} (c_p \rho_i T_i V_i) - V_i \frac{dp_i}{dt} = (\dot{Q}_{B,i} + c_p \dot{m}_{F,i} T_P) - \left\{ \sum \dot{Q}_{L,i} + \sum_j (c_p \dot{m}_{ij} T_i - c_p \dot{m}_{ji} T_j) \right\} \quad (2-21)$$

ただし、式の変形の際に次の関係を用いた．

$$\frac{d(p_i V_i)}{dt} = p_i \frac{dV_i}{dt} + V_i \frac{dp_i}{dt} \quad (2-22)$$

なお、火災が急激に拡大する成長期を除けば区画内の圧力変化は小さいと考えられる．そこで、式(2-21)の圧力の時間変化項を消去すると、準定常的な状態におけるエネルギーの保存関係式が次のように得られる．

$$\frac{d}{dt} (c_p \rho_i T_i V_i) = (\dot{Q}_{B,i} + c_p \dot{m}_{F,i} T_P) - \left\{ \sum \dot{Q}_{L,i} + \sum_j (c_p \dot{m}_{ij} T_i - c_p \dot{m}_{ji} T_j) \right\} \quad (2-23)$$

2.2.3 化学種の保存

次に、火災時の発熱速度の算出に必要な酸素（=O）と可燃性ガス（=F）の保存式を導くが、ここではこれらを一般化した化学種 X について考える．化学種 X の質量分率を Y_X とおくと、検査体積内での化学種の収支関係は式(2-2)に示した保存則より次のように表される．

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho Y_X dV = \iiint_V \frac{\partial(\rho Y_X)}{\partial t} dV - \iint_S \rho Y_X (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (2-24)$$

区画の体積 V は時間によらず一定で、かつ区画内の密度は一様とみなせるので、左辺は、

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho Y_X dV = \frac{d}{dt} (\rho_i V_i Y_{X,i}) \quad (2-25)$$

また、式(2-24)の右辺第1項は化学種の生成速度 $\dot{\Gamma}_X$ に等しいとおいて、

$$\iiint_V \frac{\partial(\rho Y_X)}{\partial t} dV = \dot{\Gamma}_{X,i} \quad (2-26)$$

式(2-24)の右辺第2項に表される区画境界を経由した化学種の輸送は、開口を通じた換気によりもたらされるから、

$$\iint_S \rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \sum_j (\dot{m}_{ij} Y_{X,i} - \dot{m}_{ji} Y_{X,j}) \quad (2-27)$$

以上をまとめると、区画内の化学種保存を表す式が次のように得られる (図 2-5)。

$$\frac{d}{dt} (\rho_i V_i Y_{X,i}) = \dot{\Gamma}_{X,i} - \sum_j (\dot{m}_{ij} Y_{X,i} - \dot{m}_{ji} Y_{X,j}) \quad (X = O, F) \quad (2-28)$$

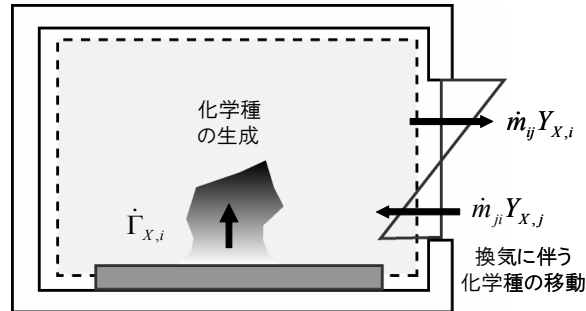


図 2-5 区画内の化学種の保存

2.2.4 気体の状態方程式

区画内部の火災性状を規定する条件式の最後には状態方程式を考える。区画に充満する気体を理想気体とみなし、 R を気体定数とすると、

$$p = \rho RT \quad (2-29)$$

いま、重力によって高さ方向に形成される圧力勾配を無視すると、圧力 p は大気圧 p_∞ と火災時の発熱に伴う変動圧力 p' の和として、

$$p = p_\infty + p' \quad (2-30)$$

のように表されるが、Rehm & Baum[8]によると、火災時の浮力流のように流れの代表速度が音

速に比べて十分小さい低マッハ数流れの場合には、 $p_\infty \gg p'$ であることが示されており、上式は次のように近似できる。

$$p \cong p_\infty \quad (2-31)$$

この場合、気体の状態方程式は、

$$p_\infty \cong \rho RT \quad (2-32)$$

なお、火災時には発熱反応に伴って酸素が消費されるので、検査体積内の気体の組成は空気のそれとは異なる。しかし、酸素の消費にかかわらず空気中の化学種の大半は燃焼に関与しない窒素で占められていることから、気体定数 R には空気のそれ ($0.287 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$) を用いても大きな誤りはないものと考えられる。さらに、地表面における基準大気圧 p_∞ を $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ とすると、状態方程式は次のように簡略化される。

$$\rho T \cong 353 \quad (2-33)$$

2.2.5 火災性状の変化

区画内ガスに関する保存則(2-7)、(2-23)、(2-28)、ならびに状態方程式(2-33)を用いれば、火災性状を記述する計算式を導くことができる。ここに、次節以降にモデル化する各項を代入することにより、時系列の区画火災性状の計算が可能となる。

(1) 気体温度

一般的な火災時の温度変化の範囲では、気体の定圧比熱 c_p の変化は小さいことから、これを一定とみなしてエネルギー保存式(2-23)を変形すると、

$$c_p \rho_i V_i \frac{dT_i}{dt} + c_p T_i \frac{d(\rho_i V_i)}{dt} = (\dot{Q}_{B,i} + c_p \dot{m}_{F,i} T_P) - \left\{ \sum \dot{Q}_{L,i} + \sum_j (c_p \dot{m}_{ij} T_i - c_p \dot{m}_{ji} T_j) \right\} \quad (2-34)$$

このとき、左辺には区画内温度の時間微分項 dT/dt と、質量（密度）の時間微分項 $d(\rho V)/dt$ が現れるが、後者を質量保存式(2-7)によって整理すると、これが消去されて、 dT/dt が次式のようになれる。

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{\dot{Q}_{B,i} - \sum \dot{Q}_{L,i} + \sum_j c_p \dot{m}_{ji} (T_j - T_i) - c_p \dot{m}_{F,i} (T_i - T_P)}{c_p \rho_i V_i} \quad (2-35)$$

区画内温度の推移は、上式を時間方向に積分することで追跡することができる。ここでの時間更新はアダムス・バッシュフォース法によるものとする、

$$T_i^{N+1} = T_i^N + \left(\frac{3}{2} \frac{dT_i^N}{dt} - \frac{1}{2} \frac{dT_i^{N-1}}{dt} \right) \Delta t \quad (2-36)$$

ここで、 Δt は計算の時間刻みであり、上付きの添え字は計算ステップ数を表している。

(2) 化学種濃度

化学種濃度 Y_x についても区画内温度 T の場合と同様な手順により時間微分項を導くことができる。まず、保存式(2-28)の左辺の微分を分解すると、

$$\rho_i V_i \frac{dY_{X,i}}{dt} + Y_{X,i} \frac{d}{dt}(\rho_i V_i) = \dot{\Gamma}_{X,i} - \sum_j (\dot{m}_{ij} Y_{X,i} - \dot{m}_{ji} Y_{X,j}) \quad (2-37)$$

ここでも、質量保存式(2-7)により $d(\rho V)/dt$ を整理すると、化学種濃度の時間変化が次のように得られる。

$$\frac{dY_{X,i}}{dt} = \frac{\dot{\Gamma}_{X,i} + \sum_j \dot{m}_{ji} (Y_{X,j} - Y_{X,i}) - \dot{m}_{F,i} Y_{X,i}}{\rho_i V_i} \quad (2-38)$$

これを積分すると、化学種濃度の時間更新が次式により行われる。

$$Y_{X,i}^{N+1} = Y_{X,i}^N + \left(\frac{3}{2} \frac{dY_{X,i}^N}{dt} - \frac{1}{2} \frac{dY_{X,i}^{N-1}}{dt} \right) \Delta t \quad (2-39)$$

(3) 気体密度

気体密度 ρ を求めるには、質量保存式(2-7)から時間変化 $d\rho/dt$ を与える式を導き、これを時々刻々積分することでその変化を予測することも可能である。しかしここでは、計算手続きがより簡単な状態方程式(2-33)を利用する方法を採用する。すなわち、式(2-36)より新たな時間ステップにおける温度 T が分かれば、密度 ρ を次のように計算することができる。

$$\rho_i^{N+1} = \frac{353}{T_i^{N+1}} \quad (2-40)$$

2.3 可燃物の燃焼・発熱

火災時には、可燃物が火炎等からの加熱を受けて熱分解を起こし、可燃性ガスとなって気相へ放出される。これが換気によって区画内へ供給される酸素と反応を起こすことで発熱し、区画内部の温度上昇がもたらされる。

2.3.1 可燃性ガスの供給速度

一般に、建物が燃焼した際の燃料となる可燃物は、家具や衣類といった可搬性の収納可燃物(=L)と、建物構造材などの固定可燃物(=M)とに分類される。このうち、収納可燃物は、その大半が区画内ガスに対して露出しているため、延焼が起こった直後から加熱に曝されて熱分解を起こし、可燃性ガスを供給する場合が多い。一方、固定可燃物は、木質系の建物を除くと一般には燃え難い外装材などの部材で遮蔽されている場合が多いことから、主にこうした部材

の燃え抜けが始まる盛期火災以降に可燃性ガスを放出する場合が多い (図 2-6)．このとき，区画全体の可燃性ガスの供給速度 $\dot{m}_F$ は，収納可燃物と固定可燃物が熱分解を起こして可燃性ガスを放出する速度（質量減少速度） $\dot{m}_{F,L}$ ， $\dot{m}_{F,M}$ の和をとって次のように表される．

$$\dot{m}_F = \dot{m}_{F,L} + \dot{m}_{F,M} \quad (2-41)$$

本モデルでは，区画内に充満する気体の性質を場所によらず一様とみなしているので，部材に対する加熱強度は収納可燃物，固定可燃物の別なく一定と計算される．すなわち，このときの単位面積あたりの可燃物からは同量の可燃性ガスが放出されることになるので，可燃性ガス供給速度 $\dot{m}_F$ は，区画内ガスに対して露出する両可燃物の表面積の和に比例するものと考えることができる．

$$\dot{m}_F = (A_{F,L} + A_{F,M}) \cdot \dot{m}_F'' \quad (2-42)$$

ただし， $\dot{m}_F''$ は単位面積あたりの可燃性ガスの供給速度であり，

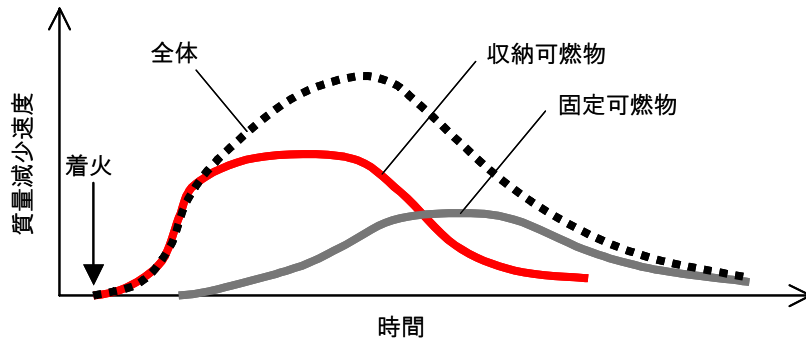


図 2-6 質量減少速度の時間変化

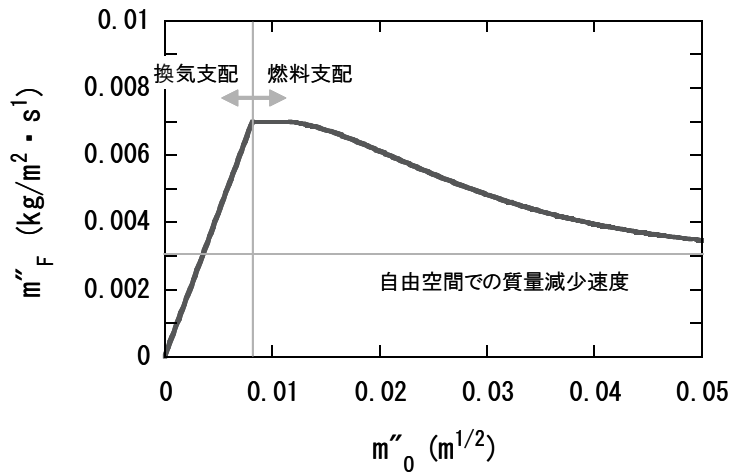


図 2-7 酸素供給速度と可燃物の質量減少速度の関係

$$\dot{m}_F'' = \begin{cases} 0.86\dot{m}_O'' & (\dot{m}_O'' \leq 0.0082) \\ 0.007 & (0.0082 < \dot{m}_O'' \leq 0.0117) \\ 0.003 + 1.03\dot{m}_O'' \cdot \exp(-94.4\dot{m}_O'') & (0.0117 < \dot{m}_O'') \end{cases} \quad (2-43)$$

より計算する (図 2-7). ここで, $\dot{m}_O''$ は単位表面積の可燃物に対して単位時間当たりに供給される酸素量である. 酸素の供給が少ない換気支配型火災時には $\dot{m}_F''$ が $\dot{m}_O''$ に比例して増大するものの, 酸素の供給が過剰となって燃料支配型火災に移行すると, $\dot{m}_F''$ は徐々に減少を始めて最終的に自由空間における質量減少速度である $0.003\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$ に漸近する. なお, このモデルについては第 4 章で詳しく述べる.

2.3.2 区画内部の発熱速度

可燃物の熱分解により区画内へ放出される可燃性ガスは, その全てが区画内で酸素と反応し, 発熱するわけではない. 換気支配型火災では, 可燃性ガスの供給速度 $\dot{m}_F$ に対する酸素の供給速度 $\dot{m}_O$ が小さくなるので, $\dot{m}_O$ の多少により発熱速度が決定される. これを $\dot{Q}_{B,O}$ で表すことにすると, 酸素は換気によって外部から供給されるので,

$$\dot{Q}_{B,O} = \Delta H_O \left(\frac{\sum_j \dot{m}_{ji} Y_{O,j}}{\gamma} \right) \quad (2-44)$$

ここで, ΔH_O は酸素が単位質量あたり消費されたときの発熱量, γ は火災室において供給される酸素の一部が燃焼に関与することを考慮した余剰率である. ただし, この反応における化学的反応速度は十分速く, 実質的な反応速度は物質の供給速度に依存するものと考えている.

一方, 燃料支配型火災では, 換気支配型火災とは逆に $\dot{m}_F$ の多少により発熱速度が決定される. これを $\dot{Q}_{B,F}$ で表すことにすると, 可燃性ガスは可燃物の熱分解により供給されるものと, 換気によって隣接する区画から供給されるものとがあるので,

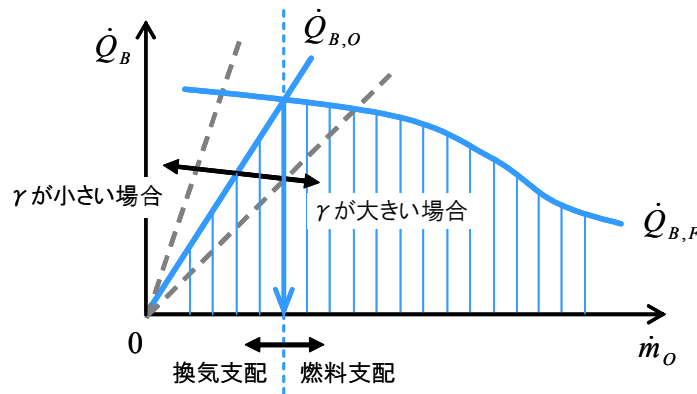


図 2-8 酸素供給速度と発熱速度の関係

$$\dot{Q}_{B,F} = \Delta H_F (\dot{m}_F + \sum_j \dot{m}_{ji} Y_{F,j}) \quad (2-45)$$

ただし、 ΔH_F は酸素が単位質量あたり消費されたときの発熱量である。

以上の関係を考慮して、区画内の酸素供給速度 $\dot{m}_O$ に対する発熱速度 $\dot{Q}_B$ の変化を図示すると図 2-8 のようになる。換気支配型火災と燃料支配型火災の間では、上に示した式(2-44)、(2-45)が連続的に移行するものと考え、発熱速度 $\dot{Q}_B$ が次のようにモデル化できる。

$$\dot{Q}_B = \min\{\dot{Q}_{B,O}, \dot{Q}_{B,F}\} \quad (2-46)$$

すなわち、 $\dot{Q}_B$ は図 2-8 において斜線を引いた部分に相当する。また、区画内の火災が換気支配となるか燃料支配となるかは、式(2-44)より明らかなように供給酸素の余剰率 γ に依存する。

発熱速度 $\dot{Q}_B$ が分かれば、反応時に消費された酸素、ならびに可燃性ガスは、 $\dot{Q}_B$ をそれぞれの燃焼熱で除した値として求まる。これに可燃性ガスの供給速度 $\dot{m}_F$ を考慮すると、酸素と可燃性ガスの生成速度 $\dot{\Gamma}_O$ 、 $\dot{\Gamma}_F$ はそれぞれ次のように計算できる。

$$\dot{\Gamma}_O = -\dot{Q}_B / \Delta H_O \quad (2-47)$$

$$\dot{\Gamma}_F = \dot{m}_F - \dot{Q}_B / \Delta H_F \quad (2-48)$$

2.3.3 可燃物の着火(区画間の延焼)と火災成長

区画間の延焼は、区画内部に積載された収納可燃物や、木質系建物の場合には外装材への着火が起こることにより発生する。ここでは、

- 開口を経由して入射する熱流束が限界値を上回った場合
- 木質系外装材の温度が着火限界温度を上回った場合
- 十分な熱エネルギーを有する火の粉が飛散した場合

の着火判定条件を採用して、延焼の有無を予測する。着火が起こって直ぐの段階での燃焼領域は着火点の近傍に限定されるが、可燃物の上方に形成される火炎からの加熱により周囲の可燃物が燃焼を開始すると、この範囲は次第に拡大する。

(1) 収納可燃物の露出表面積

一般に、室内で発生した火災の発熱速度 $\dot{Q}$ は、時間の 2 乗に比例して増加することが経験的に知られている。すなわち、

$$\dot{Q} = \alpha (t - t_{ig})^2 \quad (2-49)$$

ただし、 α は一般に火災成長係数と呼ばれる比例係数、 t_{ig} は着火時間である。上式で表される火災の拡大過程において、可燃物単位面積当たりの発熱速度が $\dot{q}''$ と一定であるとする、

$$\dot{Q} = \dot{q}'' A = \dot{q}'' \alpha_F (t - t_{ig})^2 \quad (2-50)$$

の関係が得られる．ここで、 A は燃焼している可燃物の表面積であり、上式では、発熱速度 $\dot{Q}$ が A の拡大速度に比例するとの関係を与えていることに他ならない．ところで、先に式(2-42)に示したように、可燃性ガスの供給速度 $\dot{m}_F$ は、燃焼する可燃物の表面積に比例するものと考えていたから、ここではこの式との連携を考え、式(2-49)を拡張した、

$$A_{F,L} = \alpha_F (t - t_{ig})^2 \quad (2-51)$$

により露出表面積 $A_{F,L}$ の時間変化を求める．ただし、 α_F ($=\alpha/\dot{q}''$) は比例係数である．なお、式(2-49)で定義される火災成長率 α は、一般に $1.0 \times 10^{-3} \sim 2.0 \times 10^{-1}$ (kW/s²) 程度の値をとることが知られている[11]．ここで、単位面積当たりの可燃性ガスの供給速度が自由空間におけるそれ ($\dot{m}_F'' = 0.003 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$) に等しく、可燃性ガスの燃焼熱 ΔH_F が 17000 kJ/kg である場合、可燃物単位面積当たりの発熱速度 $\dot{q}''$ は 51 kW/m^2 となる．すなわち、式(2-51)で定義される α_F は、概ね $2.0 \times 10^{-5} \sim 4.0 \times 10^{-3}$ (m²/s²) といった値をとることになる．

ところで、収納可燃物の総露出表面積 $A_{F,L}$ については、これまでに多くの実態調査が行われ、詳しく調べられている．これは、火災が区画全体に拡大した後に収納可燃物が加熱に曝される部分の面積とみなせ、文献[9]によると、

$$A_{F,L} = 0.70 w_{F,L}^{1/3} A_{floor} \quad (2-52)$$

ここで、 $w_{F,L}$ は収納可燃物密度、 A_{floor} は区画の床面積である．

以上の式(2-51)、(2-52)をまとめると、収納可燃物の露出表面積を与える関係式が次のように得られる (図 2-9(A))．

$$A_{F,L} = \min \left\{ \alpha_F (t - t_{ig})^2, 0.70 w_{F,L}^{1/3} A_{floor} \right\} \quad (2-53)$$

(2) 固定可燃物の露出表面積

一方の固定可燃物については、建物構造ごとの固定可燃物量に関する調査報告は散見されるものの、その表面積 $A_{F,M}$ がどの程度の大きさになるのかを示す資料は見出せなかった．このた

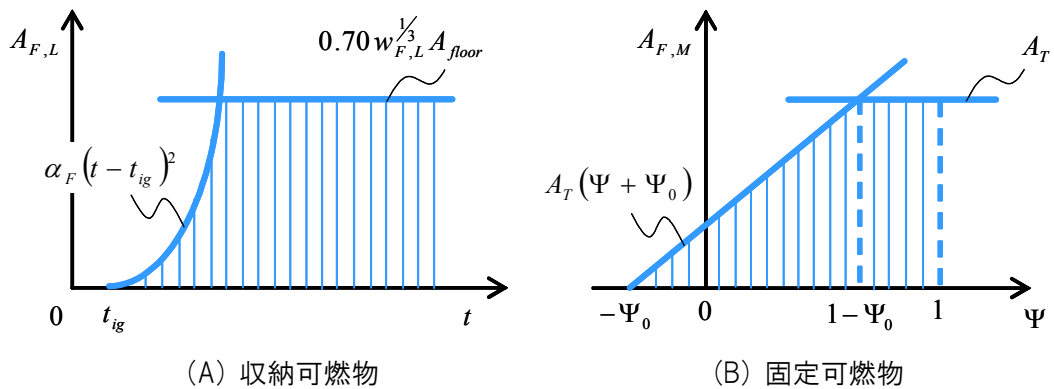


図 2-9 可燃物の露出表面積の変化

め類推によるしかないが，ここでは，固定可燃物密度 $w_{F,M}$ が区画表面に対して均等に分布しているものと考え， $A_{F,M}$ が区画の総表面積 A_T に等しいものと仮定する．

$$A_{F,M} = A_T \quad (2-54)$$

ただし，出火時点でこれらの全てが区画内ガスに対して露出しているわけではなく，壁などの構造材が燃え抜けることで次第に露わになり，燃焼に関与し始める．ここでは，総表面積 A_T のうち燃え抜けが生じた部分の比率を Ψ で表し，露出した可燃物表面積 $A_{F,M}$ は燃え抜けた面積に比例して拡大するものと考え， $A_{F,M}$ を次式のようにモデル化する．

$$A_{F,M} = (\Psi + \Psi_0) \cdot A_T \quad (2-55)$$

ここで， Ψ_0 は固定可燃物の初期露出率である．木質系建物のように可燃性の固定可燃物が出火時点で露出した建物の場合には， $\Psi_0 > 0$ となって，その影響を計算結果に反映できる．

以上の式(2-54)，(2-55)をまとめると，固定可燃物の露出表面積を与える関係式が次のように得られる（図 2-9(B)）．

$$A_{F,M} = \min \{ (\psi + \psi_0) A_T, A_T \} \quad (2-56)$$

2.4 開口を経由した質量の移動

2.4.1 開口流量

可燃物が燃焼を始めれば，火災室と隣接する区画との間に圧力差 Δp が生じ，これに関連して開口部で気流の運動が引き起こされる．ここで，図 2-10 に示す 2 室（区画 i と j ）を考える．任意の区画の圧力は，大気圧 p_∞ に対する地表面相対圧力 p_0 を基準に，高さ方向には静水圧分布に従うと仮定すると，区画 i および j の地表面高さ z における圧力 $p_i(z)$ ， $p_j(z)$ はそれぞれ次のように表される．

$$p_i(z) = p_{0,i} - \rho_i g z \quad (2-57)$$

$$p_j(z) = p_{0,j} - \rho_j g z \quad (2-58)$$

両式は地表面高さ z を変数とした 1 次関数なので，区画間に密度差がある場合には圧力が一致する z が必ず存在する．この高さが中性帯高さ Z_N となるが，これは，上式(2-57)，(2-58)を等置することで次のように得られる．

$$Z_N = \frac{p_{0,i} - p_{0,j}}{(\rho_i - \rho_j)g} \quad (2-59)$$

ここで，図 2-10 に示すように，区画 i で火災が発生しており， ρ_i が ρ_j に比べて小さい場合を考

えると、中性帯高さ Z_N より上方では $p_i(z) > p_j(z)$ となるので i から j へ向けて流れ $\dot{m}_{ij}$ が生じ、 Z_N より下方では $p_i(z) < p_j(z)$ となるので逆に j から i へ向けて流れ $\dot{m}_{ji}$ が生じることになる。

一般に、こうした場合の開口流量 $\dot{m}_{ij}$ 、 $\dot{m}_{ji}$ は、開口面における流速を高さ方向に積分することで、それぞれ次の関係式で与えられる。

$$\dot{m}_{ij} = \alpha B \int_{Z_N}^{H_u} \rho_i u(z) dz \quad (2-60)$$

$$\dot{m}_{ji} = \alpha B \int_{H_b}^{Z_N} \rho_j u(z) dz \quad (2-61)$$

ここで、 α は開口流量係数、 B は開口幅、 H_u は開口上端高さ、 H_b は開口下端高さ、 $u(z)$ は高さ z における開口部と直角方向の流速である。なお、 $u(z)$ はベルヌーイの定理に基づいて次のように表すことができる。

$$u(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2\Delta p(z)}{\rho_i}} = \sqrt{\frac{2\Delta \rho g(z - Z_N)}{\rho_i}} & (z \geq Z_N) \\ \sqrt{\frac{2\Delta p(z)}{\rho_j}} = \sqrt{\frac{2\Delta \rho g(Z_N - z)}{\rho_j}} & (z \leq Z_N) \end{cases} \quad (2-62)$$

ただし、 $\Delta \rho = |\rho_i - \rho_j|$ である。これを式(2-60)、(2-61)に代入して積分すると、開口流量の計算式が次のように求まる。

$$\dot{m}_{ij} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_i \Delta \rho} (H_u - Z_N)^{3/2} \quad (2-63)$$

$$\dot{m}_{ji} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_j \Delta \rho} (Z_N - H_b)^{3/2} \quad (2-64)$$

両区画の圧力差の関係は、ここに示したものの他にいくつか考えられる。そこで、いずれの条件においても開口流量の計算が可能のように、圧力分布のパターンに応じて計算式を整理したものが表 2-1（鉛直開口）、表 2-2（水平開口）である。

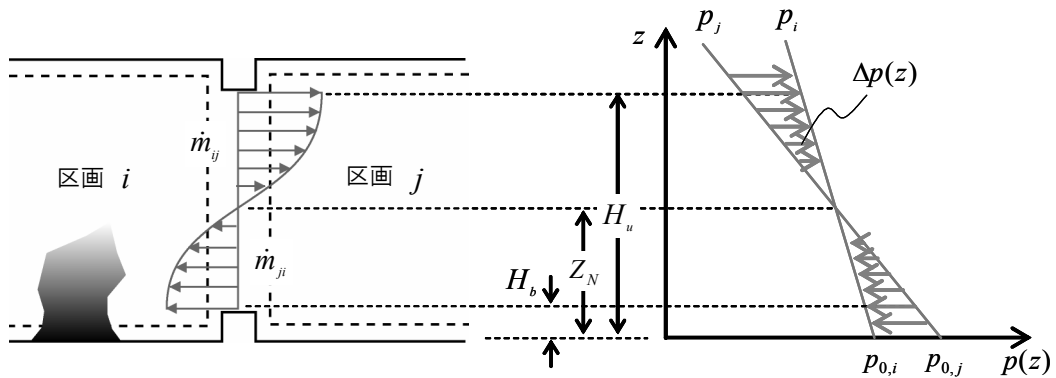


図 2-10 圧力差 Δp により駆動される開口部での流れ

2.4.2 市街地風と風圧係数

ここまで示した開口流量の計算式は、建物内部の開口を念頭において定式化してきた。しかし、開口が外部空間に面している場合には、市街地風によりもたらされる圧力変化を考慮する必要がある。ここで、開口部を隔てる2空間のうち、空間*j*が屋外である場合、式(2-58)で表された圧力 $p_j(z)$ は次のように書き直される。

表 2-1 圧力分布のパターンと開口流量の関係(鉛直開口)

判別条件	パターン	計算式
$\rho_i < \rho_j$	$Z_N \leq H_b$ 	$\dot{m}_{ij} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_i \Delta p} \left\{ (H_u - Z_N)^{3/2} - (H_b - Z_N)^{3/2} \right\}$ $\dot{m}_{ji} = 0$
	$H_b < Z_N < H_u$ 	$\dot{m}_{ij} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_i \Delta p} (H_u - Z_N)^{3/2}$ $\dot{m}_{ji} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_j \Delta p} (Z_N - H_b)^{3/2}$
	$H_u \leq Z_N$ 	$\dot{m}_{ij} = 0$ $\dot{m}_{ji} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_j \Delta p} \left\{ (Z_N - H_b)^{3/2} - (Z_N - H_u)^{3/2} \right\}$
$\rho_i = \rho_j$	$p_{0,i} \leq p_{0,j}$ 	$\dot{m}_{ij} = 0$ $\dot{m}_{ji} = \alpha B (H_u - H_b) \sqrt{2\rho_j \Delta p}$
	$p_{0,i} \geq p_{0,j}$ 	$\dot{m}_{ij} = \alpha B (H_u - H_b) \sqrt{2\rho_i \Delta p}$ $\dot{m}_{ji} = 0$
$\rho_i > \rho_j$	$Z_N \leq H_b$ 	$\dot{m}_{ij} = 0$ $\dot{m}_{ji} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_j \Delta p} \left\{ (H_u - Z_N)^{3/2} - (H_b - Z_N)^{3/2} \right\}$
	$H_b < Z_N < H_u$ 	$\dot{m}_{ij} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_i \Delta p} (Z_N - H_b)^{3/2}$ $\dot{m}_{ji} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_j \Delta p} (H_u - Z_N)^{3/2}$
	$H_u \leq Z_N$ 	$\dot{m}_{ij} = \frac{2}{3} \alpha B \sqrt{2g\rho_i \Delta p} \left\{ (Z_N - H_b)^{3/2} - (Z_N - H_u)^{3/2} \right\}$ $\dot{m}_{ji} = 0$

※圧力差 Δp は任意の高さにおける値

表 2-2 圧力分布のパターンと開口流量の関係(水平開口)

判別条件	パターン	計算式
$p_i \leq p_j$		$\dot{m}_{ij} = 0$ $\dot{m}_{ji} = \alpha B (H_u - H_b) \sqrt{2\rho_j \Delta p}$
$p_i \geq p_j$		$\dot{m}_{ij} = \alpha B (H_u - H_b) \sqrt{2\rho_i \Delta p}$ $\dot{m}_{ji} = 0$

※圧力差 Δp は開口面高さにおける値

$$p_j(z) = p_{j,0} - \rho_j g z + C_w \cdot \frac{1}{2} \rho_\infty (U(z))^2 \quad (2-65)$$

ここで、 C_w は風圧係数、 ρ_∞ は屋外の空気密度、 $U(z)$ は風速を表す。一般に、市街地における $U(z)$ は高さ方向に変化するが、都市火災の発生が懸念される低層の建物が建ち並ぶ市街地では、次のようなべき法則に従う分布をとるとみなせる場合が多い。

$$U(z) = U_\infty \left(\frac{z}{z_\infty} \right)^{1/4} \quad (2-66)$$

ここで、 U_∞ は基準風速、 z_∞ は基準高さである。ここでは対象となる壁の重心高さにおける値を式(2-66)より求めたものを、代表値として式(2-65)に代入して圧力 $p_j(z)$ を計算するものとする。この場合、式(2-59)に示した中性帯高さ Z_N は、次のように修正される。

$$Z_N = \frac{p_{0,i} - \left\{ p_{0,j} + C_w \cdot \frac{1}{2} \rho_\infty (U(z))^2 \right\}}{(\rho_i - \rho_j)g} \quad (2-67)$$

ただし、開口流量 $\dot{m}_j$ 、 $\dot{m}_{ji}$ に計算には、表 2-1、2-2 に示した計算式をそのまま利用できる。

風圧係数 C_w については、これまでに区画模型を用いた測定がなされており、建物壁面への入射角 θ を変えた場合の C_w が調べてられている。ここではこの結果を利用し、次のように風圧係数 C_w をモデル化する。

$$C_w = \begin{cases} 0.75 & (-1 \leq \cos \theta \leq -0.866) \\ -0.45 - 1.38 \cos \theta & (-0.866 \leq \cos \theta \leq 0) \\ -0.45 & (0 \leq \cos \theta \leq 1) \end{cases} \quad (2-68)$$

この関係を実験値と併せて示したものが図 2-11 である。なお、上式では、風圧係数 C_w を入射角 θ で評価するのではなく、方向余弦 $\cos \theta$ で表している。これは、入射角 θ に比べ、方向余弦

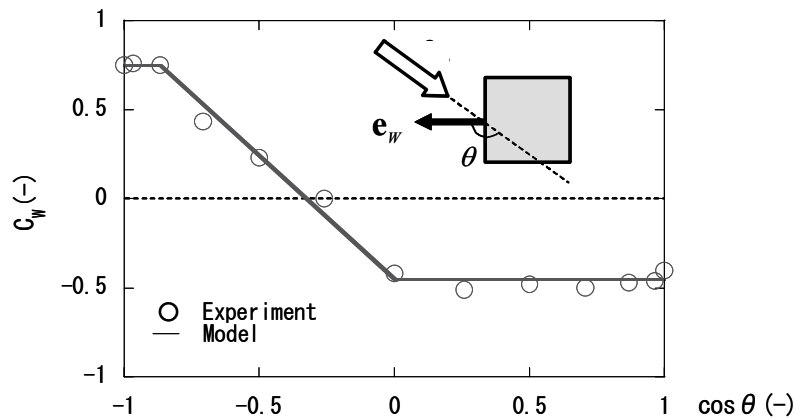


図 2-11 市街地風の入射角と風圧係数の関係

$\cos\theta$ を算出する方が、数値計算上は容易なためである．壁面の単位法線ベクトル $\mathbf{e}_w=(a_1, a_2, a_3)$ と市街地風の単位風向ベクトル $\mathbf{e}_\infty=(b_1, b_2, b_3)$ を考えると、これらの内積は、

$$(\mathbf{e}_w, \mathbf{e}_\infty) = |\mathbf{e}_w| |\mathbf{e}_\infty| \cos\theta \quad (2-69)$$

ここで、 $\mathbf{e}_w$ と $\mathbf{e}_\infty$ はともに単位ベクトルであり、 $|\mathbf{e}_w| = |\mathbf{e}_\infty| = 1$ となるから、 $\cos\theta$ は、

$$\begin{aligned} \cos\theta &= (\mathbf{e}_w, \mathbf{e}_\infty) \\ &= a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 \end{aligned} \quad (2-70)$$

あらかじめ各壁の単位法線ベクトル $\mathbf{e}_w$ 、ならびに単位風向ベクトル $\mathbf{e}_\infty$ を求めておけば、このように単純な代数演算により $\cos\theta$ を求めることができる．

2.4.3 地表面における基準圧力

(1) 換気条件式

換気は区画間の質量の移動をもたらすことから、開口を通過する流量 $\dot{m}$ は質量収支式(2-7)を満足するように決定する必要がある．ここで、開口流量の計算式を示した表2-1、2-2に立ち返ると、流量 $\dot{m}$ は気体密度 ρ ならびに基準圧力 p_0 が分かれば求めることができる．このうち、 ρ は状態方程式(2-33)より計算できるので、残った p_0 を質量収支式(2-7)より決定してやればよい．ここでは、質量収支式(2-7)のことを換気条件式 F と呼ぶことにし、次のように書き直す．

$$F_i = \sum_j (\dot{m}_{ji} - \dot{m}_{ij}) + \dot{m}_{F,i} - \frac{d}{dt}(\rho_i V_i) = 0 \quad (2-71)$$

ただし、一般に建物は複数の区画からなるので、この条件式 F は建物内の区画の数 N だけ存在する．つまり、各区画の基準圧力 p_0 を求めるには、次の連立非線形方程式を解く必要がある．

$$\left. \begin{aligned} F_1(p_{0,1}, p_{0,2}, \dots, p_{0,N}) &= 0 \\ F_2(p_{0,1}, p_{0,2}, \dots, p_{0,N}) &= 0 \\ &\dots\dots\dots \\ F_N(p_{0,1}, p_{0,2}, \dots, p_{0,N}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2-72)$$

ここで、上式を簡潔に表現するため、

$$\mathbf{p}_0 = [p_{0,1} \quad p_{0,2} \quad \dots \quad p_{0,N}]^T \quad (2-73)$$

$$\mathbf{F} = [F_1 \quad F_2 \quad \dots \quad F_N]^T \quad (2-74)$$

なるベクトル表示を導入すると、式(2-72)は次のように表される．

$$\mathbf{F}(\mathbf{p}_0) = \mathbf{0} \quad (2-75)$$

ただし、上付き文字の T は転置行列を表す．

(2) 換気条件式の無次元化

上に示した換気条件式(2-75)を満足する圧力を見い出すには、後述するような数値的手法によらざるを得ない。この場合、厳密な意味での正解を求めることは事実上不可能で、計算が破綻しない程度に正解に近い近似解を求めることになる。このとき、求まる基準圧力の近似精度は、安定的な計算を行う観点から区画ごとに同程度であることが望ましいが、式(2-75)（もしくは式(2-71)）は kg/s の次元を有しており、状況によっては換気条件式 F で要求される p_0 の精度が変わってしまう可能性がある。この問題は、例えば、圧力差と流量の関係を示した図 2-10 において、同じ圧力差分布（つまり、基準圧力 $p_{0,i}$ 、 $p_{0,j}$ が変わらない場合）であっても、開口の大きさによって流量が変化するする場合などに顕在化する。

こうした問題を排除するため、ここでは条件式(2-71)を無次元化する。問題を単純化するため、開口が 1 つある単室の区画を想定すると、区画内の気体の状態がほぼ一様とみなせるような場合での空気の流入速度 $\dot{m}_a$ は次式により近似できる[11]。

$$\dot{m}_a = \frac{2\sqrt{2}}{3} \alpha \rho_\infty g^{1/2} B H^{3/2} \left[\frac{1 - T/T_\infty}{\left\{ 1 + (T/T_\infty)^{1/3} \right\}^3} \right]^{1/2} \quad (2-76)$$

ここで、盛期火災時のように区画内が高温である場合には、上式右辺の[]内はほぼ一定とみなすことができる[11]。すなわち、開口流量に関する特性的な値が次のように得られる。

$$\dot{m}_a \propto \rho_\infty g^{1/2} B H^{3/2} \quad (2-77)$$

本モデルで対象とする建物は、一般に複数の開口を有する複数の区画からなるので、この関係をそのまま適用することはできないが、ここでは、上式を拡張した次の値を特性値とみなす。

$$\sum_j \dot{m}_{a,j} \propto \rho_\infty g^{1/2} \sum_j B_j H_j^{3/2} \quad (2-78)$$

換気条件式(2-71)を式(2-78)で除すと、無次元化された換気条件式が次のように得られる。

$$F_i^* \equiv \frac{\sum_j (\dot{m}_{ji} - \dot{m}_{ij}) + \dot{m}_B - \frac{d}{dt}(\rho_i V_i)}{\rho_\infty g^{1/2} \sum_j (B_j H_j^{3/2})} = 0 \quad (2-79)$$

ここでも、有次元形の場合と同様に、得られた換気条件式 F_i^* をベクトル表示すると、

$$\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) = \mathbf{0} \quad (2-80)$$

ただし、 $\mathbf{F}^*$ は次のように表されるのベクトルである。

$$\mathbf{F}^* = [F_1^* \quad F_2^* \quad \cdots \quad F_N^*]^T \quad (2-81)$$

(3) ニュートン法による基準圧力の算出

ここでは、連立方程式の解法にニュートン法を用いる。いま、 $\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0)$ が2回微分可能であると仮定し、 $\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0)$ を $\mathbf{p}_0^{(k)}$ のまわりでテイラー展開すると、

$$\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) = \mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0^{(k)}) + J(\mathbf{p}_0^{(k)})(\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_0^{(k)}) + O((\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_0^{(k)})^2) \quad (2-82)$$

ただし、 $s = O((\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_0^{(k)})^2)$ は、 $(\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_0^{(k)})^2$ が小さくなるとき、 s が $(\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_0^{(k)})^2$ と同程度の速さで小さくなることを意味する。また、 $J(\mathbf{p}_0)$ は $\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0)$ の微分を成分とする $N \times N$ ヤコビ行列である。式(2-82)の右辺を一次の項までとって打ち切り、 $\mathbf{p}_0$ を $\mathbf{p}_0^{(k+1)}$ と置いた上で、 $\mathbf{p}_0^{(k+1)}$ が $\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) = \mathbf{0}$ の解に等しいとすると、

$$\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0^{(k+1)}) = \mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0^{(k)}) + J(\mathbf{p}_0^{(k)})(\mathbf{p}_0^{(k+1)} - \mathbf{p}_0^{(k)}) = \mathbf{0} \quad (2-83)$$

ここで、ヤコビ行列 $J(\mathbf{p}_0)$ が正則であるとすれば、 N 変数の場合のニュートン法のスキームが次のように得られる。

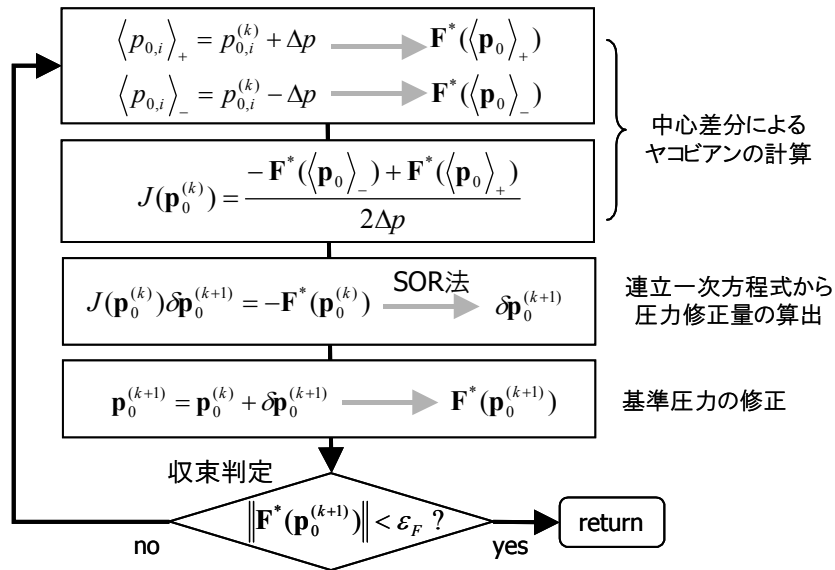
$$\begin{aligned} \mathbf{p}_0^{(k+1)} &= \mathbf{p}_0^{(k)} - J^{-1}(\mathbf{p}_0^{(k)})\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0^{(k)}) \\ &= \mathbf{p}_0^{(k)} + \delta\mathbf{p}_0^{(k+1)} \end{aligned} \quad (2-84)$$

ただし、 $\delta\mathbf{p}_0^{(k+1)}$ は解 $\mathbf{p}_0^{(k+1)}$ を得るための補正量であり、

$$\delta\mathbf{p}_0 = [\delta p_{0,1} \quad \delta p_{0,2} \quad \cdots \quad \delta p_{0,N}]^T \quad (2-85)$$

である。ここでは、 $\delta\mathbf{p}_0^{(k+1)}$ を $J(\mathbf{p}_0)$ の逆行列から求めるのではなく、

$$J(\mathbf{p}_0^{(k)})\delta\mathbf{p}_0^{(k+1)} = -\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0^{(k)}) \quad (2-86)$$



なる連立線形方程式に対して反復法である SOR 法を適用することで算出する。

ヤコビ行列 $J(\mathbf{p}_0)$ を成分表示すると、

$$J(\mathbf{p}_0) = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_1^*}{\partial p_{0,1}} & \frac{\partial F_1^*}{\partial p_{0,2}} & \cdots & \frac{\partial F_1^*}{\partial p_{0,N}} \\ \frac{\partial F_2^*}{\partial p_{0,1}} & \frac{\partial F_2^*}{\partial p_{0,2}} & & \frac{\partial F_2^*}{\partial p_{0,N}} \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial F_N^*}{\partial p_{0,1}} & \frac{\partial F_N^*}{\partial p_{0,2}} & \cdots & \frac{\partial F_N^*}{\partial p_{0,N}} \end{bmatrix} \quad (2-87)$$

となるが、数値計算上は中心差分により各成分の近似計算を行う。すなわち、適当な間隔に設定された Δp に対して $\langle p_{0,i}^{(k)} \rangle_{\pm} = p_{0,i}^{(k)} \pm \Delta p$ とした場合の値 $\mathbf{F}^*(\langle \mathbf{p}_0 \rangle_{\pm})$ を計算しておき、この差を用いることで次のように $J(\mathbf{p}_0)$ を計算できる。

$$J(\mathbf{p}_0^{(k)}) = \frac{-\mathbf{F}^*(\langle \mathbf{p}_0 \rangle_-) + \mathbf{F}^*(\langle \mathbf{p}_0 \rangle_+)}{2\Delta p} \quad (2-88)$$

なお、式(2-88)は 1 次のテイラー展開より求められた近似式であり、実際には反復計算により解を求めることになる。ここでは、ベクトル $\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0^{(k+1)})$ のノルム $\|\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0^{(k+1)})\|$ がある値より小さくなった段階で反復計算を終了させるものとし、収束条件として、

$$\|\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0^{(k+1)})\| = \max_{1 \leq i \leq N} |F_i^*(\mathbf{p}_0^{(k+1)})| < \varepsilon_F \quad (2-89)$$

を採用する。ただし、 ε_F は微小量である。

上に示した基準圧力の算出の手順を示したものが図 2-12 となる。

(4) SOR 法による基準圧力修正量の算出

計算式(2-86)より修正圧力量 $\delta \mathbf{p}_0$ を求めるにあたっては、ニュートン法の反復回数は直接関係しないので、 k を除いた次の連立方程式の解法について考える。

$$J(\mathbf{p}_0) \delta \mathbf{p}_0 = -\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) \quad (2-90)$$

SOR 法は反復解法の一つであり、初期値 $\delta \mathbf{p}_0^{(0)}$ から出発して、解ベクトル $\delta \mathbf{p}_0$ に収束するベクトル列 $\delta \mathbf{p}_0^{(1)}$, $\delta \mathbf{p}_0^{(2)}$, $\cdots$, $\delta \mathbf{p}_0^{(m)}$, $\delta \mathbf{p}_0^{(m+1)}$ を作り、 $\delta \mathbf{p}_0^{(m+1)}$ が正解 $\delta \mathbf{p}_0$ に十分近づいたときに計算を打ち切る方法である。ここでは収束判定として、

$$\|\delta \mathbf{p}_0^{(m+1)} - \delta \mathbf{p}_0^{(m)}\| = \sqrt{\sum_{i=1}^N |\delta p_{0,i}^{(m+1)} - \delta p_{0,i}^{(m)}|^2} < \varepsilon_{\delta p} \quad (2-91)$$

ただし、 $\varepsilon_{\delta p}$ は微小量である。上式が圧力計算の場合の収束条件式(2-89)と異なるのは、それぞれに数値計算上扱いやすい指標を採用しているためである。

ここではまず、ヤコビ行列 $J(\mathbf{p}_0)$ を、対角成分からなる行列 A と、左下三角行列 B 、右上三角行列 C の和に分離する。

$$J(\mathbf{p}_0) = A + B + C \quad (2-92)$$

$$A = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial p_1^*} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \frac{\partial F_2}{\partial p_2^*} & & 0 \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \frac{\partial F_N}{\partial p_N^*} \end{bmatrix}, \quad B = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \frac{\partial F_2}{\partial p_1^*} & 0 & & 0 \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial F_N}{\partial p_1^*} & \frac{\partial F_N}{\partial p_2^*} & \cdots & 0 \end{bmatrix}, \quad C = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\partial F_1}{\partial p_2^*} & \cdots & \frac{\partial F_1}{\partial p_N^*} \\ 0 & 0 & & \frac{\partial F_2}{\partial p_N^*} \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \quad (2-93)$$

このとき、解くべき連立方程式(2-90)は、

$$(A + B + C)\delta\mathbf{p}_0 = -\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) \quad (2-94)$$

と表され、非対角成分を右辺に移せば、反復スキームが次のように得られる。

$$\delta\mathbf{p}_0^{(m+1)} = A^{-1} \left\{ -\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) - (B + C)\delta\mathbf{p}_0^{(m)} \right\} \quad (2-95)$$

これは、非線形方程式の数値的解法の一つであるヤコビ法に相当する。ヤコビ法において、代入計算の過程で得られている最新の $\delta\mathbf{p}_0^{(m+1)}$ を利用すれば、より速く収束解が得られるものと考えられる。すなわち、ガウス・ザイデル法に相当するスキームが、

$$\delta\mathbf{p}_0^{(m+1)} = A^{-1} \left(-\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) - B\delta\mathbf{p}_0^{(m+1)} - C\delta\mathbf{p}_0^{(m)} \right) \quad (2-96)$$

さらに、各段階で計算された値 $\delta\mathbf{p}_0^{(m+1)}$ を次段でそのまま採用せずに、ガウス・ザイデル法で本来修正される量 $\delta\mathbf{p}_0^{(m+1)} - \delta\mathbf{p}_0^{(m)}$ に緩和係数 ω をかけて修正量を調整し、これを前段で得られる近似値に加えるのが SOR 法 (Successive Over-Relaxation Method) である。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \xi^{(m+1)} &= A^{-1} \left(-\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) - B\delta\mathbf{p}_0^{(m+1)} - C\delta\mathbf{p}_0^{(m)} \right) \\ \delta\mathbf{p}_0^{(m+1)} &= \delta\mathbf{p}_0^{(m)} + \omega(\xi^{(m+1)} - \delta\mathbf{p}_0^{(m)}) \end{aligned} \right\} \quad (2-97)$$

これを成分表示すれば、結局、 $\delta\mathbf{p}_0$ を求めるための反復計算式が次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \xi_i^{(m+1)} &= \frac{1}{\partial F_i^* / \partial p_i} \left[-F_i^* - \left(\frac{\partial F_i^*}{\partial p_{0,1}} \delta p_{0,1}^{(m+1)} + \cdots + \frac{\partial F_{i-1}^*}{\partial p_{0,i-1}} \delta p_{0,i-1}^{(m+1)} + \frac{\partial F_{i+1}^*}{\partial p_{0,i+1}} \delta p_{0,i+1}^{(m)} + \cdots + \frac{\partial F_N^*}{\partial p_{0,N}} \delta p_{0,N}^{(m)} \right) \right] \\ \delta p_{0,i}^{(m+1)} &= \delta p_{0,i}^{(m)} + \omega(\xi_i^{(m+1)} - \delta p_{0,i}^{(m)}) \end{aligned} \right\} \quad (2-98)$$

2.5 開口を経由した熱の移動

開口を経由した熱移動は、換気に伴う熱量の輸送によるものと、輻射によるものとに分けることができる（図 2-13）。このうち、前者については、空間 i から隣接する空間 j への単位時間当たりの換気量 $\dot{m}_{ij}$ に伴われる熱量 $c_p T_i$ 、逆に、空間 j から i への単位時間当たりの換気量 $\dot{m}_{ji}$ に伴われる熱量 $c_p T_j$ を考慮して、 i から j への熱の輸送速度が次のように表される。

$$c_p T_i \cdot \dot{m}_{ij} - c_p T_j \cdot \dot{m}_{ji} \quad (2-99)$$

一方、空間 i から j への輻射による正味の伝達熱流束 $\dot{q}_{D,ij}''$ は、区画内ガスを黒体とみなしているので次のように計算される。

$$\dot{q}_{D,ij}'' = \sigma(T_i^4 - T_j^4) - \dot{q}_{ef,D}'' \quad (2-100)$$

ただし、 $\dot{q}_{ef,D}''$ は噴出火炎からの入射熱流束（空間 j が屋外である場合）を表している。このときの正味の輻射失熱速度 $\dot{Q}_{D,ij}$ は、 A_D を開口部面積として次のように表されることになる。

$$\dot{Q}_{D,ij} = \dot{q}_{D,ij}'' \cdot A_D \quad (2-101)$$

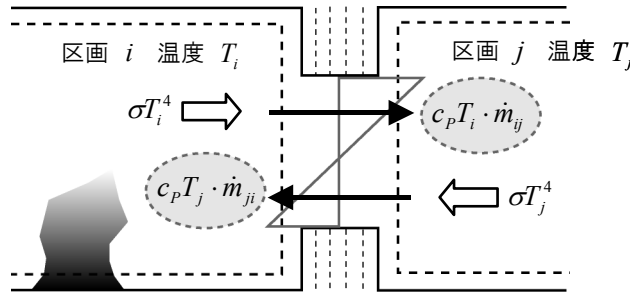


図 2-13 開口を経由した熱の移動

2.6 区画境界部材を経由した熱の移動

区画内ガスから壁や扉などの区画を隔てる部材に対しては、輻射および対流熱伝達により熱が伝達される（図 2-14）。この場合、隣接する 2 空間 i と j を隔てる境界部材への正味の入射熱流束 $\dot{q}_{M,ij}''$ は次のように表される。

$$\dot{q}_{M,ij}'' = \varepsilon_M \sigma(T_i^4 - T_{M,i}^4) + h_M(T_i - T_{M,i}) - \dot{q}_{ef,M}'' \quad (2-102)$$

ここに、 ε_M 、 h_M はそれぞれ部材表面の輻射率、対流熱伝達率、 $T_{M,i}$ は区画 i 側の部材表面温度、 $\dot{q}_{ef,M}''$ は噴出火炎からの入射熱流束（空間 j が屋外である場合）を表している。このとき、空間 i から j に向かう正味の失熱速度 $\dot{Q}_{M,ij}$ は、次のように表されることになる。

$$\dot{Q}_{M,ij} = \dot{q}_{M,ij}'' \cdot A_M \quad (2-103)$$

ただし、 A_M は部材の露出面積である。

2.6.1 部材内温度

式(2-102)より明らかなように、入射熱流束 $\dot{q}_{M,ij}''$ を計算するには、部材の表面温度 $T_{M,i}$ が必要となる。一般に建築壁体は、厚さ方向に比べて広がり方向のスケールが大きいことから、ここでは部材を無限平板とみなし、次の1次元熱伝導方程式を解くことで $T_{M,i}$ を求める。

$$\rho_M c_M \frac{\partial T_M}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_M \frac{\partial T_M}{\partial x} \right) - \dot{m}_V''' L_V \quad (2-104)$$

ここに、 k_M 、 ρ_M 、 c_M はそれぞれ部材の熱伝導率、密度、比熱、 $\dot{m}_V'''$ は単位体積あたりの水分の蒸発速度、 L_V は水分の蒸発潜熱であり、右辺最終項は水分の蒸発に伴う単位体積あたりの熱の消費速度を表している。

上式(2-104)の離散化には、有限体積法[12]を用いる。まず、部材を図2-14に示すような厚さ Δx_k ($k=1 \sim N$) の検査体積に分割し、計算の代表点を検査体積の中心に設定する。ただし、検査体積のうち、区画内ガスとの境界となる第1層、第 N 層の代表点については、境界面に代表点を設けることで、表面温度の算出を行う。

ここで、任意の検査体積（第 k 層）に着目し、 $k-1$ 層と k 層の界面を w 、 k 層と $k+1$ 層の界面を e と置いて、熱伝導方程式(2-104)を時間方向に t から $t+\Delta t$ 、空間方向に w から e に渡って積分すると、

$$\int_w^e \int_t^{t+\Delta t} \left(\rho_M c_M \frac{\partial T_M}{\partial t} \right) dt dx = \int_w^e \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(k_M \frac{\partial T_M}{\partial x} \right) - \dot{m}_V''' L_V \right) dt dx \quad (2-105)$$

であり、これを整理すると次式のようなになる。

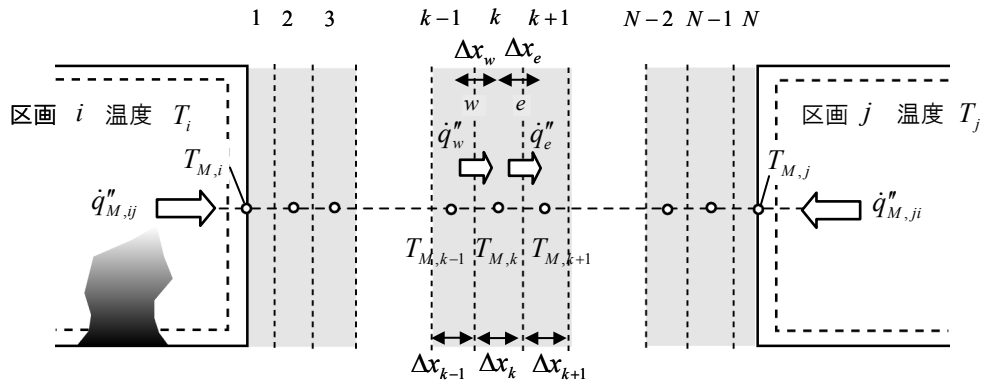


図 2-14 区画境界部材を通じて隣接する空間へと伝達される熱

$$\rho_M c_M (T_{M,k}^{N+1} - T_{M,k}^N) \Delta x_k = \left[\frac{1}{\Delta x_k} \left\{ -k_{M,w} \frac{T_{M,k}^N - T_{M,k-1}^N}{\Delta x_w} - \left(-k_{M,e} \frac{T_{M,k+1}^N - T_{M,k}^N}{\Delta x_e} \right) \right\} - \dot{m}_V'' L_V \right] \Delta x_k \Delta t \quad (2-106)$$

ただし、上付き文字の N は計算ステップ数である。

このとき、上式 { } 内の各項はそれぞれ界面 w , e を通過する熱流束を表しており、

$$\dot{q}_w'' = -k_w \frac{T_{M,k}'' - T_{M,k-1}''}{\Delta x_w} \quad (2-107)$$

$$\dot{q}_e'' = -k_e \frac{T_{M,k+1}'' - T_{M,k}''}{\Delta x_e} \quad (2-108)$$

とできる。ただし、熱伝導率には、格子の中間点である界面 w , e における値 k_w , k_e を代入する必要がある。これらは、界面を挟む層の熱伝導率 $k_{M,k-1}$, $k_{M,k}$, $k_{M,k+1}$, ならびに層の厚さを Δx_{k-1} , Δx_k , Δx_{k+1} として、それぞれ次のように表すことができる[12]。

$$k_w = \frac{\Delta x_{k-1} + \Delta x_k}{\Delta x_{k-1}/k_{M,k-1} + \Delta x_k/k_{M,k}} \quad (2-109)$$

$$k_e = \frac{\Delta x_k + \Delta x_{k+1}}{\Delta x_k/k_{M,k} + \Delta x_{k+1}/k_{M,k+1}} \quad (2-110)$$

また、格子点は検査体積の中心にあることから、隣り合う格子点の間隔 Δx_w , Δx_e はそれぞれ次のようになる。

$$\Delta x_w = \frac{\Delta x_{k-1} + \Delta x_k}{2} \quad (2-111)$$

$$\Delta x_e = \frac{\Delta x_k + \Delta x_{k+1}}{2} \quad (2-112)$$

以上の点を考慮して、離散化された熱伝導方程式(2-106)をさらに整理すると、 $N+1$ ステップ目における第 k 層の温度が次式により得られる。

$$T_{M,k}^{N+1} = T_{M,k}^N + \frac{\Delta t}{\rho_M c_M} \left(\frac{\dot{q}_w'' - \dot{q}_e''}{\Delta x_k} - \dot{m}_V'' L_V \right) \quad (2-113)$$

これは、式(2-2)に示した物理量の保存関係を表していることに他ならず、検査体積に対して単位時間当たり流入する正味の熱量（右辺（ ）項）に対する温度上昇を表す式となっている。

ところで、部材が加熱された際の含水の蒸発は、部材温度が水分の蒸発温度である 100°C となった時点で始まり、全ての含水が蒸発するまで部材内の温度は一定に保たれるものと仮定する。すなわち、式(2-112)は、

$$\frac{\dot{q}_w'' - \dot{q}_e''}{\Delta x_k} - \dot{m}_v''' L_v = 0 \quad (2-114)$$

となるから，単位体積あたりの水分の蒸発速度 $\dot{m}_v'''$ は次式より計算できる．

$$\dot{m}_v''' = \frac{1}{\Delta x_k} \left(\frac{\dot{q}_w'' - \dot{q}_e''}{L_v} \right) \quad (2-115)$$

2.6.2 燃え抜けによる新たな開口の形成

壁や扉といった区画境界部材が火災による強い加熱を受けると，部材の劣化が始まり，最終的には脱落して燃え抜けが起こる（図 2-15）．これにより，高温ガスの移動や輻射による熱伝達が急激に増大することを考えると，燃え抜けが発生する時刻は，延焼の発生に大きな影響を及ぼしているものと考えられる．本来，燃え抜けは，亀裂が生じることによる脱落，部材の熔融や燃焼などの様々な要因で起こり，その機構は一様ではないが，ここでは簡単のため，こうした状態変化が火災室からの加熱の多少により一義的に定まるものと考え，モデル化を行う．

(1) 燃え抜け時間の定義

ここでは，部材へ入射する単位面積あたりの累積熱量が，ある値 Q_{cr}'' を超えた段階で燃え抜け始まるものとする．すなわち，燃え抜けの始まる時刻 t は，加熱が始まった時間を 0 として次のように表すことができる．

$$\int_0^t \dot{q}_M'' dt > Q_{cr}'' \quad (2-116)$$

ここで， $\dot{q}_M''$ は部材へ入射する熱流束である．なお，部材が熱源から離れている場合には緩慢に加熱が加えられるので，部材の損傷は軽微となるはずである．しかし，式(2-116)に示したモデルでは，こうした場合であっても加熱が長時間続く場合には燃え抜けが起こるとの予測をしてしまう．そこで，燃え抜けの発生し得る最低温度 $T_{M,cr}$ を部材に対して設けることで，こうした非現実的な予測を避けることにする．

以降の燃え抜け範囲については，部材が加熱された際の水分の蒸発，もしくは可燃物の熱分

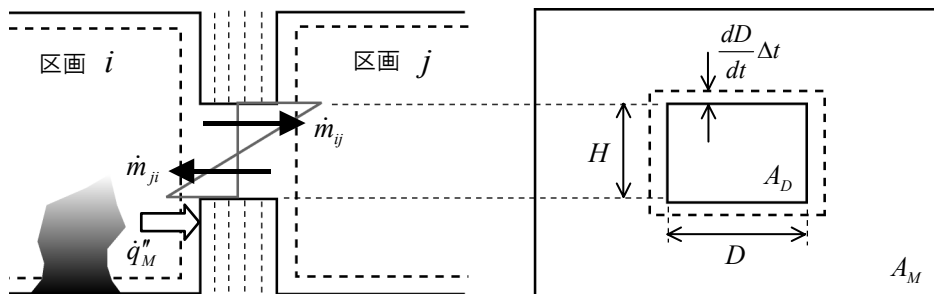


図 2-15 区画境界部材の燃え抜け

解との類推から、単位時間・単位面積あたりに入射する熱量 $\dot{q}_M''$ に比例してその範囲を拡大していくものとする。このとき、単位時間当たりの部材の密度変化は次のように表される。

$$\Delta_M \frac{d\rho_M}{dt} = \frac{\dot{q}_M''}{L_M} \quad (2-117)$$

ただし、 Δ_M は部材の厚み、 L_M は燃え抜けの速度を表す比例係数（燃え抜け潜熱）である。ところで、モデルの一般性を確保して利便性を増すためには、より多くの部材に関する限界熱量 Q_{cr}'' を知る必要がある。そでは本モデルでは、建築部材の耐火試験における性能担保時間の概念を敷衍することとし、式(2-116)で表される「限界熱量 Q_{cr}'' 」を、次式で表される「限界時間（燃え抜け時間） t_{cr} 」に置き換える。

$$Q_{cr}'' = \int_0^{t_{cr}} \dot{q}_{\text{standard}}'' dt \quad (2-118)$$

ここで、 $\dot{q}_{\text{standard}}''$ はISO834標準加熱を加えた際に部材へ入射する熱流束とする。耐火試験は、建築基準法における性能評価試験の一環としてその方法が標準化されていることから、より効率的に多くの部材に関する限界時間 t_{cr} を入手できるものと期待される。また、 t_{cr} は耐火試験の観察から直接求め、直感的に把握しやすい指標であることから、部材の火災安全性能を評価する上での利便性も高いものと考えられる。

(2) 燃え抜け時間の判定

図2-16は、耐火試験の結果から燃え抜け時間を判定する方法を示したものである。試験時の加熱炉内の温度 T_{standard} は、

$$T_{\text{standard}} = 345 \log_{10}(8t_{\min} + 1) + T_{\infty} \quad (2-119)$$

であるが、ここでは計算の便を考慮して、 T_{standard} を次のように近似する[13]。

$$T_{\text{standard}} \cong 460t_{\min}^{1/6} + 20 \quad (2-120)$$

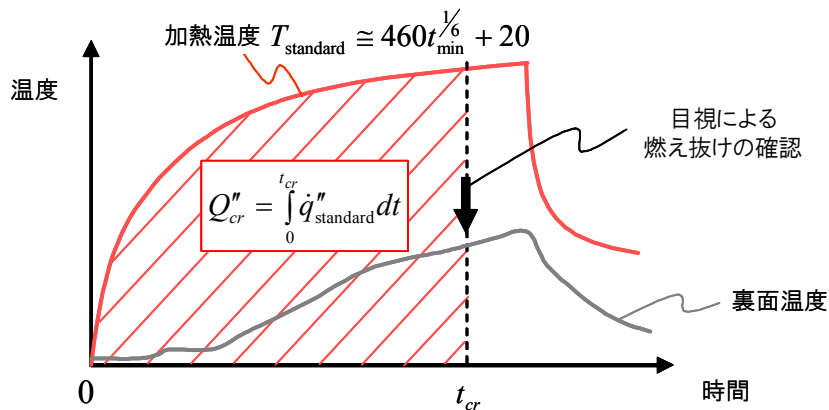


図 2-16 耐火試験結果からの燃え抜け時間の判定

ただし、 $t_{\min}$ は加熱時間（分）である．これにより部材の温度は上昇するが、内部には温度勾配が形成されているので、当然、非加熱側表面の温度上昇は T_{standard} に比べて緩やかとなる（図 2-16）．このとき、部材の劣化は加熱面側から始まるから、部材の貫通、すなわち燃え抜けの発生時刻 t_{cr} は非加熱側表面の例えば亀裂の発生等の観察に基づいて決定できる．

この場合の限界熱量 Q_{cr}'' は、加熱を開始してから燃え抜けが発生するまでに部材が受ける単位面積あたりの総熱量 Q_{cr}'' に他ならない． T_{standard} は十分に高く、加熱炉による伝熱は輻射が支配的であると考え、 Q_{cr}'' は次のように表すことができる．

$$Q_{cr}'' = \int_0^{t_{cr}} \dot{q}_M'' dt \cong \int_0^{t_{cr}} \sigma (T_{\text{standard}} + 273)^4 dt \quad (2-121)$$

ただし、輻射率は 1 とみなした．ここに、式(2-120)の関係を代入して整理すれば、

$$\begin{aligned} Q_{cr}'' &\cong \int_0^{t_{cr}} \sigma \left(460 t_{\min}^{1/6} + 293 \right)^4 dt \\ &\cong 1.52 t_{cr}^{5/3} + 4.31 t_{cr}^{3/2} + 4.64 t_{cr}^{4/3} + 2.25 t_{cr}^{7/6} + 0.42 t_{cr} \end{aligned} \quad (2-122)$$

と限界熱量 Q_{cr}'' と限界時間 t_{cr} の関係が与えられる．なお、この場合の t_{cr} は、複数の材料から構成される壁体もしくは扉全体を一つの部材と見た場合の総体的な限界値として定義される．

(3) 燃え抜けによる開口面積の拡大

式(2-116)に表される密度変化は、板状の部材と直角に燃え抜け（欠損）を生じさせることとし、平板の欠損前の面積に対する欠損部分の面積の比を欠損率 Ψ と呼ぶことにする．ここで、欠損率 Ψ が部材密度に比例し、部材が完全に燃え抜けた場合の Ψ が 1 となることに注意すると、 Ψ は次式により表すことができる．

$$\Psi = \frac{\rho_{M,0} - \rho_M}{\rho_{M,0}} \quad (2-123)$$

ここで、 $\rho_{M,0}$ は燃え抜けが始まる前の部材密度である．

欠損率 Ψ を用いれば、部材上に新たに形成される開口の面積が次式より計算できる．

$$A_D = \Psi \cdot A_M \quad (2-124)$$

なお、燃え抜けによる欠損は、図 2-15 に示すように、面材の重心を中心として、長手、短手方向に等速度 dD/dt で開口面積 A_D を拡大していくものとする． dD/dt は、 A_D の拡大速度 dA_D/dt を周長で割ることにより、

$$\frac{dD}{dt} \cong \frac{dA_D/dt}{2(B+H)} \quad (2-125)$$

と計算する．ただし、 B は開口幅、 H は開口高さである．

2.7 まとめ

本章では，延焼モデルを構成する (1) 建物内部の火災性状予測モデル，(2) 建物間の火災拡大モデル，のうち前者をゾーンモデルの概念に基づいて定式化した．本モデルの特徴をまとめると次のようになる：

- (1) 区画内の性質を一様とみなす一層ゾーンモデルに基づいている．
- (2) 火災の燃料となる可燃物には，家具や内装材などの収納可燃物と，壁や床などの建築躯体に含まれる固定可燃物を考え，モデル化を行った．
- (3) 開口部を経由して伝達される熱流束，もしくは外装材の温度に基づく，区画間の延焼を予測するモデルを組み込んだ．
- (4) 基準圧力の算出には無次元化された条件式 $\mathbf{F}^*(\mathbf{p}_0) = \mathbf{0}$ を用いることとし，開口面積の大きさが違うことに起因する計算誤差の影響を小さくした．
- (5) 限界熱量 Q_{cr}'' (限界時間 t_{cr}) に基づく部材の燃え抜けモデルを組み込み，将来的には耐火試験結果を計算に導入可能な枠組みを整理した．

<主な記号>

英字

A_{floor}	: 床面積 (m^2)
A_D	: 開口面積 (m^2)
A_F	: 可燃物の露出表面積 (m^2)
A_M	: 区画境界部材面積 (m^2)
A_T	: 区画の総表面積 (m^2)
B	: 開口幅 (m)
c_p	: 気体の定圧比熱 ($=1.0 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$)
C_w	: 風圧係数 (-)
g	: 重力加速度 ($=9.8 \text{ m/s}^2$)
h	: 対流熱伝達率 ($\text{kW/m}^2 \cdot \text{K}$)
H	: 開口高さ (m)
H_b	: 地表面からの開口下端高さ (m)
H_u	: 地表面からの開口上端高さ (m)
ΔH_F	: 可燃性ガスの燃焼熱 ($=17000 \text{ kJ/kg}$)
ΔH_O	: 酸素の燃焼熱 ($=13100 \text{ kJ/kg}$)
k_M	: 区画境界部材の熱伝導率 ($\text{kW/m} \cdot \text{K}$)
L_M	: 部材の燃え抜け潜熱 (kJ/kg)
L_V	: 水分の蒸発潜熱 (kJ/kg)

$\dot{m}$	: 開口流量 (kg/s)
$\dot{m}_F$	: 可燃物の熱分解に伴う可燃性ガスの供給速度 (kg/s)
$\dot{m}_V''$	: 単位面積あたりの水分蒸発速度 (kg/m ² ・s)
N	: 計算ステップ数 (-)
p	: 圧力 (Pa=N/m ²)
p_∞	: 大気圧 (=1.013×10 ⁵ Pa)
p_0	: 大気圧 p_∞ に対する地表面相対圧力 (Pa)
Δp	: 圧力差 (Pa)
$\dot{q}''$	: 入射熱流束 (kW/m ²)
$\dot{q}_D''$	: 開口を経由して伝達される熱流束 (kW/m ²)
$\dot{q}_{ef}''$	: 噴出火炎から伝達される熱流束 (kW/m ²)
$\dot{q}_{ig}''$	: 可燃物の着火限界熱流束 (kW/m ²)
$\dot{q}_M''$	: 区画境界部材へ入射する熱流束 (kW/m ²)
$\dot{q}_{\text{standard}}''$	: ISO834 標準加熱を加えた際に部材へ入射する熱流束 (kW/m ²)
$\dot{Q}_B$	: 区画内での発熱速度 (kW)
Q_{cr}''	: 燃え抜け限界熱量 (kJ/m ²)
$\dot{Q}_D$	: 開口を経由した輻射失熱速度 (kW)
$\dot{Q}_F$	: 可燃物への失熱速度 (kW)
$\dot{Q}_M$	: 区画境界部材への失熱速度 (kW)
$\Sigma \dot{Q}_L$	: 式(2-19)で定義される区画内ガスから失熱熱速度 (kW)
R	: 気体定数 (=0.287 kJ/kg・K)
t	: 時間 (sec, min)
t_{cr}	: 部材の燃え抜け時間 (min)
Δt	: 計算の刻み間隔 (s)
T	: 温度 (K)
$T_{M,cr}$	: 部材の燃え抜けが発生する下限温度 (K)
T_p	: 可燃物の熱分解温度 (K)
T_{standard}	: ISO834 標準加熱に基づく耐火炉内温度 (°C)
T_∞	: 外気温度 (°C)
U_∞	: 市街地風の基準風速 (m/s)
V	: 区画体積 (m ³)
w_F	: 可燃物密度 (kg/m ²)
Δx	: 部材熱伝導計算における格子間隔 (m)
Y	: 気体中に含まれる化学種の質量分率 (-)
z	: 地表面からの鉛直方向高さ (m)

Z_N : 地表面からの中性帯高さ (m)

ギリシャ文字

α : 火災成長率 (kW/s^2), 開口流量係数 ($=0.65$ (-))
 α_F : 燃焼面積の拡大に換算した火災成長率 (m^2/s^2)
 γ : 供給される酸素の余剰率 (-)
 $\dot{G}$: 化学種の生成速度 (kg/s)
 Δ_M : 部材の厚み (m)
 ε : 輻射率 (-)
 θ : 風速ベクトルと壁面の外向き法線ベクトルのなす角 (rad)
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 σ : ステファン・ボルツマン定数 ($5.67 \times 10^{-11} \text{ kW/m}^2 \cdot \text{K}^4$)
 Ψ : 燃え抜けにより生じた部材の欠損比率 (-)

添え字

D : 開口部
F : 可燃性ガス, 可燃物
ij : 空間 i から空間 j への移動
ig : 可燃物の着火
L : 収納可燃物
M : 固定可燃物, 扉や壁などの区画を隔てる部材
O : 酸素
X : 化学種
 ∞ : 基準, 外気
0 : 基準, 地表面, 初期
 $()'$: 平均値からの変動
 $()''$: 単位面積あたり
 $()\cdot$: 単位時間あたり

<参考文献>

- 1) 関根孝: コンクリート造建物の室内火災温度の推定 (その 1 熱収支式と温度上昇曲線), 日本建築学会論文報告集, Vol.85, pp.38-47, 1963
- 2) T.Tanaka: A model of multiroom fire spread, Fire Sci. Tech., Vol.3, No.2, pp.105-121, 1983
- 3) H.E.Mitler, & J.A.Rockett: User's guide to FIRST – A Comprehensive single-room fire model, NBSIR87-3595, National Bureau of Standards, 1987
- 4) 田中哮義・中村和人: 二層ゾーンの概念に基づく建物内煙流動予測計算モデル, 建築研究

報告, No.123, 1989

- 5) 松山賢・藤田隆史・金子英樹・大宮喜文・田中哮義・若松孝旺：区画火災性状の簡易予測法，日本建築学会構造系論文集，Vol.469，pp.159-164，1995
- 6) 大宮喜文・田中哮義・若松孝旺：可燃物条件を考慮した区画火災性状予測モデルの開発，日本建築学会計画系論文集，Vol.487，pp.1-8，1996
- 7) R.B.Bird, W.E.Stewart, E.N.Lighthoot: Transport phenomena, Wiley, 1960
- 8) R.Rehm & H.Baum: The equations of motion for thermally driven, buoyant flows, J. Res. the National Bureau of Standards, Vol.83, No.3, pp.297-308, 1978
- 9) 松山賢：性能的火災安全設計に用いる火災性状モデルの構築と火災安全性能評価への応用，東京理科大学学位論文，2000
- 10) 日本建築学会編：建築設計資料集成 1-環境，1978
- 11) 田中哮義：改訂版 建築火災安全工学入門，日本建築センター，2002
- 12) S.V.Patankar: Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere Publishing, 1980（水谷幸夫・香月正司 訳：コンピュータによる熱移動と流れの数値解析，森北出版，1984）
- 13) 原田和典・辻本誠・細沢貴史：熱流時間面積が等しい等価火災時間，平成 10 年度 日本火災学会研究発表会概要集，pp.112-115，1998

第 3 章

建物間の火災拡大性状予測モデル

3.1 はじめに

本研究では延焼モデルを、(A) 建物内部の火災性状予測モデル、(B) 建物間の火災拡大性状予測モデルより構成しており、本章ではこのうちの後者の定式化を行う。建物間の火災拡大をもたらす要因として、ここでは次の 3 つの現象を考慮する：

- (1) 火災建物からの輻射による熱伝達
- (2) 火災建物後流に形成される熱気流による温度上昇
- (3) 飛び火による建物間の延焼

(1) 火災建物からの輻射による熱伝達

燃焼中の建物から噴出する火炎や火災室からの熱輻射は、熱源温度の 4 乗に比例する強い加熱を加えることで可燃物の着火を引き起こす。一般的な火災温度は 1000°C (1273K) 程度となるが、このとき火災室から放出される単位面積あたりの輻射熱エネルギーは、およそ 150kW/m^2 となる。これに対して、同じ熱源から対流により伝達される熱エネルギーは、周囲の気流の状況にも影響されるものの $10\sim 30\text{kW/m}^2$ 程度の値をとり、輻射に比べるとその影響は小さい。このため、火災時のように熱源が高温の場合には、輻射による熱伝達が建物間の延焼を引き起こす重要なメカニズムとなる。

ただし、輻射による熱伝達では、加熱の強弱を左右する形態係数が加熱建物と受熱建物の距離の-2 乗に比例して小さくなるため、放出される全ての熱エネルギーが隣棟へ伝達されるわけではない。また、市街地では多くの建物が密集して建つことから、輻射熱の伝達経路には遮蔽物が存在する場合が多く、事実上、延焼の危険性は火災建物に近接する建物に限定される。

(2) 火災建物後流に形成される熱気流による温度上昇

火災建物から放出され、市街地風によって吹き流された火災ガスは、燃焼領域から風下側の

温度上昇をもたらす。このため、輻射による影響が火災建物の近くに集中していたことに比べると、熱気流の影響が及ぶ範囲は大幅に広がる。ただし、輸送の際の周囲空気との混合により、熱気流の温度は火災建物から離れるに従って低下するため、実質的には火災建物に近い建物に対してより強い加熱が加えられることに変わりはない。なお、熱気流の温度上昇はせいぜい $10^1 \sim 10^2 \text{ K}$ のオーダーの大きさとなり、直接的に可燃物の着火をもたらすほどには高くない場合も多いが、ここからの加熱によって建物の部材に含まれる水分が蒸発され、輻射や火の粉による着火が容易になることで、結果的に延焼速度の増大がもたらされる。また、 $10^1 \sim 10^2 \text{ K}$ 程度の温度上昇ではあっても、消火や避難などの人間の行動を制限する程度には十分高い。

(3) 飛び火による建物間の延焼

火災建物から放出された火の粉は、火源後方の浮力流によって上空へと巻き上げられ、燃焼を継続しながら風下側へ流される。その後、火源から遠ざかって上昇流の影響が小さくなると、高度を低下させて最終的に地表面に落下する。この時点において、十分な熱エネルギーを有し、かつ着地した場所が適当な可燃物であったならば、飛び火による延焼が起こる。

飛び火は風下側の広い範囲に影響を及ぼす点で熱気流に似ている。ただし、熱輻射や熱気流による温度上昇が、近接する建物に延焼を起こしながら徐々に燃焼領域の拡大をもたらすのに対し、火の粉の場合には火災建物から離れた地点に延焼を発生させ、不連続的に燃焼領域を拡大する可能性がある。ある熱源から伝達される熱量は、それを伝達する形態がどのようなものであれ、熱源からの距離が離れるにしたがって小さくなる。この点で、火の粉の保有する熱エネルギーは、火炎や熱気流のそれと比べると格段に小さいものの、熱源自体が移動して可燃物との距離を縮めることで離れた地点に延焼を引き起こす特異な現象といえる。

3.2 火災建物からの輻射による熱伝達

ここでは、隣接する建物に対する輻射源として、(1) 火災室ガスと、(2) 開口部から噴出する火炎を考える。これらの性状は、いずれも区画内部の火災性状に強く依存するため、放出される熱エネルギーの時間変化は類似したものとなる。しかし、このうち実際に隣接する建物に伝わる熱量は、輻射源と隣接する建物との間の幾何学的な関係からなる形態係数に依存するため、一概に同様の推移を示すとは限らない。このうち、火災室ガスの場合には、熱流束が開口部を經由して区画外へと放出されるため、建物の倒壊などが無い限りは実質的な熱源の形状が時間的に大きく変化しないとみなせる。この場合、火災性状の時間更新計算に入る前にいくつかの変数を求めておけば、数値計算上の手続きを簡略化することも可能となる。一方、噴出火炎の計算では、放出熱量に応じて温度や気流軸の軌跡といった性状が変化するため、火災性状が変化するたびに形態係数を計算しなおす必要がある。

3.2.1 火災室ガスから伝達される熱流束

火災室ガスの温度は、区画を検査体積としたゾーンモデルにより算出されるものに他ならないので、第2章に示した手順に従って求めることができる。すなわち、検査体積の支配方程式から得られる時間変化の式は、

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{\dot{Q}_{B,i} - \sum \dot{Q}_{L,i} + \sum_j c_p \dot{m}_{ji} (T_j - T_i) - c_p \dot{m}_{Fi} (T_i - T_p)}{c_p \rho_i V_i} \quad (2-35)$$

ただし、 $\dot{Q}_B$ は発熱速度、 $\sum \dot{Q}_L$ は失熱速度、 c_p は気体の定圧比熱、 ρ は気体密度、 V は区画面積、 $\dot{m}$ は開口流量、 T_p は可燃物の熱分解温度、下付き文字の i, j は区画を識別するための符号である。これを時間積分することにより、次のように時系列の区画内温度の計算ができる。

$$T_i^{N+1} = T_i^N + \left(\frac{3}{2} \frac{dT_i^N}{dt} - \frac{1}{2} \frac{dT_i^{N-1}}{dt} \right) \Delta t \quad (2-36)$$

ここで、 N は計算ステップ数、 Δt は時間刻みである。

火災室ガスの場合には、熱源の形状が開口部に一致し、かつ開口部全面にわたって温度は一定とみなすことができる。このとき、開口部から放出される輻射熱流束 $\dot{q}_R''$ は、区画内ガスを黒体とみなすと次のように計算できる。

$$\dot{q}_R'' = \sigma T_g^4 \quad (3-1)$$

ただし、 σ はステファン・ボルツマン定数である。また、式(2-36)より計算される火災室ガスの温度を T_g と置きなおしている。

こうして放出される熱流束のうち、隣接する建物へ伝達される比率は形態係数に依存する。ここで、図3-1に示すような輻射面 R と受熱面 L を考え、 R から見た L の形態係数を F_{RL} とおくと、 R から L へ伝達される熱量 $\dot{Q}_{RL}$ は次のように表される。

$$\dot{Q}_{RL} = \varepsilon_L (\dot{q}_R'' A_R) F_{RL} \quad (3-2)$$

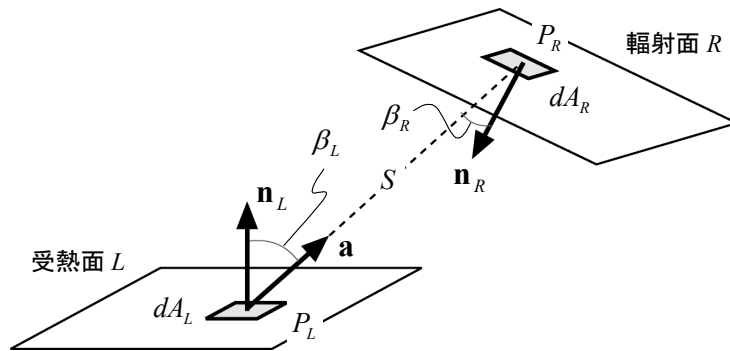


図 3-1 受熱面と輻射面のための形態係数

ただし、受熱面 L は灰色体とし、物体の吸収率 a が輻射率 ε に等しいものとする。普通、市街地上には複数の輻射面が存在するので、受熱面 L へ入射する輻射熱量の合計は上式(3-2)を輻射面の数 N だけ足し合わせた次式で計算できる。

$$\dot{Q}_{RL} = \varepsilon_L (\dot{q}_R'' A_R) F_{RL} \quad (3-3)$$

また、形態係数の相反則によると、輻射面 R から見た受熱面 L の形態係数 F_{RL} と、受熱面 L から見た輻射面 R の形態係数 F_{LR} の関係は、

$$A_R F_{RL} = A_L F_{LR} \quad (3-4)$$

と表されるので、これを式(3-3)に代入すると、

$$\Sigma \dot{Q}_L = \varepsilon_L A_L \sum_{j=1}^N (\dot{q}_{R,j}'' F_{LR,j}) \quad (3-5)$$

となり、右辺 Σ 内の変数を減らすことができる。なお、入射熱量 $\Sigma \dot{Q}_L$ を面積 A_L で割ったものは、受熱面への入射熱流束 $\dot{q}_L''$ に他ならない。これは式(3-5)より次のように求まる。

$$\dot{q}_L'' = \varepsilon_L \sum_{j=1}^N (\dot{q}_{R,j}'' F_{LR,j}) \quad (3-6)$$

つまり $\dot{q}_L''$ の計算には、受熱面 L から該当する輻射面 R を見た形態係数を求めればよいことが分かる。

3.2.2 受熱面から見た輻射面の形態係数

一般に、図 3-1 に示すような 2 平面間の形態係数は、各面を分割した場合に求まる微小要素間の形態係数を積分することで次のように計算できる[1]。

$$A_L F_{LR} = A_R F_{RL} = \iint_{A_L A_R} \frac{\cos \beta_L \cos \beta_R}{\pi s^2} dA_R dA_L \quad (3-7)$$

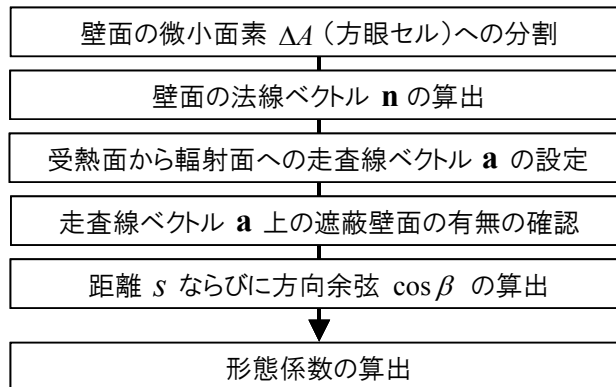


図 3-2 形態係数算出のながれ

ここで、 π は円周率、 β は面素間を繋いだ線分と面の法線のなす角度、 s は面素間の距離である。代表的な幾何学的位置関係にある面間の形態係数については、式(3-7)をもとに解析的な計算式が得られている[1]。しかし、建物が密集する市街地では数多くの外壁面が相互に遮蔽しあって配置しているため、解析式を用いて形態係数を求めることは難しい。そこで、本モデルでは、式(3-7)を次のように表し、数値的な手法によってこれを求める。

$$A_L F_{LR} = A_R F_{RL} = \sum_{A_L} \sum_{A_R} \left(\frac{\cos \beta_L \cos \beta_R}{\pi s^2} \Delta A_L \Delta A_R \right) \quad (3-8)$$

図 3-2 は形態係数算出の手順を示したものである。まず、計算の対象となる 2 つの面の法線ベクトル $\mathbf{n}$ を立ち上げておき、面を計算単位となる微小面素 ΔA （ここでは計算上の取り扱いが容易な方眼セルとする）にそれぞれ分割する。次に、受熱面上の面素 ΔA_L から輻射面上の面素 ΔA_R へ走査線（単位ベクトル $\mathbf{a}$ ）を伸ばし、この長さ s と、 $\mathbf{a}$ との法線ベクトル $\mathbf{n}$ との方向余弦 $\cos \beta$ を計算する。ただし、走査線ベクトル $\mathbf{a}$ 上に他の壁面が存在する場合には、受熱面と輻射面の間に遮蔽物があることになるので計算から除外する必要がある。以上の操作を全ての微小面素について繰り返し、得られた値を式(3-8)に代入することにより面間の形態係数を計算することができる。

(1) 壁面の法線ベクトル

ここでは、建物を構成する壁面が長方形であるものと仮定する。この場合、壁面を構成する頂点（ノード）は 4 点となり、これらノードの空間座標とノードのつながり（リンク）が分かれば、壁面の空間配置は特定することができる。ただし、外壁面間の形態係数を算出するには、壁面により分離される 2 空間のどちら側に熱源があるのかを知っておく必要がある。そこで、ノードならびにリンクに関する情報を系統的に処理することで、外壁面の法線ベクトル $\mathbf{n}$ が常に屋外側に向いているように設定する。

例として図 3-3 に示すような直方体状の単室建物を考えると、ある壁面を構成するノード P_i （ $i=1\sim 4$ ）が外周に沿って順に並ぶ場合の単位法線ベクトル $\mathbf{n}$ は、ノード P_1 を基準として次のように求めることができる。

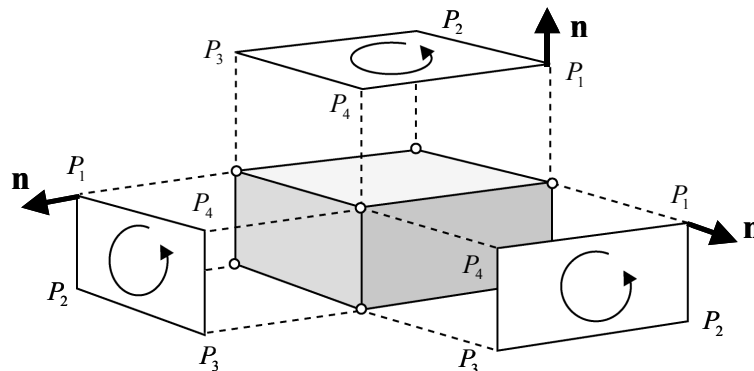


図 3-3 ノード座標の設定と壁面の法線ベクトル

$$\mathbf{n} = \frac{\overrightarrow{P_1P_2} \times \overrightarrow{P_1P_4}}{\left| \overrightarrow{P_1P_2} \times \overrightarrow{P_1P_4} \right|} \quad (3-9)$$

このとき、 $\angle P_2P_1P_4$ は直角なので、 $\mathbf{n}$ の方向はノード P_i の並び順に従って一意に定まる。つまり、壁面を一方から見て左回りにノード P_i が並んでいる場合の $\mathbf{n}$ は手前側に向き、逆に、右回りにノード P_i が並んでいる場合の $\mathbf{n}$ は反対側を向くことがわかる。ここではノードの並び順に関するこうした特徴を利用し、壁面を屋外側から見たときにノード P_i を左回りに与えることで、任意の外壁面の法線ベクトル $\mathbf{n}$ が屋外側に向いているようにする。

(2) 2平面間の距離と方向余弦

形態係数の計算式(3-8)に含まれる2平面間の距離 s は、受熱面素の重心を P_L 、輻射面素の重心を P_R とおくと次のように表すことができる。

$$s = \left| \overrightarrow{P_LP_R} \right| \quad (3-10)$$

このとき、受熱面上の面素 ΔA_L から、輻射面上の面素 ΔA_R への走査線ベクトル $\mathbf{a}$ は、ベクトル $\overrightarrow{P_LP_R}$ の単位ベクトルに他ならないので次のように表される。

$$\mathbf{a} = \frac{\overrightarrow{P_LP_R}}{s} \quad (3-11)$$

ここで、法線ベクトル $\mathbf{n}$ と走査線単位ベクトル $\mathbf{a}$ の内積が、

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{a} = |\mathbf{n}| |\mathbf{a}| \cos \beta \quad (3-12)$$

と表されることに着目すると、式(3-11)に示される $\mathbf{a}$ を利用して、形態係数の計算式で必要となる方向余弦 $\cos \beta$ を次のように求めることができる。

$$\cos \beta = \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{a}}{|\mathbf{n}| |\mathbf{a}|} = \frac{n_1 a_1 + n_2 a_2 + n_3 a_3}{\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2}} \quad (3-13)$$

ただし、 $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ 、 $\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3)$ とした。

(3) 遮蔽判定

受熱面素 ΔA_L と輻射面素 ΔA_R との間の遮蔽面の有無を判定するには、まず、受熱面素 ΔA_L から該当する面 R' までの距離 s' を計算する。図3-4に示すように、距離 s' が式(3-10)で表される面素間の距離 s より短ければ、対象面 R' は走査線を遮蔽している可能性がある。ここで、受熱面素 ΔA_L からの走査線と対象面の交点を P' とすると、

$$\overrightarrow{P_LP'} = s' \mathbf{a} \quad (3-14)$$

このとき、対象面 R' 上の任意のノードを P'_i で表すと、 R' 上のベクトル $\overrightarrow{P'_iP'}$ は、

$$\overrightarrow{P_1P'} = \overrightarrow{P_LP_1} - s'\mathbf{a} \quad (3-15)$$

となるが、これは対象面 R' の法線ベクトル $\mathbf{n}'$ と直交する。すなわち、 $\overrightarrow{P_1P'}$ と $\mathbf{n}'$ の内積は、

$$\mathbf{n}' \cdot \overrightarrow{P_1P'} = \mathbf{n}' \cdot (\overrightarrow{P_LP_1} - s'\mathbf{a}) = 0 \quad (3-16)$$

となるはずである。この式には距離 s' が含まれるので、これについて解くと、

$$s' = \frac{\mathbf{n}' \cdot \overrightarrow{P_LP_1}}{\mathbf{n}' \cdot \mathbf{a}} \quad (3-17)$$

この結果を用いて距離 s ならびに s' の長短を比較することができる。

なお、以上の操作で求まる s' は、計算上、対象面 R' を含む無限平面との距離である。図 3-4 における走査線ベクトル $\mathbf{a}_1$ と $\mathbf{a}_2$ の違いからも分かるように、交点 P' が対象面の内部に含まれるか否かの確認は別に行う必要がある。そこで、対象面 R' がノード P'_i ($i=1\sim 4$) から構成される場合、無限平面上の交点 P' は、実数 t_A ならびに t_B を用いて、

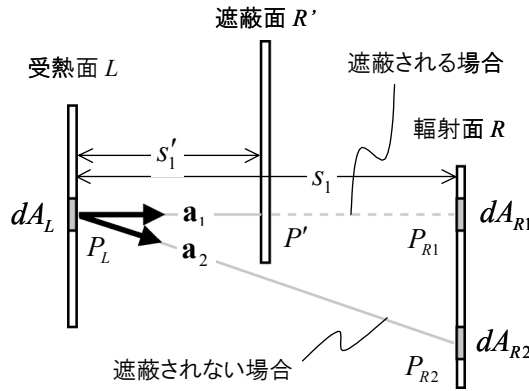


図 3-4 受熱面と輻射面間の遮蔽面

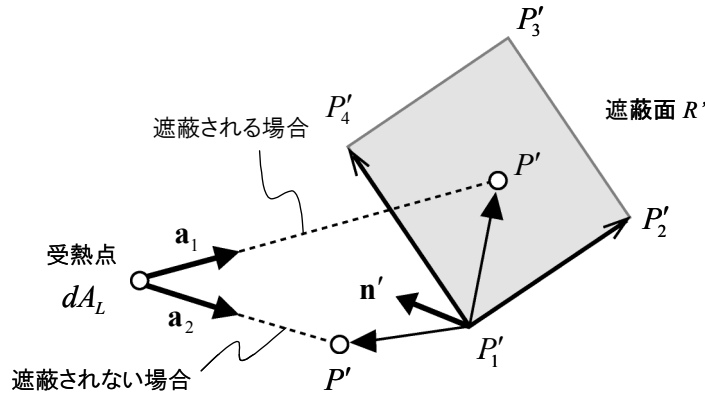


図 3-5 走査線ベクトルと遮蔽面の交点

$$\overrightarrow{P_1P'} = t_A \overrightarrow{P_1P'_2} + t_B \overrightarrow{P_1P'_4} \quad (3-18)$$

と表されることに留意する (図 3-5). このとき, 実数 t_A と t_B が,

$$t_A + t_B \leq 1 \quad \text{かつ} \quad t_A \geq 0 \quad \text{かつ} \quad t_B \geq 0 \quad (3-19)$$

を満たすならば, 交点 P' は長方形内部に含まれることになり, 走査線を遮蔽するものとみなすことができる. なお, 式(3-18)はベクトルの 3 次元空間における位置関係を表していることから, 式に含まれる t_A と t_B について 3 つの条件式が得られることになり, これらを連立させて解くことで t_A と t_B が求まる.

3.2.3 噴出火炎から伝達される熱流束

火災室ガスから伝達される輻射熱流束の計算では, 事前に受熱面と輻射面の間の形態係数を求めておくことが可能であるため, 定義式(3-8)をそのまま用いて形態係数の計算が行える. 基本的には, 噴出火炎の計算でもこの手続きを利用することは可能である. しかし, この場合には, 火災性状の進展に伴って変化する噴出火炎性状に対応して形態係数の更新を行う必要があるため, 計算負荷の観点から現実的でなく, 何らかの簡易な方法をとる必要がある. そこで本モデルでは, 本来であれば空間的な広がりを持った噴出火炎を, 図 3-6 に示すように火炎全体の輻射特性を反映させた代表点 X で表す. 代表点 X から等距離の面を通過する総輻射エネルギーが, 輻射源から単位時間当たりに放出される熱エネルギー $\dot{Q}_R$ に等しいとみなせば, 熱源から距離 s の位置に伝達される熱流束 $\dot{q}_R''$ は次のように計算できる[2].

$$\dot{q}_R'' = \frac{\dot{Q}_R}{4\pi s^2} \quad (3-20)$$

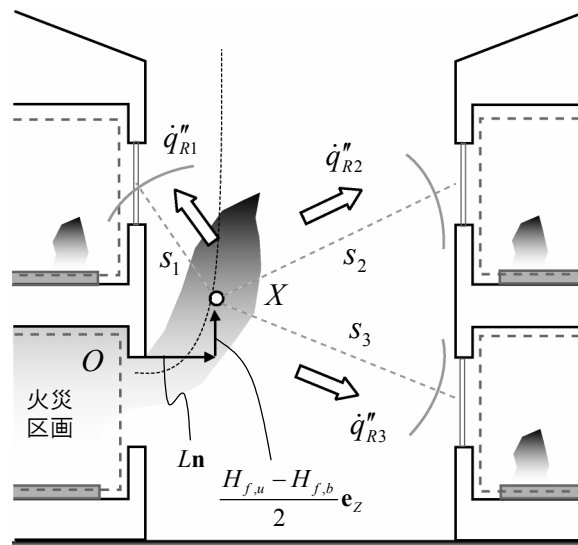


図 3-6 噴出火炎から上階ならびに隣接する建物に伝達される輻射熱流束

ただし、 $\dot{Q}_R$ は熱源表面全体にわたって熱流束を積分することで次のように計算できる．

$$\dot{Q}_R = \int_{A_R} \varepsilon_R \sigma T_R^4 dA_R \quad (3-21)$$

式(3-20)では、距離 s のみが熱源と受熱面の幾何学的な関係を表しており、定義式(3-8)の計算の煩雑さが解消されている．なお、噴出火炎の場合にも壁面等による受熱面の遮蔽を考慮する必要があるが、ここでは、火炎が噴出する火災室から遮蔽される受熱面は、噴出火炎からも同様に遮蔽されているものとみなし、計算の対象から除外する．

噴出火炎の温度は、第5章で導かれる相似的な関係、

$$\frac{\Delta T_m}{T_\infty} = \begin{cases} 2.0 Q^{*2/3} & (\text{火炎域} : \frac{\xi}{H-Z_N} \leq 0.64) \\ 1.6 Q^{*2/3} \left(\frac{\xi}{H-Z_N} \right)^{-1/2} & (\text{遷移域} : 0.64 < \frac{\xi}{H-Z_N} \leq 2.44) \\ 2.5 Q^{*2/3} \left(\frac{\xi}{H-Z_N} \right)^{-1} & (\text{熱気流域} : 2.44 < \frac{\xi}{H-Z_N}) \end{cases} \quad (5-74)$$

に対して、第2章で示したゾーンモデルの計算結果を代入することで求めることができる．ただし、 ΔT_m は気流中心軸上の温度上昇、 T_∞ は基準温度、 ξ は気流軸上の高さ、 H は開口高さ、 Z_N は中性帯高さである．また、 Q^* は次のように定義される無次元発熱速度である．

$$Q^* \equiv \frac{\dot{Q}}{c_p \rho_\infty T_\infty g^{1/2} B (H-Z_N)^{3/2}} \quad (3-22)$$

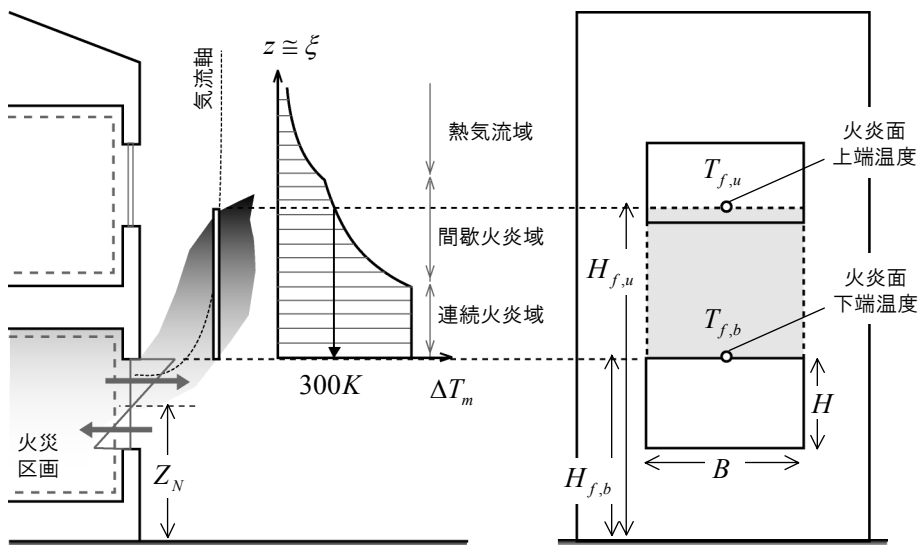


図 3-7 噴出火炎から放出される輻射熱

ここで、 $\dot{Q}$ は単位時間あたりに熱源から放出される熱量、 B は開口幅、 ρ_∞ は基準密度、 g は重力加速度である。なお $\dot{Q}$ は、単位時間あたりに開口部から放出される熱量と、区画内で燃焼し切れなかった燃料が区画外に放出された後に酸素と反応することによる発熱の和として、

$$\dot{Q} = c_p \dot{m}_g (T_g - T_\infty) + \Delta H_F Y_F \dot{m}_g \quad (3-23)$$

と計算する。ただし、 $\dot{m}_g$ は単位時間あたりに火災区画から噴出される質量、 ΔH_F は単位質量の可燃性ガスが燃焼した際に放出する熱量、 Y_F は区画内の可燃性ガス濃度である。

上式(5-74)は、噴出位置で最大となる火災温度が、距離 ξ が大きくなるにしたがって減衰する関係を表しているが、これを式(3-21)にそのまま当てはめて噴出火炎の輻射熱エネルギー $\dot{Q}_R$ を計算する場合、高さ方向への温度の違いを考慮する必要があるので手続きが煩雑となる。そこで噴出火炎を、図 3-7 に示す温度が様な長方形の輻射面に近似することで計算の簡略化を図る。ただし、このときの火炎幅は開口幅 B に等しく、高さは開口上端高さ $H_{f,b}$ から軸上の温度上昇が 300K となる高さ $H_{f,u}$ までとする。火炎上端高さの温度上昇を 300K とする理由は、建物火災において代表的な可燃物である木材の引火温度が 300°C 程度となるためである[3]。なお、火炎面上端の高さ $H_{f,u}$ は式(5-74)に $\Delta T_m = 300\text{K}$ を代入すると、湾曲した気流軸に沿う高さ ξ が得られるが、ここでは簡単のため、これを鉛直方向高さ z に置き換える。

輻射による熱伝達量は熱源温度の 4 乗に比例して増加するので、ここでは火炎面の代表温度 T_f を次のように設定する。

$$T_f = \left(\frac{T_{f,u}^4 + T_{f,b}^4}{2} \right)^{1/4} \quad (3-24)$$

ここで、 $T_{f,u}$ ($=T_\infty + 300\text{K}$)、 $T_{f,b}$ はそれぞれ火炎面上端温度、下端温度である。このとき、火炎面から放出される熱エネルギーは、式(3-21)にしたがって次のように表される。

$$\dot{Q}_R = 2\sigma T_f^4 \cdot B (H_{f,u} - H_{f,b}) \quad (3-25)$$

ただし、火炎面の両側から熱が放出されることを考慮して右辺は 2 掛けしてある。

受熱面との距離を算出する際の基準となる火炎の代表点 X の位置は、開口上端 O に対する相対位置ベクトルとして次のように与えることができる (図 3-6, 3-7 参照)。

$$\overrightarrow{OX} = L\mathbf{n} + \frac{H_{f,u} - H_{f,b}}{2} \mathbf{e}_z \quad (3-26)$$

ここで、 L は噴出火炎の気流軸と開口部上方にある壁面との離隔距離、 $\mathbf{n}$ は壁面の外向き法線ベクトル、 $\mathbf{e}_z$ は鉛直上向きの単位ベクトルである。このうち、 L については、第 5 章で導いた噴出気流の軌跡式を利用する。これによると、噴出気流は、開口部上方にある壁面と干渉を起こして壁面側に気流軸が引き寄せられるものと、干渉を起こさずに放物線状の軌跡を描くものの、

大きく二つに分類できる．この判別には次の関係式を用いる．

$$\frac{L_x}{B} = 0.033F^* + 0.32 \quad (5-111)$$

ただし F^* は，無次元風速 $u_0/\sqrt{gB}$ と無次元発熱速度 Q'^* を含んだ次の無次元数である．

$$F^* \equiv \left(\frac{u_0}{\sqrt{gB}} \right)^2 Q'^{*2/3} \quad (3-27)$$

ただし， u_0 は開口面での最大噴出速度である．このとき， L_x が $0.7B$ 未満であれば付着が起こり，逆に $0.7B$ 以上であれば付着が起こらないとの結果が得られており，このことを踏まえて，ここでは離隔距離 L を次のように計算する．

$$L = \begin{cases} 0 & (\text{付着: } L_x < 0.7B) \\ L_x & (\text{非付着: } L_x \geq 0.7B) \end{cases} \quad (3-28)$$

3.3 火災建物の風下に形成される熱気流による温度上昇

3.3.1 熱気流の温度上昇

都市火災では，燃焼の規模が異なる複数の区画が存在するため，これらが熱源となった熱気流は基本的に区画の数だけ存在する．こうした熱気流の性状に対して，市街地風がどのような効果をもたらすかは既往の実験結果などを見ても明確でないが，ここではこの影響を無視し，火災区画からの気流軸に沿った温度上昇 ΔT_m が無風時における点熱源上の温度上昇[4]で近似できるものと仮定する．

$$\Delta T_m = \begin{cases} 800 & (\text{連続火災域: } \xi/\dot{Q}^{2/3} < 0.08) \\ 60(\xi/\dot{Q}^{2/3})^{-1} & (\text{間歇火災域: } 0.08 \leq \xi/\dot{Q}^{2/3} < 0.2) \\ 24(\xi/\dot{Q}^{2/3})^{-5/3} & (\text{熱気流域: } 0.2 \leq \xi/\dot{Q}^{2/3}) \end{cases} \quad (3-29)$$

ここで， ξ は軸上高さであり，火災区画重心からの高さとする．また， $\dot{Q}$ は火災建物から単位時間あたりに放出される熱量であり，噴出火炎性状の計算に利用した式(3-23)の値を用いる．

上式(3-29)は，熱源からの距離 ξ が大きくなるにつれて熱気流と周囲空気の混合が起こり，軸上の温度上昇 ΔT_m が低下する関係を表している．この関係を用いることで気流軸上の任意の高さ ξ における温度上昇を調べる．ただし，図 3-8 に示すように，温度上昇を調べる必要がある区画は，気流軸からある程度離れた場所に位置するのが普通である．そこで，気流軸と直角な方向の温度分布を正規分布で表すこととし，気流軸からの距離が r の位置における温度上昇 $\Delta T(r)$ を次式で与える．

$$\frac{\Delta T(r)}{\Delta T_m} = \exp \left[- \left(\frac{r}{l_T} \right)^2 \right] \quad (3-30)$$

ここで, l_T ($\cong 0.1\xi$) [5]は温度上昇の半値幅である. なお, 本モデルの範囲では市街地風の影響が十分に強いものと考え, こうした火災の上昇気流に起因する市街地風の変化は想定しない.

3.3.2 熱気流の傾き

都市火災時に強い市街地風が吹けば, 熱気流は吹き倒され, 気流軸と建物との距離は狭められる. 式(3-30)の関係より明らかなように, 気流軸に近いほど温度は高いので, 火災建物から風下側の建物はより高温の熱気流に曝されることとなり, 火災拡大の危険性は増大する.

熱気流が風に吹かれた場合の気流軸の傾き θ は, 市街地風の風速 U_∞ と火源の発熱速度 $\dot{Q}$ に強く依存し, これに関する実験が点熱源や帯状熱源などのいくつかの燃焼面形状について報告されている[6~9]. 温度上昇 ΔT の計算式(3-29)は個々の建物の燃焼に着目した点熱源を仮定したものである. 本来であれば, θ の計算式も点熱源を想定したものを採用すべきであるが, 出火から時間を経て市街地での延焼が進行すれば, 燃焼範囲は複数の建物におよび, その形状は帯状に近いものになる. そこで, 本モデルでは, 横井による次の帯状熱源の結果を採用する[7].

$$\tan \theta = 0.1 \Omega^{-3/4} \quad (3-31)$$

ただし, Ω は無次元風速を表しており, 次式で定義される.

$$\Omega = \frac{U_\infty}{\left(\frac{\dot{Q}' g}{c_p \rho_\infty T_\infty} \right)^{1/3}} \quad (3-32)$$

ここで, U_∞ は市街地風の風速, $\dot{Q}'$ は帯状熱源の単位長さあたりの発熱速度であり, 本モデルでは区画の床面積を A_{floor} として $\dot{Q}' = \dot{Q} / \sqrt{A_{floor}}$ と計算する.

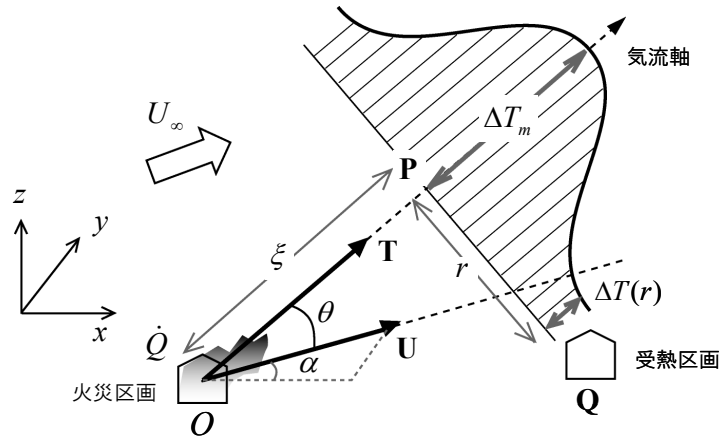


図 3-8 熱気流による風下建物周りの外気温上昇

3.3.3 気流軸から受熱区画までの距離

熱気流の温度上昇式(3-29), (3-30)より, 火災区画の風下側に位置する区画(受熱区画)での温度上昇 $\Delta T(r)$ を計算するには, 火災区画と受熱区画の位置関係を求める必要がある. ここで, 図 3-8 に示すような火災区画を原点 O とした 3 次元座標系を導入し, 原点 O に対する受熱区画の位置ベクトル $\mathbf{Q}$, $\mathbf{Q}$ から気流軸へ下ろした垂線の足を $\mathbf{P}$ と置く. このとき, 原点 O から $\mathbf{P}$ までの距離が軸上高さ ξ , $\mathbf{P}$ から $\mathbf{Q}$ までの距離が気流軸からの距離 r となる.

3 次元座標系において, 市街地風の単位風向ベクトルが $\mathbf{U}=(\cos \alpha, \sin \alpha)$, 気流軸の傾きが θ で与えられるとき, 気流軸の単位方向ベクトル $\mathbf{T}$ は次のように表される.

$$\mathbf{T} = \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta}} \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \\ \tan \theta \end{pmatrix} \quad (3-33)$$

このとき, 受熱区画 $\mathbf{Q}$ から気流軸に下ろした垂線の足の位置ベクトル $\mathbf{P}$ は,

$$\mathbf{P} = \xi \mathbf{T} \quad (3-34)$$

となるが, 方向ベクトル $\mathbf{T}$ と, $\mathbf{P}$ から $\mathbf{Q}$ に至るベクトル $\mathbf{Q}-\mathbf{P}$ は直交する. 直交する 2 つのベクトルの内積は 0 となるので,

$$(\mathbf{Q} - \mathbf{P}) \cdot \mathbf{T} = (\mathbf{Q} - \xi \mathbf{T}) \cdot \mathbf{T} = 0 \quad (3-35)$$

この式を $\mathbf{T}$ が単位ベクトルであることに注意して解くと, 火源から点 $\mathbf{P}$ までの距離 ξ が次のように計算できる.

$$\xi = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{T} = \frac{q_1 \cos \alpha + q_2 \sin \alpha + q_3 \tan \theta}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta}} \quad (3-36)$$

このとき, 受熱区画の位置ベクトル $\mathbf{Q}$ の座標成分を (q_1, q_2, q_3) とした.

一方, 気流軸から受熱建物までの距離 $r = |\mathbf{Q} - \mathbf{P}|$ は,

$$r = \sqrt{(\mathbf{Q} - \mathbf{P}) \cdot (\mathbf{Q} - \mathbf{P})} = \sqrt{|\mathbf{Q}|^2 - 2\mathbf{Q} \cdot \mathbf{P} + |\mathbf{P}|^2} \quad (3-37)$$

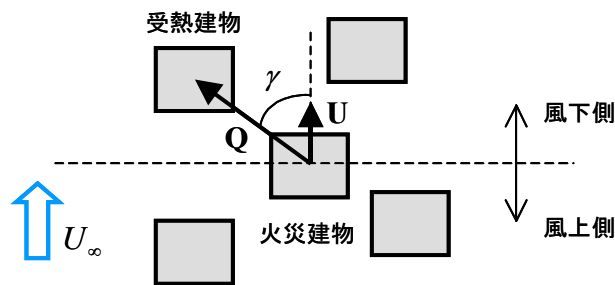


図 3-9 火災建物から風下側にある建物の識別

と表されるが，ここに，式(3-34)，(3-36)の関係を代入すると， r が次のように得られる．

$$r = \sqrt{|\mathbf{Q}|^2 - \xi^2} = \sqrt{(q_1^2 + q_2^2 + q_3^2) - \xi^2} \quad (3-38)$$

ところで，熱気流は市街地風によって風下側に吹き流されるので，これによって火災建物から風上側の建物が影響を受けることはない．このため，計算対象となる建物が火災建物の風上側にあるのか，それとも風下側にあるのかは別途確認しておく必要がある．図 3-9 は火災建物と受熱建物の位置関係を俯瞰した図であるが，これによると，風向ベクトル $\mathbf{U}$ と受熱建物の位置ベクトル $\mathbf{Q}$ のなす角 γ が 90° 以下である場合には，受熱建物火災建物の風下側にあると判断できる．これは，なす角 γ の方向余弦 $\cos \gamma$ が 0 以上であることに置き換えることができ，火災建物の風下側にある建物の識別条件が次式のように表される．

$$\mathbf{U} \cdot \mathbf{Q} = |\mathbf{U}| |\mathbf{Q}| \cos \gamma = q_1 \cos \alpha + q_2 \sin \alpha > 0 \quad (3-39)$$

3.3.4 複数の熱気流の影響

都市火災においてある特定の建物に着目すると，一般に風上には複数の火災建物があるから，その建物は図 3-10 に示すように複数の熱気流の重複した影響を受けることになる．複数の熱気流が合流した場合，これらは相互に影響を及ぼし合って性状が変化することも予測されるが，この点に関する研究は十分になされていない．そこで本モデルでは，建物の燃焼により生ずる熱気流の温度性状自体は近接する他の熱気流の影響を受けないものとみなし，以下の議論より推測される重ね合わせの関係が成り立つものと仮定して風下建物周りに与える影響を評価する．

まず，発熱速度がそれぞれ $\dot{Q}_A$ ， $\dot{Q}_B$ の 2 つの異なる火源 A と B を考えると，式(3-29)よりそれぞれの熱気流の浮力プリューム領域における軸上温度上昇 ΔT_A ， ΔT_B が，

$$\Delta T_A = 24 \cdot \dot{Q}_A^{2/3} \xi_A^{-5/3} \quad (3-40)$$

$$\Delta T_B = 24 \cdot \dot{Q}_B^{2/3} \xi_B^{-5/3} \quad (3-41)$$

のように計算できる．また，別の火源 C を考え，この発熱速度がちょうど火源 A と B の発熱速度の和 $\dot{Q}_A + \dot{Q}_B$ である場合，軸上温度上昇 ΔT_C は次のようになる．

$$\Delta T_C = 24 \cdot (\dot{Q}_A + \dot{Q}_B)^{2/3} \xi_C^{-5/3} \quad (3-42)$$

ここで，図 3-11(A)に示すように火源 A と B が十分近くに位置する場合においては，火源 A と B の集合は近似的に火源 C と同等とみなせる．すなわち，式(3-40)～(3-42)において $\xi_A = \xi_B = \xi_C = \xi$ とみなせるから，式(3-40)，(3-41)を式(3-42)に代入して ξ を消去すると，

$$\Delta T_C = \left(\Delta T_A^{3/2} + \Delta T_B^{3/2} \right)^{2/3} \quad (3-43)$$

これは、個々の熱気流の温度上昇を重ね合わせることによる、複数の熱気流の影響を考慮した温度上昇 ΔT を与える関係式とみなすことができる。なお、上式(3-43)の関係は必ずしも熱気流が2つの場合に限定されないで、より一般的には次のように書き直すことができる。

$$\Delta T = \left(\sum_{i=1}^N \Delta T_i^{\frac{3}{2}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (3-44)$$

ここで、下付き文字の i は熱気流の識別記号であり、 N は熱気流の数を表している。

なお、式(3-43)で与えられる関係は火源位置が等しい場合であり、都市火災のように火源が離れて位置する場合には、当然、 $\xi_A \neq \xi_B$ となる。このとき、式(3-43)の関係の成立を証明することは現段階では困難である。しかし、図3-11(B)にあるような仮想的な位置関係を考えると、式(3-43)の関係は $\xi_A \ll \xi_B$ の場合には満足される。すなわち、この場合には受熱点に対する火源 B

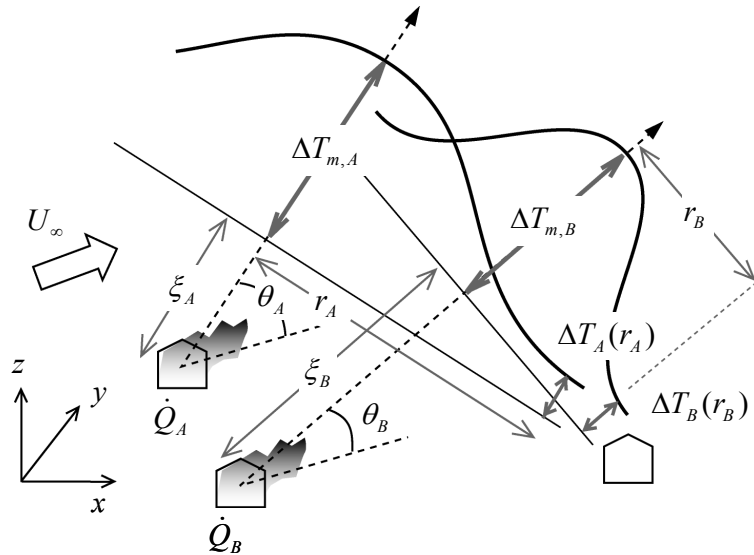
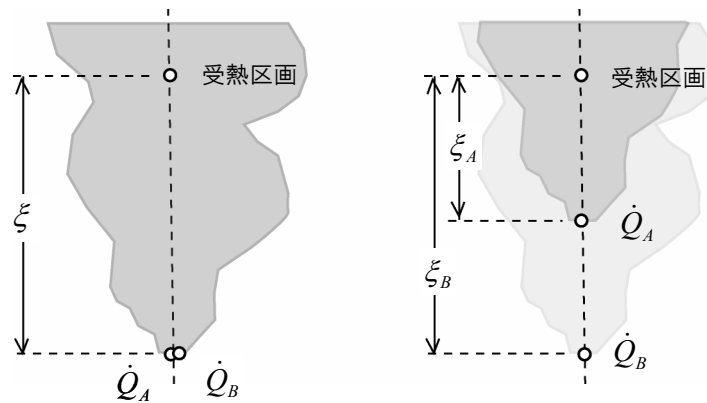


図 3-10 複数火源からの熱気流による温度上昇



(A) $\xi_A = \xi_B$ の場合

(B) $\xi_A \ll \xi_B$ の場合

図 3-11 熱気流による温度上昇の重ね合わせ

の影響が小さくなるので、式(3-40), (3-41)より $\Delta T_A \ll \Delta T_B$ となる。これを式(3-42)に代入すると、次の結果が得られ、計算式(3-43)の関係が成立する。

$$\Delta T_C = \left(\Delta T_A^{\frac{3}{2}} + \Delta T_B^{\frac{3}{2}} \right)^{\frac{2}{3}} \cong \Delta T_A \quad (3-45)$$

ここでは当面、式(3-44)で表される関係を用いて複数の熱気流に曝される建物の周囲温度上昇の算出に用いる。

3.4 飛び火による建物間の延焼

ここまでで定式化した噴出火炎と熱気流では、加害性の指標となる温度分布が、火源位置で最高となってそこから連続的に減衰するものとみなせた。このため、火災の規模や建物の空間的な位置関係などをもとに算出される伝達熱量もしくは温度上昇と、一意な閾値との大小を比較することで、隣接する建物への延焼の発生を判定する決定論的なモデルを採用することができた。しかし、火災建物の風下側に飛散する火の粉は、噴出火炎や熱気流の温度とは違って離散的な分布をとるため、このように空間的な閾値を設定することが難しい。こうした場合、確率論的なモデルを採用して延焼の発生を評価することが最も自然なアプローチと考えられる。

3.4.1 飛び火による延焼確率

火災時には膨大な数の火の粉が燃焼中の建物から放出される。このうち、 i ($i=1 \sim N$) 番目の火の粉が座標 (X, Y) の位置にある建物に対して起こす延焼は、(1) 火の粉 i が (X, Y) まで運搬され、(2) 落下した場所に可燃物があり、(3) 火の粉 i がこれを着火させる、という過程により表すことができる。このとき、各事象を $E_{B,i}$, $E_{F,i}$, $E_{I,i}$ とおくと、延焼が引き起こされる確率 $p_{S,i}$ はこれらの事象が連続的に発生する確率と考えることができるので、

$$p_{S,i} = p(E_{B,i} \cap E_{F,i} \cap E_{I,i}) \quad (i=1 \sim N) \quad (3-46)$$

ここで、論理記号 $\cap$ は積事象であることを表している。

上式において、事象 $E_{F,i}$ が生起する確率は、 $E_{B,i}$ が生起した場合の条件付確率である。また、事象 $E_{I,i}$ が生起する確率は、 $E_{B,i} \cap E_{F,i}$ が生起した場合の条件付確率である。このことから、 $p_{S,i}$ は次のように複数の確率の積として表すことができる。

$$p_{S,i} = p(E_{B,i}) \cdot p(E_{F,i} | E_{B,i}) \cdot p(E_{I,i} | E_{B,i} \cap E_{F,i}) \quad (i=1 \sim N) \quad (3-47)$$

延焼の起こる確率 $p_{S,i}$ は、上式の右辺各項を求めることで計算できるが、このうち、落下した場所が可燃物である確率 $p(E_{F,i} | E_{B,i})$ については、火の粉が屋根の木部が露出した部分に落下するか、開口部を経由して室内に入り込むことで延焼が引き起こされている例が多いことから、建物の密集度合いを示す建蔽率や、市街地を構成する建築構法の比率などに関係するものと考え

えられる．また，可燃物が火の粉により着火させられる確率 $p(E_{I,i} | E_{B,i} \cap E_{F,i})$ については，火の粉の保有する熱エネルギーと，可燃物の着火特性，ならびに可燃物周辺の温度や気流条件に左右されるものと考えられる．しかし，現時点ではこれらに関する知見が乏しく，合理的なモデル化を行うことが難しい．そこで本研究では，これらが一定値をとるものとみなし， α を定数とすることで式(3-47)を次のように表すことにする．

$$p_{S,i} = \alpha \cdot p(E_{B,i}) \quad (i=1 \sim N) \quad (3-48)$$

3.4.2 火の粉の飛散分布確率

火災建物から放出される火の粉の風下方向への飛散分布確率 $p(E_{B,i})$ は，第6章の平板状の火の粉を対象とした飛散性状シミュレーションの結果を用いてモデル化する．これによると，火災建物を原点 O' として風向（ X 軸）方向の飛散分布確率 $p_{B,X}$ は対数正規分布，風向と直角な（ Y 軸）方向の飛散分布確率 $p_{B,Y}$ は正規分布で近似できることが分かっており，

$$p_{B,X} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{L,X}X} \exp\left\{-\frac{(\ln X - \mu_{L,X})^2}{2\sigma_{L,X}^2}\right\} \quad (0 < X < \infty) \quad (3-49)$$

$$p_{B,Y} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_Y} \exp\left(-\frac{Y^2}{2\sigma_Y^2}\right) \quad (-\infty < Y < \infty) \quad (3-50)$$

ただし， $\mu_{L,X}$ と $\sigma_{L,X}$ はそれぞれ火源からの距離 X に代えて X の自然対数 $\ln X$ を変数とした場合の飛散距離の平均値と標準偏差， σ_Y は主流と直角な Y 軸方向の飛散距離の標準偏差である．なお，式(3-50)に示した Y 軸方向の分布確率の平均は 0 としてある．このとき $p(E_{B,i})$ は，両確率の積として次のように表すことができる（図 3-12）．

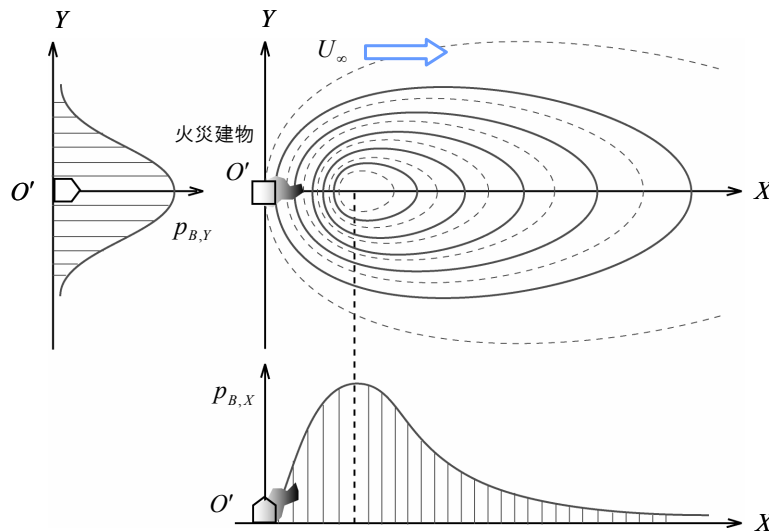


図 3-12 火の粉の飛散分布確率

$$p(E_B) = p_{B,X} \cdot p_{B,Y} \quad (3-51)$$

上記の関係から飛散の具体的な分布を知るには、 $\mu_{L,X}$ 、 $\sigma_{L,X}$ 、 σ_Y を上式(3-49)～(3-51)に代入すればよい。第6章にまとめた結果によると、飛散分布の X 軸方向、ならびに Y 軸方向の平均 μ と分散 σ は、それぞれ次式より求めることができる。

$$\left. \begin{aligned} \mu_X/D &= 0.47B^{*2/3} \\ \sigma_X/D &= 0.88B^{*1/3} \end{aligned} \right\} \quad (6-133)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_Y/D &= 0 \\ \sigma_Y/D &= 0.92 \end{aligned} \right\} \quad (6-134)$$

このうち、 σ_Y については、この値をそのまま利用できるが、 X 軸方向の μ_X 、 σ_X については、自然対数 $\ln X$ を変数にとった $\mu_{L,X}$ 、 $\sigma_{L,X}$ に直すため、次の変換を施す必要がある。

$$\left. \begin{aligned} \mu_{L,X} &= \ln \left[\frac{\mu_X^2}{\sqrt{\mu_X^2 + \sigma_X^2}} \right] \\ \sigma_{L,X} &= \sqrt{\ln \left[\frac{\mu_X^2 + \sigma_X^2}{\mu_X^2} \right]} \end{aligned} \right\} \quad (3-52)$$

ただし、上式(6-133)、(6-134)において、 B^* は支配無次元数であり、無次元風速 $U_\infty/\sqrt{gD}$ 、無次元密度 ρ_p/ρ_∞ 、無次元長さ d_p/D 、無次元発熱速度 $\dot{Q}/(\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} D^{5/2})$ の関数として、

$$B^* \equiv \frac{U_\infty}{(gD)^{1/2}} \left(\frac{\rho_p}{\rho_\infty} \right)^{-3/4} \left(\frac{d_p}{D} \right)^{-3/4} \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} D^{5/2}} \right)^{1/2} \quad (3-53)$$

と定義される。ここで、 D は火源の代表長さであり、計算上は区画床面積の平方根 $\sqrt{A_{\text{floor}}}$ とおくことにする。また、 ρ_p は火の粉の比重、 d_p は火の粉の厚みを表している。

3.4.3 火の粉の落下地点

ところで、上式(3-51)で表される分布確率 $p(E_{B,i})$ は、火災建物を原点とした座標系 $O'-XYZ$ を基準に表してあるため、これが一般に市街地全体の座標系 $O-xyz$ と一致するとは限らない。そこで、火災建物 O' から放出された火の粉が落下する位置を B とし、この位置座標を $O-xyz$ 系を基準にして表すことを考える。まず、両座標系が図3-13に示すような位置関係にある場合、基準座標原点 O から見た点 B の位置ベクトル $\overrightarrow{OB}$ は次のように表すことができる。

$$\overrightarrow{OB} = \overrightarrow{OO'} + \overrightarrow{O'B} \quad (3-54)$$

ここで、 $O-xyz$ 系の軸方向単位ベクトルを $\mathbf{e}_x$ 、 $\mathbf{e}_y$ 、 $\mathbf{e}_z$ 、 $O'-XYZ$ 系のそれを $\mathbf{e}'_x$ 、 $\mathbf{e}'_y$ 、 $\mathbf{e}'_z$ とおく

と, O -xyz 系から見た B 点の座標 (x_B, y_B, z_B) , O -xyz 系から見た O' 点の座標 (x_O, y_O, z_O) , O' -XYZ 系から見た B 点の座標 (X_B, Y_B, Z_B) の関係は, 上式より,

$$(x_B, y_B, z_B) \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \\ \mathbf{e}_z \end{pmatrix} = (x_O, y_O, z_O) \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \\ \mathbf{e}_z \end{pmatrix} + (X_B, Y_B, Z_B) \begin{pmatrix} \mathbf{e}'_X \\ \mathbf{e}'_Y \\ \mathbf{e}'_Z \end{pmatrix} \quad (3-55)$$

と表すことができる. ただし, $\mathbf{e}'_X$, $\mathbf{e}'_Y$, $\mathbf{e}'_Z$ は, O -xyz 系の軸方向単位ベクトル $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ を, 両座標系のなす角 θ だけ回転させることで,

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}'_X \\ \mathbf{e}'_Y \\ \mathbf{e}'_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \\ \mathbf{e}_z \end{pmatrix} \quad (3-56)$$

と計算できるから, この関係を代入することで式(3-55)は次のように変形することができる.

$$(x_B, y_B, z_B) \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \\ \mathbf{e}_z \end{pmatrix} = (x_O, y_O, z_O) \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \\ \mathbf{e}_z \end{pmatrix} + (X_B, Y_B, Z_B) \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \\ \mathbf{e}_z \end{pmatrix} \quad (3-57)$$

このとき, 各軸方向単位ベクトルにかかる係数は等しくなくてはならないから, 求めるべき B 点の座標 (x_B, y_B, z_B) が次のように得られる.

$$\left. \begin{aligned} x_B &= x_O + (X_B \cos \theta - Y_B \sin \theta) \\ y_B &= y_O + (X_B \sin \theta + Y_B \cos \theta) \\ z_B &= z_O + Z_B \end{aligned} \right\} \quad (3-58)$$

火の粉の落下地点 B がどの建物に該当するかは, 式(3-18), (3-19)に示したような, 面に対する点の包含関係を調べる手順により判定することも可能である. しかし, この操作を放出される全ての火の粉に対して行っているのは, 計算上の手続きが煩雑になってしまう. そこで本モデルでは, 図 3-13 に示すように市街地上を等間隔の格子で区切っておき, 火の粉が落下した格子

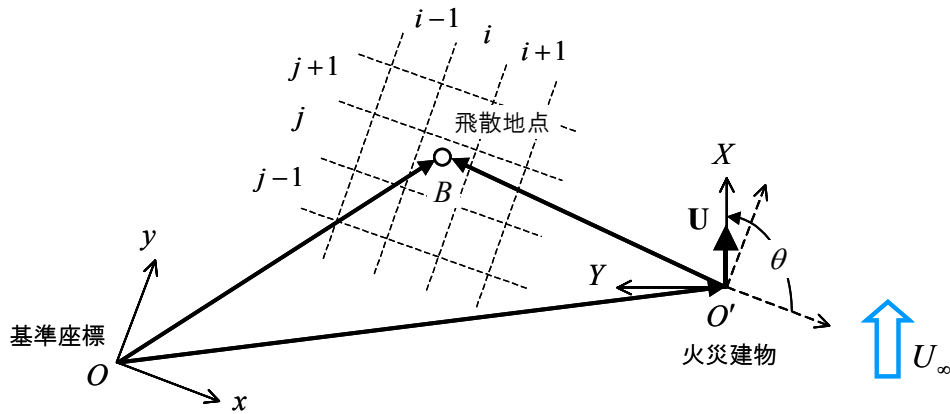


図 3-13 座標原点から見た火の粉の飛散地点

内に重心が含まれる建物のうち、無作為に抽出した一つの建物に対して延焼の有無を調べることにする。この場合、各格子に含まれる建物をあらかじめ整理しておくことで、落下地点 B がどの格子に含まれるかを調べるだけで対象建物の抽出が可能となり、手続きを簡略化することができる。

3.4.4 火の粉の放出

火災建物から放出される火の粉の数が多ければ、飛び火による延焼が発生する可能性も高くなる。既往の風洞実験の結果[10]によると、火の粉には灰状のものと消し炭状のものがあり、延焼に関与する可能性が高い消し炭状の火の粉の発生は、区画内でフラッシュオーバーが発生して以降に顕著になる。ここでは、この結果をふまえ、単位時間あたりに放出される火の粉の数 $\dot{N}_B$ が火災区画の発熱速度 $\dot{Q}_B$ に比例するものと考え、これを次のようにモデル化する。

$$\dot{N}_B = \begin{cases} 0 & (t \leq t_{FO}) \\ \beta \cdot \dot{Q}_B & (t > t_{FO}) \end{cases} \quad (3-59)$$

ここで、 β は比例係数、 t_{FO} はフラッシュオーバー時間である。第2章で示したように、本モデルでは区画内の火災の成長を可燃物の燃焼面積の拡大により表していることから（式(2-54)），ここでは、燃焼面積が可燃物の全露出表面積と一致した段階の時刻を、火災が区画全体に拡大するフラッシュオーバーの発生時刻 t_{FO} とみなす。

飛び火による延焼が起こるか否かは、基本的に発生する全ての火の粉について着火の有無を調べれば判定できる。しかし、放出される火の粉のうち、実際に延焼を引き起こす火の粉は全体のごく一部であることから、この方法は効率的でない。そこで、式(3-48)に示したように、ある地点 (X, Y) に落下した火の粉が延焼を引き起こす確率 α を導入すると、火の粉の飛散する場所がどこであれ、実際に延焼を起こす火の粉の数が次のように表される。

$$\dot{N}_I = \alpha \cdot \dot{N}_B = \alpha \beta \cdot \dot{Q}_B \quad (3-60)$$

このことに従えば、延焼を「起こす」火の粉 $\dot{N}_I$ のみについて式(3-51)より飛散地点を調べ、これをそのまま延焼地点とすればよい。

ところで式(3-53)に示した支配パラメータによると、火の粉の飛散性状は火災建物の発熱速度や市街地風の風速だけでなく、火の粉の比重や形状にも影響を受ける。こうした火の粉の状態は、同じ火災建物から放出されたものの中でも大きくばらつくことが既往の風洞実験により確認されている[10]。実験は表 3-1 に示す3条件で実施されているが、このうち、水を満たした容器に火の粉を収集することで落下時の形状を確保した実験は条件（2）、（3）となる。このときの火の粉を水平な場所に安定させるように置いた際の投影面積 A_p の大きさと、平均質量 m_p 、そして、その構成比率の関係を整理したものが図 3-14 になる。ただし、ある大きさ以下の火の粉については集計が難しいことから除外してある。いずれの結果でも、面積の小さなもののほど数が

多くなっているが、実験（2）で確認された火の粉の投影面積の方が全体的に大きな値をとっている。この違いには、建築工法や火災時の発熱性状、また風速などの諸条件が関係しているものと考えられるが、現時点で一般的な結論を導くことは難しい。そこで本研究では、都市火災時に火の粉の供給源となりやすい在来型木造家屋の工法に近い建物を使用した実験（2）の結果をそのまま用い、延焼シミュレーションで想定する火の粉の形状を決定することにする。

本研究では、火の粉の形状を正方形平板とみなしており、このときの火の粉の質量 m_p は、

$$m_p = \rho_p d_p A_p \quad (3-61)$$

と表される。ここに、図 3-14 より求まる A_p と m_p を代入すれば、密度と厚みの積 $\rho_p d_p$ が計算できるが、式(3-53)に示した火の粉の飛散性状に関する支配無次元数 B^* が、

$$B^* = \frac{U_\infty}{(gD)^{1/2}} \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} D^{5/2}} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_p d_p}{\rho_\infty D} \right)^{-3/4} \quad (3-62)$$

と書き直されることに注意すると、 $\rho_p d_p$ をここに代入することで、 B^* を計算することが出来る。なお、図 3-14 で整理された投影面積 A_p はある幅を持つが、ここでは各分類の中央値でこれを代表させることにする。

表 3-1 火災実験の条件[10]

	試験建物			風速 (m/s)
	外壁	屋根	床	
1	モルタル	瓦	畳	2.4
2				0~12(盛期時は 5.5 程度)
3	サイディング	カラーベスト	フローリング	3.8

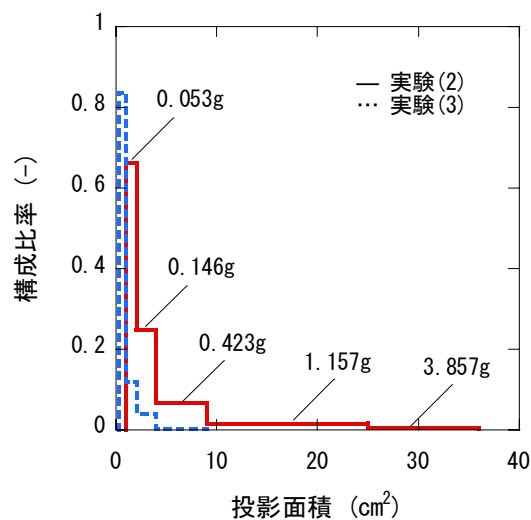


図 3-14 火災建物から放出される火の粉の投影面積

3.5 まとめ

本章では，建物間の火災拡大を引き起こす要因である次の3現象の定式化を行った：

- (1) 火災建物からの輻射による熱伝達
- (2) 火災建物後流に形成される熱気流による温度上昇
- (3) 飛び火による建物間の延焼

まず，(1)の輻射熱伝達については，熱源として火災室ガスと噴出火炎を考えた．このうち，火災室ガスの性状は第2章で示したゾーンモデルによる計算結果をそのまま利用し，噴出火炎の性状は第5章で導いた相似則の結果を利用して求めることとした．両熱源から放出される熱エネルギーのうち，隣接する建物へ伝達される量を求める際に必要となる形態係数については，入り組んだ市街地への適用を想定して，建物相互の遮蔽の影響を考慮した算出法を示した．

次に，(2)の熱気流については，気流軸上の温度上昇を既往の点熱源気流に関する相似則で表すこととした．ただし，市街地上の建物は気流軸からある程度離れた位置に建つことから，この距離をもとに軸上温度からの減衰を求め，建物周りの温度上昇を算出することとした．また，複数の熱気流が合流する効果については，単一の火源によりもたらされる温度上昇を重ね合わせることで評価する関係式を導き，これを使用することとした．

最後に，(3)の飛び火については，(1)，(2)の場合とは異なり，確率論的なモデル化を行った．この中で飛び火による延焼は，(i)火災建物から風下方向へ運搬され，(ii)落下した場所に可燃物があり，(iii)火の粉が可燃物に着火する，連続的な過程の後に起こるものと考えた．このうち，(i)の火の粉の飛散性状については第6章で導いた相似則をもとにモデル化した．ただし，残りの(ii)，(iii)については現時点で十分な知見の蓄積がないことから，条件によらず一定の確率で起こるものとみなした．

<主な記号>

英字

- $\mathbf{a}$: 面素間の単位走査線ベクトル (m)
- A_{floor} : 開口面積 (m^2)
- ΔA : 壁面を分割した際の面素の面積 (m^2)
- B : 開口幅 (m)
- B^* : 火の粉の飛散性状を規定する無次元数 (-)
- c_p : 気体の定圧比熱 ($=1.0 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$)
- d_p : 火の粉の厚み (m)
- D : 火災建物の代表長さ (m)
- $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$: 座標軸 O-xyz の各軸方向の単位ベクトル (m)

- $\mathbf{e}'_x, \mathbf{e}'_y, \mathbf{e}'_z$: 座標軸 $O'-XYZ$ の各軸方向の単位ベクトル (m)
 E : 確率事象
 F_{ij} : 面 i から見た面 j の形態係数 (-)
 g : 重力加速度 ($=9.8 \text{ m/s}^2$)
 H : 開口高さ (m)
 $H_{f,b}$: 噴出火炎面の下端高さ(m)
 $H_{f,u}$: 噴出火炎面の上端高さ(m)
 ΔH_F : 可燃性ガスの燃焼熱 ($=17000 \text{ kJ/kg}$)
 l_T : 熱気流による温度上昇の半値幅 (m)
 L : 噴出火炎気流軸の壁面からの離隔距離 (m)
 $\dot{m}$: 開口流量 (kg/s)
 m_p : 火の粉の質量 (kg)
 $\mathbf{n}$: 壁面の屋外に向いた単位法線ベクトル (m)
 $\dot{N}_B$: 単位時間あたりに火災建物から放出される火の粉の数 (個/s)
 $\dot{N}_I$: 単位時間あたりに火災建物から放出される延焼を引き起こす火の粉の数 (個/s)
 p : 確率 (-)
 p_s : 飛び火による延焼の発生する確率 (-)
 $\mathbf{P}$: 受熱区画から気流軸に下ろした垂線の足の位置ベクトル (m)
 $\dot{q}''_R$: 噴出火炎から伝達される熱流束 (kW/m^2)
 $\dot{Q}$: 火災室から単位時間あたりに放出される熱量 (kW)
 $\dot{Q}'$: 火災室から単位時間・単位長さあたりに放出される熱量 (kW/m)
 $\dot{Q}_B$: 区画内部の発熱速度 (kW)
 $\dot{Q}_R$: 噴出火炎から単位時間あたりに放出される輻射エネルギー (kW)
 Q^* : 無次元発熱速度 (-)
 $\mathbf{Q}$: 受熱区画の位置ベクトル (m)
 r : 熱気流の気流軸からの距離 (m)
 s : 面素間の距離 (m)
 t : 時間 (s)
 T : 温度 (K)
 $T_{f,b}$: 噴出火炎面の下端温度 (K)
 $T_{f,u}$: 噴出火炎面の上端温度 (K)
 T_∞ : 外気温度 ($^\circ\text{C}$)
 ΔT_m : 噴出火炎もしくは熱気流の気流軸上の温度上昇 (K)
 $\mathbf{T}$: 熱気流の気流軸の単位方向ベクトル (m)
 U_∞ : 市街地風の基準風速 (m/s)

- U : 市街地風の風速ベクトル (m/s)
 V : 区画体積 (m³)
 Y : 気体中に含まれる化学種の質量分率 (-)
 Z_N : 地表面からの中性帯高さ (m)

ギリシャ文字

- α : 市街地風と地表面上に設定した座標軸とがなす角 (rad), 飛び火に関連する係数 (-)
 β : 面素間を繋いだ線分と面の法線のなす角 (rad), 飛び火に関連する係数 (-)
 γ : 風速ベクトル U と受熱区画の位置ベクトル Q のなす角 (rad)
 ε : 輻射率 (-)
 θ : 風速ベクトルと壁面の外向き法線ベクトルのなす角 (rad), 熱気流の傾き (rad)
 π : 円周率 (-)
 μ : 火の粉の飛散分布の平均 (m)
 ξ : 火源から気流軸上の高さ (m)
 ρ : 密度 (kg/m³)
 ρ_p : 火の粉の密度 (kg/m³)
 ρ_∞ : 外気の密度 (kg/m³)
 σ : ステファン・ボルツマン定数 (5.67×10^{-11} kW/m²・K⁴), 火の粉の飛散分布の分散 (m)
 Ω : 無次元風速 (-)

添え字

- B : 発熱速度, 飛び火による延焼
 D : 開口部
 f : 噴出火炎
 f,b : 噴出火炎面の下端
 f,u : 噴出火炎面の上端
 F : 可燃性ガス
 g : 火災室
 L : 受熱面
 P : 火の粉
 R : 輻射面
 ∞ : 基準, 外気
 0 : 基準, 地表面, 初期
 $()'$: 単位長さあたり
 $()''$: 単位面積あたり
 $(\cdot)$: 単位時間あたり

<参考文献>

- 1) R.Siegel & J.R.Howell: Thermal radiation heat transfer 4th Ed., Taylor & Francis, 2002
- 2) A.T.Modak: Thermal radiation from pool fires, Comb. Flame, Vol.29, pp.177-192, 1977
- 3) 日本火災学会編：火災便覧 第3版, 1997
- 4) 田中哮義：改訂版 建築火災安全工学入門, 日本建築センター, 2002
- 5) J.G.Quintiere & B.S.Grove: A unified analysis for fire plumes, 27th Symp., (Int.) Comb., pp.2757-2766, 1998
- 6) A.O.Rankine: Experimental study in thermal convection, Proc. Phys. Soc., Vol.63-5, 1950
- 7) 横井鎮男：線熱源の風下における温度分布（熱源の高さが床上 3.0cm の場合），災害の研究 VII, pp.151-159
- 8) 佐賀武司：強風下における帯状熱源からの熱気流の風下温度分布，日本建築学会構造系論文集, Vol.408, pp.99-110, 1990
- 9) 林吉彦・佐賀武司：有風下の火災気流の温度分布に関する実験的検討，日本建築学会環境系論文集, Vol.566, pp.25-32, 2003
- 10) 吉岡英樹・林吉彦・大宮喜文・菅原進一・野口貴文・加藤信介・大岡龍三：有風下における火災家屋からの火の粉の発生性状に関する実スケール火災風洞実験，平成 15 年度 日本火災学会研究発表会概要集, pp.376-379, 2003

第 4 章

可燃物の燃焼モデルと その区画火災への適用

4.1 はじめに

区画火災性状の予測には、火災発熱の燃料となる可燃性ガスの供給速度 $\dot{m}_F$ を把握することが重要となる。 $\dot{m}_F$ の大きさは可燃物への正味の入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ に比例することが知られており、既往の区画火災性状予測手法でも、可燃物のこうした特徴に着目して $\dot{m}_F$ のモデル化が行われている[例えば 1,2]。このとき、区画へ単位時間あたりに供給される可燃性ガス量である質量減少速度 $\dot{m}_F$ [注]は次のように表される。

$$\frac{\dot{m}_F}{A_F} = \frac{\dot{q}_{net}''}{L_p} \quad (4-1)$$

ここで、 A_F は可燃物表面積、 L_p は熱分解潜熱である。ただし、建物火災時に主な燃え草となる木材が燃焼を始めると部材表面に炭化層を形成するため、可燃物である木材は未燃部分と炭化部分の性質の異なる二層に分離される。この場合の炭化層は、木材の可燃成分に対して伝達される熱を低減させる断熱材的な働きを持つ一方で、その表面で燃焼して発熱する。このため、式(4-1)に示した $\dot{m}_F$ の計算に必要な入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ を見積もることが容易でなくなる。入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ を求める最も直截的な方法は、部材内の熱伝導方程式を有限差分法などの数値的な手法によって解くことである。しかし、熱伝導方程式は一般に偏微分方程式であり、これを数値的に解くための負荷は必ずしも小さくない。特に、都市火災のように多くの建物が同時並行して燃焼する場合の計算を行うには、こうした問題の解決は避けて通れない。

そこで本章では、2 つの異なるアプローチにより、区画火災における可燃性ガスの供給速度 $\dot{m}_F$ を求める方法を導くこととする。まず 1 つ目の方法では、熱分解現象の詳細は無視し、既往

の区画火災実験から得られる結果を用いて、区画の巨視的な火災性状に基づいて $\dot{m}_F$ をモデル化する (4.2 節). 2 つ目の方法では、式(4-1)に示した熱分解現象の基本的な関係には則るものの、部材内の熱伝導方程式をそのまま解くのではなく、この近似解法をプロファイル法により導く (4.3 節). そして最後に、両モデルを区画火災モデルへと適用した上で、その予測精度の検証を行う (4.4 節).

4.2 酸素流入速度に基づく定常的燃焼モデル

可燃物の質量減少速度 $\dot{m}_F$ を計算するには、式(4-1)を直接解く方法が最も一般的なアプローチとなる. しかし、こうした可燃物の燃焼性状の詳細にまで立ち入るのではなく、区画火災の巨視的な性質に基づいたモデル化が有効性であることが、既往の研究[3~5]により確かめられている. ただし、これらの既往の知見では、想定している火災条件が限られているために、そのままゾーンモデル等の計算モデルへ適用することは難しかった. そこで本節では、これを拡張することで、より幅広い条件での利用が可能な計算式を導く.

4.2.1 区画模型実験に基づく質量減少速度式

関根[3], Thomas et al. [4]は区画火災実験などの結果を踏まえ、盛期火災時における可燃物の質量減少速度 $\dot{m}_F$ と区画の換気因子 $A\sqrt{H}$ (A : 開口部面積, H : 開口高さ) の関係が次のように表せることを示した.

$$\dot{m}_F = 0.1A\sqrt{H} \quad (4-2)$$

この関係は、区画内へ供給される酸素量に対する可燃性ガス量が過大で、両者の反応が開口部から供給される酸素量に比例する、いわゆる換気支配型火災を対象としている. このため、逆に酸素量に対して可燃性ガス量が過少となる燃料支配型火災には式(4-2)は適用できない.

その後、大宮ら[5]は、盛期火災時における単位面積あたりの質量減少速度 $\dot{m}_F''$ ($=\dot{m}_F/A_F$) が換気因子 $A\sqrt{H}$ を可燃物表面積 A_F で除した変数 $\chi = A\sqrt{H}/A_F$ (燃焼因子) によって整理されることを区画模型実験により確かめ、従来の換気支配型火災に限定された関係式(4-2)を、燃料支配型火災にまで対応させた実験式として次のように導いている.

$$\dot{m}_F'' = \begin{cases} 0.1\chi & (\chi \leq 0.07) \\ 0.007 & (0.07 < \chi \leq 0.1) \\ 0.003 + 0.12\chi \cdot \exp(-11\chi) & (0.1 < \chi) \end{cases} \quad (4-3)$$

ここで、 $\chi \leq 0.07$ が換気支配型火災に該当し、 $A\sqrt{H}$ に比例して質量減少速度 $\dot{m}_F''$ が大きくなる. 一方の $\chi \geq 0.07$ は燃料支配型火災に対応し、 $A\sqrt{H}$ の増大とともに次第に $\dot{m}_F''$ は減衰し、最終的

に壁等で覆われない自由空間における質量減少速度 $0.003\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ に収束する。

上式(4-2), (4-3)は, いずれも比較的簡便なパラメータから構成される関係式となっており, 区画の巨視的な火災性状に関する有用な知見を与えてくれる。しかし, 両モデルの適用は, モデルの定式上, 単一の開口を有する区画が, 単独で燃焼した状況に限定されており, 例えば, 区画に複数の開口がある場合の換気因子 $A\sqrt{H}$ の算出方法がないなどの問題があった。

4.2.2 質量減少速度式の拡張

ここでは, 既往の質量減少速度式(4-2)を拡張することで, より幅広い条件での利用が可能な計算式を導く。そこで, まず区画火災において区画内へ流入する空気量 $\dot{m}_A$ が,

$$\dot{m}_A \cong 0.5A\sqrt{H} \quad (4-4)$$

と近似される点に着目する[6]。これは, 質量減少速度式(4-3)と同じく盛期火災に成立する関係式であり, やはり換気因子 $A\sqrt{H}$ を変数として含んでいる。この関係を式(4-3)に代入し, 使用される変数を $\chi = A\sqrt{H}/A_F$ から $\dot{m}_A'' = \dot{m}_A/A_F$ へと変更すると,

$$\dot{m}_F'' = \begin{cases} 0.2\dot{m}_A'' & (\dot{m}_A'' \leq 0.14) \\ 0.007 & (0.14 < \dot{m}_A'' \leq 0.2) \\ 0.003 + 0.24\dot{m}_A'' \cdot \exp(-22\dot{m}_A'') & (0.2 < \dot{m}_A'') \end{cases} \quad (4-5)$$

となり, 形式上は換気因子 $A\sqrt{H}$ を含まない関係を得る。なお, 新たに計算式に現れた $\dot{m}_A''$ については, ゾーンモデルに基づく区画火災性状計算を行う際に比較的容易に求めることができる。

ここで, 式(4-5)と, 式(4-1)に表されるような可燃物の熱分解に関する特徴 ($\dot{m}_F \propto \dot{q}_{net}''$) の関係について考察する。まず, 可燃物への入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ は輻射により伝達される成分が支配的であり, 火炎の発熱速度 $\dot{Q}_B$ のうち火炎から輻射によって伝達される成分の比率は概ね一定[7]であることを考慮すると,

$$\dot{m}_F \propto \dot{q}_{net}'' \propto \dot{Q}_B \quad (4-6)$$

このとき, 換気支配型の火災であれば, $\dot{Q}_B$ は空気の流入速度 $\dot{m}_A$ に比例するので,

$$\dot{m}_F \propto \dot{Q}_B \propto \dot{m}_A \quad (4-7)$$

これは, 式(4-5)の関係に一致しており, 式(4-5)が式(4-1)の関係を満足することを裏付ける。一方, 燃料支配型の火災については, 換気支配型の火災に比べて換気や開口を経由した輻射失熱の影響が大きく関係してくるものと予想され, 現段階で十分な考察を加えることが難しい。

さて, 以上の議論では $\dot{Q}_B \propto \dot{m}_A$ としたが, これは単室の区画が単独で燃焼する場合にのみ正しい。つまり, 式(4-7)では, 区画内へ流入する空気 $\dot{m}_A$ の酸素質量分率 Y_O が一定であると暗に仮定していたが, 実際の火災のように開口でつながれた複数の区画が同時に燃焼するような場合には, 隣接する区画の燃焼状況により Y_O が一定となる保証はなくなる。火災時の発熱は可燃

性ガスと酸素の反応によりもたらされることを考えると、より正しくは、 $\dot{m}_F$ は区画内への酸素の流入速度 $\dot{m}_O$ に関係するものと考えられる。そこで、質量減少速度式(4-3)の基礎データを提供した模型実験の実施環境では、流入空気量中の酸素質量分率 Y_O が外気の標準的な値 0.233(-)であったものとみなし、

$$\dot{m}_O = 0.233\dot{m}_A \quad (4-8)$$

を仮定して式(4-5)へ代入する。ここで、 $\dot{m}_O$ は単位時間あたりに区画内へ流入する酸素量であり、 $\dot{m}_A = \dot{m}_A / A_F$ を新たな変数 $\dot{m}_O'' = \dot{m}_O / A_F$ に置き換えると、

$$\dot{m}_F'' = \begin{cases} 0.86\dot{m}_O'' & (\dot{m}_O'' \leq 0.0082) \\ 0.007 & (0.0082 < \dot{m}_O'' \leq 0.0117) \\ 0.003 + 1.03\dot{m}_O'' \cdot \exp(-94.4\dot{m}_O'') & (0.0117 < \dot{m}_O'') \end{cases} \quad (4-9)$$

を得る。図 4-1 はこの関係を表したものである。式(4-9)の変数となる酸素流入速度 $\dot{m}_O''$ も、式(4-5)の場合と同様に、ゾーンモデルに基づく計算の枠組み内で容易に見積もることができる。

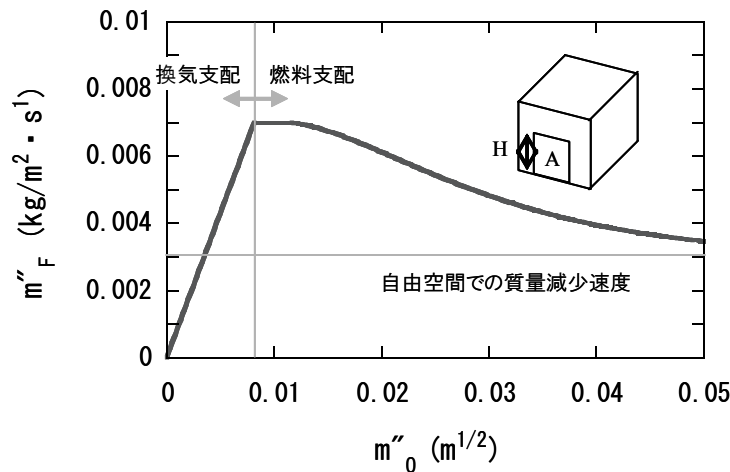


図 4-1 可燃物の質量減少速度式

4.3 炭化層の形成を考慮した非定常的燃焼モデル

前 4.2 節で示した手法は、簡単な手続きにより可燃物の質量減少速度 $\dot{m}_F$ を見積もることができる利点があるものの、火災発熱が最も激しくなる盛期火災の解析を対象としていた。しかし、本研究で扱う都市火災では雑多な燃焼状態の建物が混在しており、これらが相互に及ぼしあう熱的な影響を考慮するには、火災の発生から終息に至るまでの経時的な予測を行う必要がある。

ここでは、可燃物を厚さ一定の板状の部材であるとみなし、これが片側から熱を受けた場合の燃焼性状を、部材内の 1 次元的な熱伝達性状をもとに計算する。こうした板状部材の燃焼性

状解析を目的とした数値解析手法はこれまでもいくつか提案されている[8~14]。これらのうち最も常套的な解析のアプローチは、現象を記述する偏微分方程式（群）をそのまま数値的に解くものである[8,9]。こうした手法を用いた場合、一般に燃焼現象の総合的かつ高精度な解析が可能となり、燃焼性状について詳細な検討を加えることができるが、偏微分方程式の解を数値的に求めるための計算負荷は必ずしも小さくない。こうした偏微分方程式の解法問題を、数値的な扱いが容易な常微分方程式の解法問題へと変換する手法の一つにプロファイル法が挙げられる[10~14]。プロファイル法は、まず境界条件を満足するように部材内部の温度分布（プロファイル）を適当な関数で近似し、これを熱エネルギーの支配法方程式に代入・整理することで、温度分布の変化を表す常微分方程式を導く手法である。これは近似的な手法であり、その元となる基礎方程式以上に計算精度は良くならないが、工学的応用の観点からは十分な精度で計算が行えることが確認されている[10~14]。そこで本節では、まず可燃物の燃焼性状のモデル化を行った上で、この近似解法をプロファイル法により導くこととする。

4.3.1 非定常的燃焼モデルの概要

ここでは、可燃物の燃焼性状を次の時系列過程に分けて定式化する：

- (I) 着火に至るまでの温度上昇期（図 4-2）
- (II) 熱分解期（図 4-3）
- (III) 表面燃焼期（図 4-4）

まず、過程(I)では、火炎や区画内ガスといった外部熱源からの加熱により、可燃物の温度上昇がもたらされる。このとき部材内部に形成される温度分布は、加熱側表面で最も高く、深さ方向に徐々に低下するが、この結果、表面温度 T_s が可燃物の熱分解温度 T_p を上回った段階で着火が起こるものとする。

続く過程(II)では、着火した可燃物が熱分解を起こし、可燃性ガスと炭素残渣を生成する。このうち、生成された可燃性ガスは気相へと放出され、酸素との反応により有炎燃焼を起こす。一方の炭素残渣は、未燃層の加熱側表面に炭化層を形成して未燃層への入射熱を緩和する一方で、気相との境界で表面燃焼を起こす。ただし、未燃層と炭化層は熱分解温度 T_p で一定に保たれた薄い境界面で隔てられており、未反応可燃物の熱分解は、この境界面への正味の入射熱流束に比例して起こるものとする。

過程(III)は、全ての未反応成分が熱分解により消費された後の過程である。この間、可燃物上方に火炎は形成されないが、表面燃焼が継続して炭化層を高温に保つ。これは、すべての炭素残渣が消費されるまで継続するものとする。

4.3.2 基礎方程式

ここでは、未燃層と炭化層について個別に基礎方程式をたてる。両者の物性はそれぞれ一定であり、含水の影響は無視できるものとする。また、炭化層については、一連の加熱過程で収

縮，膨張，亀裂といった状態の変化が顕著となって，熱伝達性状に影響を及ぼすことも考えられるが，ここでは簡単のためこの影響を考慮しないものとする．このとき，部材内の熱の伝わりを表す基礎方程式は，それぞれ次のように表される．

$$\frac{\partial T_F}{\partial t} = \alpha_F \frac{\partial^2 T_F}{\partial x^2} \quad (4-10)$$

$$\frac{\partial T_C}{\partial t} = \alpha_C \frac{\partial^2 T_C}{\partial x^2} \quad (4-11)$$

ここで， T ， α ($=k/\rho c$)， k ， ρ ， c はそれぞれ部材の温度，熱拡散率，熱伝導率，密度，比熱， t は時間であり，下付き文字の F ， C はそれぞれ未燃層と炭化層であることを表している．また，加熱開始時における部材の加熱側表面位置を座標原点とし，そこから厚み方向に向かって x 軸

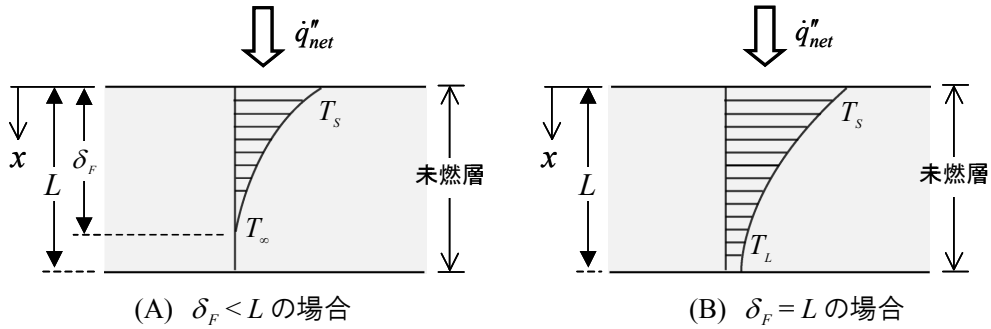


図 4-2 着火に至るまでの温度上昇期

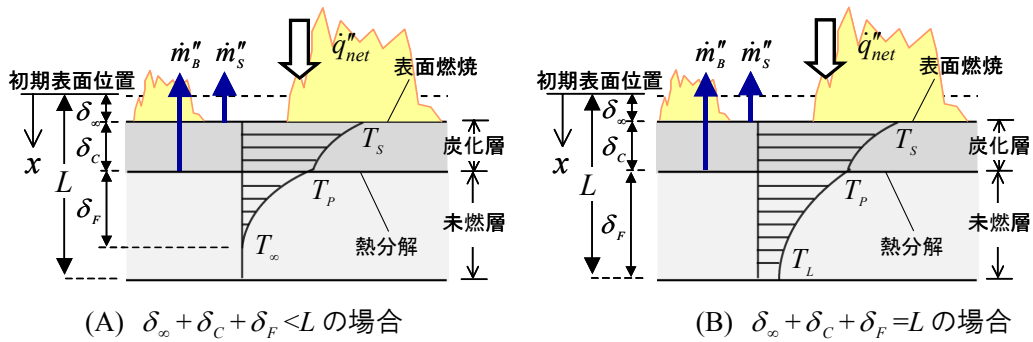


図 4-3 熱分解期

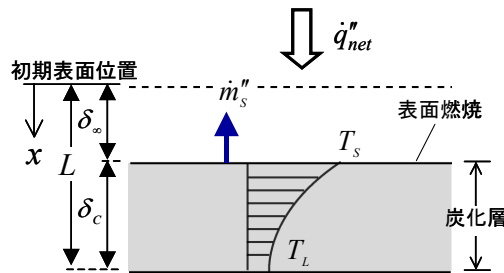


図 4-4 表面燃焼期

をとってある．

未燃層の熱分解には，炭化層から熱分解面へ伝達される熱流束と，熱分解面から未燃層へ伝達される熱流束の差が利用されるものとする．このとき，未燃層の単位面積あたりの熱分解速度（質量減少速度） $\dot{m}_F''$ は， L_p を可燃物の熱分解潜熱として次のように表される．

$$\dot{m}_F'' = \frac{-k_C(\partial T_C/\partial x)_{x=\delta_\infty+\delta_C} - \{-k_F(\partial T_F/\partial x)_{x=\delta_\infty+\delta_C}\}}{L_p} \quad (4-12)$$

火災時に可燃物となる木材表面に形成される炭化層は，ほとんど炭素だけからできている固体燃料であるが，これが外部からの加熱を受けると，主に表面燃焼によって反応を継続する．一般に表面燃焼に伴う単位面積あたりの質量減少速度 $\dot{m}_s''$ は，部材表面付近の酸素分圧 p_o に比例することが知られている[例えば 15,16]．すなわち，

$$\dot{m}_s'' \propto p_o \quad (4-13)$$

であるが，ここで p_o が，酸素の質量分率 Y_o ，気体密度 ρ ，気体定数 R ，温度 T を用いて，

$$p_o = (Y_o \rho) RT \propto Y_o \quad (\because \rho RT \cong \text{const.}) \quad (4-14)$$

と表されることに着目すると，式(4-13)を次のように変形することができる．

$$\dot{m}_s'' = \frac{Y_o}{Y_{o,\infty}} \dot{m}_{s,\infty}'' \quad (4-15)$$

ここで， $Y_{o,\infty}$ は基準酸素質量分率， $\dot{m}_{s,\infty}''$ は基準表面燃焼速度である．なお， $\dot{m}_s''$ の値は，部材表面温度 T_s によっても変化することが考えられるが，一般的な区画火災においては区画内ガス等からの加熱を受けて T_s は十分高くなっており，この影響は小さいものとみなす．また，表面燃焼は，一般に部材へ酸素が供給されやすい火災終息期に入ってから活発になると考えられるが，本モデルでは，火災盛期の段階であっても燃料支配型火災のように区画内に酸素が比較的豊富に供給される場合には可燃物の燃焼を促進しうるものとみなす．

4.3.3 境界条件

部材内部の温度変化は，主として部材の加熱側表面（以降は単に部材表面とする）からある深さまでの限られた範囲で生じている．この境界を温度浸透厚さと定義すると，基礎方程式を解くための境界条件は，温度浸透厚さが部材厚さ L より大きいかな否かにより変わってくる．

(I) 着火に至るまでの温度上昇期

着火に至るまでの温度上昇期のうち，まず図 4-2(A)に示すように温度浸透厚さ δ_F が部材厚さ L に達していない段階では，非加熱側表面（以降は部材裏面とする）の温度の上昇はないので，熱伝導方程式(4-10)を解くための境界条件は次のようになる．

$$\left. \begin{aligned} x=0: & -k_F \frac{\partial T_F}{\partial x} = \dot{q}_{net}'' , T_F = T_S \\ x=\delta_F: & T_F = T_\infty , \frac{\partial T_F}{\partial x} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4-16)$$

ここで、 $\dot{q}_{net}''$ は可燃物への正味の入射熱流束、 T_∞ は基準温度である。なお $\dot{q}_{net}''$ は、 $\dot{q}_F''$ を火炎および区画内ガスからの熱流束、 σ をステファン・ボルツマン定数、 ε_s 、 h_s をそれぞれ可燃物表面の輻射率、対流熱伝達率として次式より計算する。

$$\dot{q}_{net}'' \equiv \dot{q}_F'' - [\varepsilon_s \sigma (T_s^4 - T_\infty^4) + h_s (T_s - T_\infty)] \quad (4-17)$$

その後も加熱が継続すると、部材内部の温度浸透厚さ δ_F が徐々に大きくなり、図 4-2(B) に示すように着火前の段階で $\delta_F = L$ となる場合がある。当然、この場合の部材裏面の境界条件は上式(4-16)とは異なる。一般には、裏面からの失熱がない断熱条件と、裏面温度が一定に保たれる等温条件とが仮定されることが多い。区画の火災性状を予測するにあたって、いずれの条件が適切かは可燃物の設置状況により様々なので明らかでないが、ここでは、可燃物への正味の入射熱量が保存される断熱条件を採用することとし、

$$\left. \begin{aligned} x=0: & -k_F \frac{\partial T_F}{\partial x} = \dot{q}_{net}'' , T_F = T_S \\ x=\delta_F: & T_F = T_L , \frac{\partial T_F}{\partial x} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4-18)$$

ここで、 T_L は部材の裏面温度である。加熱 $\dot{q}_{net}''$ を受けて温度上昇した可燃物は、表面温度 T_s が熱分解温度 T_p を上回った時点で着火を起こし、過程(II)の熱分解期へと移行する。

(II) 熱分解期

温度上昇期と同様にして、熱分解期の境界条件も部材内部の温度浸透厚さによって変化する。ただし、表面燃焼に伴う炭化層表面位置の降下幅 δ_∞ 、ならびに炭化層厚さ δ_c を考慮すると、この過程における部材全体の温度浸透厚さは $\delta_\infty + \delta_c + \delta_F$ で与えられることが分かる（図 4-3 参照）。熱分解期では、部材が炭化層と未燃層の二層に分離され、両層の境界は熱分解温度 T_p で一定となっていることに着目すると、まず温度浸透厚さが部材厚さ L より小さい場合（図 4-3(A)）の未燃層の境界条件は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} x=\delta_\infty + \delta_c: & T_F = T_p \\ x=\delta_\infty + \delta_c + \delta_F: & T_F = T_\infty , \frac{\partial T_F}{\partial x} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4-19)$$

さらに加熱が進み、図 4-3(B) に示すように温度浸透厚さ $\delta_\infty + \delta_c + \delta_F$ が部材厚さ L を上回るようになると境界条件は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} x = \delta_\infty + \delta_C : T_F &= T_P \\ x = \delta_\infty + \delta_C + \delta_F : T_F &= T_L, \frac{\partial T_F}{\partial x} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4-20)$$

一方，炭化層については，温度浸透厚さ $\delta_\infty + \delta_C + \delta_F$ の大きさによって境界条件が変化することはないから，一貫して次の条件を使うことができる（図 4-3）．

$$\left. \begin{aligned} x = \delta_\infty : -k_C \frac{\partial T_C}{\partial x} &= \dot{q}_{net}'' , T_C = T_S \\ x = \delta_\infty + \delta_C : T_C &= T_P \end{aligned} \right\} \quad (4-21)$$

ただし，式(4-21)の $\dot{q}_{net}''$ には炭化層の表面燃焼に伴う発熱を考慮する必要があることから，温度上昇期における式(4-17)に代えて次のように表す．

$$\dot{q}_{net}'' \equiv \dot{q}_F'' - [\varepsilon_s \sigma (T_s^4 - T_\infty^4) + h_s (T_s - T_\infty)] + \dot{m}_s'' \Delta H_s \quad (4-22)$$

ここで， ΔH_s は単位質量の炭素残渣が反応した際の単位時間当たりの発熱量である．

(III) 表面燃焼期

表面燃焼期は，部材内の未燃成分が全て熱分解を起こした後の過程なので，熱分解期における熱分解面の移動とともに部材の全領域に渡って温度上昇が起こっている．このときの部材内の温度分布は図 4-4 に示すようになり，温度上昇期や熱分解期のように温度浸透厚さの大小による境界条件の場合分けは必要なくなる．すなわち，境界条件は次のように表される．

$$\left. \begin{aligned} x = \delta_\infty : -k_C \frac{\partial T_C}{\partial x} &= \dot{q}_{net}'' , T_C = T_S \\ x = L : T_C &= T_L, \frac{\partial T_C}{\partial x} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4-23)$$

なお，正味の入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ については，炭化層表面における発熱を考慮した熱分解期における式(4-22)がそのまま使われることになる．

4.3.4 プロファイル法による近似解法

ここでは，部材内部の熱伝達性状を表す基礎方程式(4-10)，(4-11)の近似解法を，温度浸透厚さにより変化する境界条件に応じて求めることとする．図 4-2～図 4-4 から分かるように，場合分けの数は，(I)温度上昇期で 2 通り，(II)熱分解期で 2 通り，(III)表面燃焼期で 1 通りの計 5 通りある．ただし，支配方程式である熱伝導方程式から解くべき常微分方程式を導出する手順は図 4-5 に示すようになっており，いずれの場合でも同じである．このとき，まず境界条件に応じて，部材の温度浸透厚さ内部の温度分布を初等関数（ここでは 2 次関数）により近似する．ただし，仮定された温度分布は，普通，熱伝導方程式を満たさず，物理的に正しい解を与える保証はない．そこで，支配方程式である熱伝導方程式を積分形式に変換し，仮定した温度分布

を代入して解くことで、保有熱量が不変であることを満足させる．こうすることで、温度分布の時間変化を求めるための常微分方程式が得られる．

(I-A) 着火に至るまでの温度上昇期 ($\delta_F < L$ の場合)

まず、温度浸透厚さ δ_F が部材厚さ L より小さい場合について考える． A , B , C を係数とし、未燃層内の温度分布 T_F を次の 2 次関数で近似すると次のようになる．

$$T_F = A \left(\frac{x - \delta_F}{\delta_F} \right)^2 + B \left(\frac{x - \delta_F}{\delta_F} \right) + C \quad (4-24)$$

ここで、境界条件(4-16)に仮定したプロファイル(4-24)を代入して、係数が境界条件を満たすように書き直せば次式を得る．

$$T_F = T_\infty + (T_s - T_\infty) \left(\frac{x - \delta_F}{\delta_F} \right)^2 \quad (4-25)$$

ただし、部材表面温度 T_s と温度浸透厚さ δ_F は既知ではない．また、式(4-25)は境界条件を満たすように適当な仮定を置いただけであり、一般に熱伝導方程式は満たさない．そこで、部材が保有する熱量の収支を満たすように温度浸透厚さ δ_F を決定する．温度上昇期における未燃層内の熱収支式は、境界条件(4-16)を考慮して、

$$\rho_F c_F \frac{d}{dt} \int_0^{\delta_F} (T_F - T_\infty) dx = -k_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=0} \quad (4-26)$$

ここで、左辺は可燃物内の熱量変化、右辺は可燃物表面での通過熱流束である（図 4-6(A)）．ただし、基準温度を T_∞ とした．これは、熱伝導方程式(4-10)を $x=0 \sim \delta_F$ の区間で積分したものと同義である．ここに、式(4-25)を代入して整理すると、温度浸透厚さ δ_F の時間変化を表す式が、

$$\frac{d\delta_F}{dt} = \frac{6\alpha_F}{\delta_F} - \frac{\delta_F}{T_s - T_\infty} \frac{dT_s}{dt} \quad (4-27)$$

これを時間積分することにより、 δ_F が決定される．

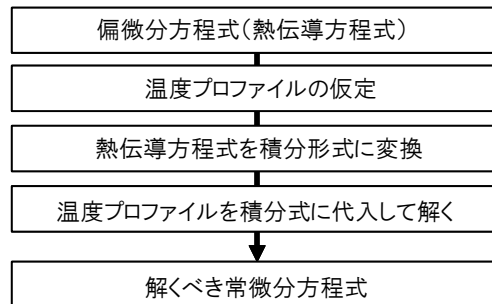


図 4-5 プロファイル法による近似解の導出手順

一方の部材表面温度 T_s は、部材表面における境界条件(4-16)より求めることができる。正味の入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ の式(4-17)を考慮すると、境界面での通過熱流束の式は、

$$\dot{q}_F'' - [\varepsilon_s \sigma (T_s^4 - T_\infty^4) + h_s (T_s - T_\infty)] = \frac{2k_F}{\delta_F} (T_s - T_\infty) \quad (4-28)$$

となる。上式(4-28)に含まれる変数のうち未定なのは T_s だけなので、これを解くことで T_s は求まるが、これには輻射による熱伝達の項が含まれており、 T_s に関する4次方程式となっている。

4次方程式を解くには一般に数値的な手法によらざるを得ないが、ここでは部材表面における総合熱伝達率 h_{eff} を、

$$h_{eff} = \varepsilon_s \sigma (T_s^2 + T_\infty^2) (T_s + T_\infty) + h_s \quad (4-29)$$

と定義し、式(4-28)の右辺を次のように表す。

$$\dot{q}_F'' - [\varepsilon_s \sigma (T_s^4 - T_\infty^4) + h_s (T_s - T_\infty)] = \dot{q}_F'' - h_{eff} (T_s - T_\infty) \quad (4-30)$$

これを解くことで、部材表面温度 T_s が次のように計算できる。

$$T_s = T_\infty + \frac{\dot{q}_F''}{h_{eff} + 2k_F/\delta_F} \quad (4-31)$$

なお、総合熱伝達率 h_{eff} には T_s 自身が含まれるが、実際の計算を行う際には、近似的に直前の計算ステップで算出した値を代用する。

(I-B) 着火に至るまでの温度上昇期 ($\delta_F = L$ の場合)

次に、温度浸透厚さ δ_F が部材厚さ L に等しくなった場合について考える。ここでも $\delta_F < L$ の場合と同様に、 A 、 B 、 C を係数とし、未燃層内の温度分布 T_F を2次関数で近似すると、

$$T_F = A \left(\frac{x-L}{L} \right)^2 + B \left(\frac{x-L}{L} \right) + C \quad (4-32)$$

ここで、境界条件式(4-18)を満たすように係数を調整してやれば、部材内の温度プロファイルが

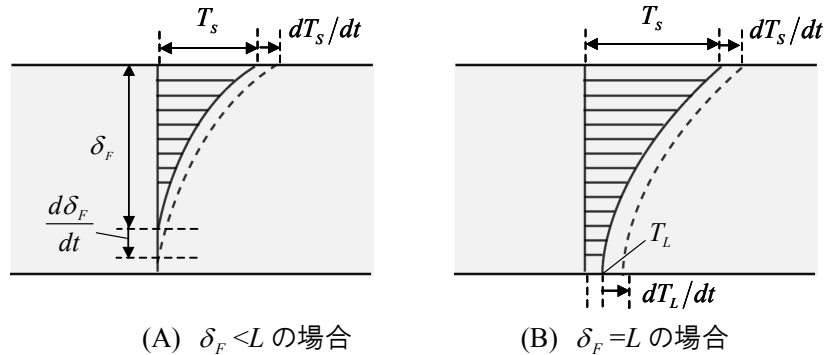


図 4-6 温度上昇期における単位時間当たりの温度分布の変化

次のように書き直される．

$$T_F = T_L + (T_S - T_L) \left(\frac{x-L}{L} \right)^2 \quad (4-33)$$

ただし，部材表面温度 T_S と部材裏面温度 T_L は既知ではないので別途求める必要がある．まず，熱量の保存式より裏面温度 T_L を決定する． $\delta_F = L$ の場合には， $\delta_F < L$ の時のように温度浸透厚さ δ_F の変化もなく，また断熱条件を仮定すると裏面からの失熱も考えなくてよいから，部材内の熱量の変化は部材表面から入射する熱量にのみ依存する．すなわち図 4-6(B)に示すように，

$$\rho_F c_F \frac{d}{dt} \int_0^L (T_F - T_\infty) dx = -k_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=0} \quad (4-34)$$

ここに，温度プロファイル(4-33)を代入して整理すると，裏面温度 T_L の時間変化を表す式が次のように得られる．

$$\frac{dT_L}{dt} = \frac{3\alpha_F}{L^2} (T_S - T_L) - \frac{1}{2} \frac{dT_S}{dt} \quad (4-35)$$

また， $\delta_F < L$ の場合と同様の手順に従って総合熱伝達率 h_{eff} を求めれば，部材への正味の入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ の計算式を線形化させることで，次のように部材表面温度 T_S を求めることができる．

$$T_S = \frac{h_{eff} \cdot T_\infty + 2k_F/L \cdot T_L + \dot{q}_F''}{h_{eff} + 2k_F/L} \quad (4-36)$$

(II-A) 熱分解期 ($\delta_\infty + \delta_C + \delta_F < L$ の場合)

まず，温度浸透厚さ $\delta_\infty + \delta_C + \delta_F$ が部材厚さ L より小さい場合について考える． A' ， B' ， C' を係数とし，炭化層内の温度分布 T_C を次の 2 次関数で近似する．

$$T_C = A' \left\{ \frac{x - (\delta_\infty + \delta_C)}{\delta_C} \right\}^2 + B' \left\{ \frac{x - (\delta_\infty + \delta_C)}{\delta_C} \right\} + C' \quad (4-37)$$

境界条件式(4-21)に上式(4-37)を代入して，係数が境界条件を満たすように書き直せば，炭化層内の温度分布は次のように表される．

$$T_C = \left\{ \frac{\dot{q}_{net}'' \delta_C}{k_C} - (T_S - T_P) \right\} \left\{ \frac{x - (\delta_\infty + \delta_C)}{\delta_C} \right\}^2 + \left\{ \frac{\dot{q}_{net}'' \delta_C}{k_C} - 2(T_S - T_P) \right\} \left\{ \frac{x - (\delta_\infty + \delta_C)}{\delta_C} \right\} + T_P \quad (4-38)$$

ここで，熱分解期における炭化層内の熱収支式は，

$$\begin{aligned} \rho_C c_C \frac{d}{dt} \int_{\delta_\infty}^{\delta_\infty + \delta_C} (T_C - T_\infty) dx = & -k_C \left(\frac{\partial T_C}{\partial x} \right)_{x=\delta_\infty} - \left[-k_C \left(\frac{\partial T_C}{\partial x} \right)_{x=\delta_\infty + \delta_C} \right] \\ & + \rho_C c_C (T_P - T_\infty) \frac{d(\delta_\infty + \delta_C)}{dt} - \rho_C c_C (T_S - T_\infty) \frac{d\delta_\infty}{dt} \end{aligned} \quad (4-39)$$

ただし、右辺第1項、第2項はそれぞれ炭化層表面ならびに裏面での熱流束である(図4-7(A))。また、右辺第3、4項はそれぞれ、熱分解面、炭化層表面の移動に伴う保有熱量の変化を表している。ここに、仮定した温度プロファイル(4-38)を代入して整理すれば、炭化層表面温度 T_S の時間変化式が次のように得られる。

$$\frac{dT_S}{dt} = \frac{\dot{q}_{net}''}{k_C} \left(\frac{3\alpha_C}{\delta_C} + \frac{1}{2} \frac{d\delta_C}{dt} \right) - \frac{T_S - T_P}{\delta_C} \left(\frac{3\alpha_C}{\delta_C} + \frac{d\delta_C}{dt} + \frac{3}{2} \frac{d\delta_\infty}{dt} \right) \quad (4-40)$$

ただし、簡単のため、 $d\dot{q}_{net}''/dt=0$ とみなした。

一方、未燃層内の温度分布 T_F については、 A 、 B 、 C を係数として、

$$T_F = A \left\{ \frac{x - (\delta_\infty + \delta_C + \delta_F)}{\delta_F} \right\}^2 + B \left\{ \frac{x - (\delta_\infty + \delta_C + \delta_F)}{\delta_F} \right\} + C \quad (4-41)$$

境界条件式(4-19)に上式(4-41)を代入して、係数が境界条件を満たすように書き直せば、

$$T_F = T_\infty + (T_P - T_\infty) \left\{ \frac{x - (\delta_\infty + \delta_C + \delta_F)}{\delta_F} \right\}^2 \quad (4-42)$$

ここで、熱分解期において温度浸透厚さ $\delta_\infty + \delta_C + \delta_F$ が部材厚さ L より小さい場合の未燃層内の熱収支は、境界条件(4-19)を考慮して、

$$\rho_F c_F \frac{d}{dt} \int_{\delta_\infty + \delta_C}^{\delta_\infty + \delta_C + \delta_F} (T_F - T_\infty) dx = -k_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=\delta_\infty + \delta_C} - \rho_F c_F (T_P - T_\infty) \frac{d(\delta_\infty + \delta_C)}{dt} \quad (4-43)$$

ただし、右辺第1項、第2項はそれぞれ未燃層の上面(熱分解面)での通過熱流束、ならびに

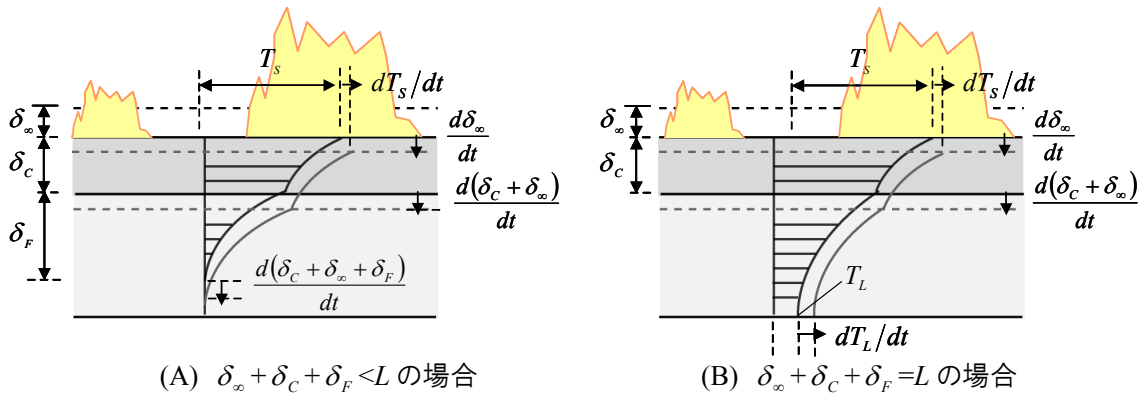


図4-7 熱分解期における単位時間当たりの温度分布の変化

熱分解面の移動に伴う保有熱量の変化を表している (図 4-7(A)). ここに, 仮定した温度プロファイル(4-42)を代入して整理することで, 未燃層内の温度浸透厚さ δ_F の時間変化を与える式が次のように得られる.

$$\frac{d\delta_F}{dt} = \frac{6\alpha_F}{\delta_F} - 3 \frac{d(\delta_\infty + \delta_C)}{dt} \quad (4-44)$$

ところで, 熱分解期における未燃層の質量減少速度は, 式(4-12)に示したように炭化層から未燃層への正味の入射熱流束に比例して起こる. そこで, 式(4-38)で与えられる炭化層内の温度分布, ならびに式(4-42)で与えられる未燃層内の温度分布を質量減少速度式(4-12)に代入すれば, 単位面積あたりの質量減少速度 $\dot{m}_F''$ が次のように計算できる.

$$\dot{m}_F'' = \frac{\left\{ \frac{2k_C}{\delta_C} (T_S - T_P) - \dot{q}_{net}'' \right\} - \frac{2k_F}{\delta_F} (T_P - T_\infty)}{L_P} \quad (4-45)$$

ここで, 熱分解に伴って可燃物の未燃成分は炭素残渣へと変換され, 比重が ρ_F から ρ_C へと減少することに着目すると, このときの熱分解面の降下速度は次のように表される.

$$\frac{d(\delta_\infty + \delta_C)}{dt} = \frac{\dot{m}_F''}{\rho_F - \rho_C} \quad (4-46)$$

同様にして, 炭化層表面の降下速度 $d\delta_\infty/dt$ は表面質量減少速度 $\dot{m}_S''$ を用いて,

$$\frac{d\delta_\infty}{dt} = \frac{\dot{m}_S''}{\rho_C} \quad (4-47)$$

(II-B) 熱分解期 ($\delta_\infty + \delta_C + \delta_F = L$ の場合)

次に, 温度浸透厚さ $\delta_\infty + \delta_C + \delta_F$ が部材厚さ L に一致した場合について考える. 炭化層内の温度分布については, 境界条件の設定の際 (4.3.3 項) に既に述べたように, 任意の温度浸透厚さ $\delta_\infty + \delta_C + \delta_F$ について同じ境界条件を使用できる. すなわち, 温度プロファイルには式(4-38), 炭化層表面温度の時間変化の計算には式(4-40)がそのまま使える.

未燃層内の温度分布 T_F については, A , B , C を係数として,

$$T_F = A \left(\frac{x-L}{\delta_F} \right)^2 + B \left(\frac{x-L}{\delta_F} \right) + C \quad (4-48)$$

ここに, 境界条件式(4-20)を代入して, 係数が境界条件を満たすように書き直せば,

$$T_F = T_L + (T_P - T_L) \left(\frac{x-L}{\delta_F} \right)^2 \quad (4-49)$$

熱分解期において温度浸透厚さ $\delta_\infty + \delta_C + \delta_F$ が部材厚さ L に一致する場合の未燃層内の熱収支は,

境界条件(4-20)を考慮すると次のように表すことができる。

$$\rho_F c_F \frac{d}{dt} \int_{\delta_\infty + \delta_C}^L (T_F - T_\infty) dx = -k_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=\delta_\infty + \delta_C} - \rho_F c_F (T_P - T_\infty) \frac{d(\delta_\infty + \delta_C)}{dt} \quad (4-50)$$

ただし、右辺第1項、第2項はそれぞれ未燃層の上面（熱分解面）での通過熱流束、ならびに熱分解面の移動に伴う保有熱量の変化を表している（図4-7(B)）。ここに、仮定した温度プロファイル(4-49)を代入して整理すれば、部材裏面温度 T_L の時間変化を与える式が、

$$\frac{dT_L}{dt} = \frac{T_P - T_L}{\delta_F} \left\{ \frac{3\alpha_F}{\delta_F} - \frac{d(\delta_\infty + \delta_C)}{dt} \right\} \quad (4-51)$$

ここで、式(4-38)で与えられる炭化層内の温度分布、ならびに式(4-49)で与えられる未燃層内の温度分布を質量減少速度式(4-12)に代入すれば、単位面積あたりの質量減少速度 $\dot{m}_F''$ が次のように計算できる。

$$\dot{m}_F'' = \frac{\left\{ \frac{2k_C}{\delta_C} (T_S - T_P) - \dot{q}_{net}'' \right\} - \frac{2k_F}{\delta_F} (T_P - T_L)}{L_p} \quad (4-52)$$

(III) 表面燃焼期

最後に炭化層のみが残存する表面燃焼期について考える。これまでと同様に、 A' 、 B' 、 C' を係数とし、炭化層内の温度分布 T_C を次の2次関数で近似する。

$$T_C = A' \left(\frac{x-L}{\delta_C} \right)^2 + B' \left(\frac{x-L}{\delta_C} \right) + C' \quad (4-53)$$

ここに、境界条件式(4-23)を代入して、係数が境界条件を満たすように書き直せば、

$$T_F = T_L + (T_S - T_L) \left(\frac{x-L}{\delta_C} \right)^2 \quad (4-54)$$

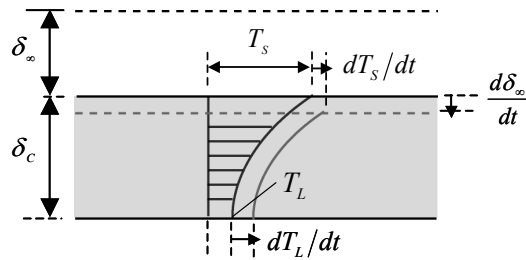


図 4-8 単位時間当たりの温度分布の変化(III)

ここで、境界条件式(4-23)を考慮すると、表面燃焼期における炭化層内の熱収支は、

$$\rho_c c_c \frac{d}{dt} \int_{\delta_\infty}^L (T_c - T_\infty) dx = -k_c \left(\frac{\partial T_c}{\partial x} \right)_{x=\delta_\infty} - \rho_c c_c (T_s - T_\infty) \frac{d\delta_\infty}{dt} \quad (4-55)$$

ただし、右辺第1項、第2項はそれぞれ炭化層表面での通過熱流束、ならびに表面燃焼により炭化層表面が移動することに伴う保有熱量の変化を表している（図4-8）。ここに、仮定した温度プロファイル(4-54)を代入して整理すれば、部材裏面温度 T_L の時間変化を与える式が次のように求まる。

$$\frac{dT_L}{dt} = \frac{3\alpha_c}{\delta_c^2} (T_s - T_L) - \frac{1}{2} \frac{dT_s}{dt} - \frac{T_s - T_L}{\delta_c} \frac{d\delta_\infty}{dt} \quad (4-56)$$

部材表面温度 T_s については、これまでと同様に部材表面における通過熱流束の連続性に関する条件式(4-23)から求めることとし、次式より計算する。

$$T_s = \frac{h_{eff} \cdot T_\infty + 2k_c / \delta_c \cdot T_L + \dot{q}_F''}{h_{eff} + 2k_c / \delta_c} \quad (4-57)$$

4.3.5 可燃物モデルの検証 ～その1～

ここまでに導いたプロファイル法による近似解法の検証を行うため、Ritchie らにより行われた部材加熱実験[9]の結果と計算結果を比較する。

(1) 実験の概要

実験には、直径 0.1m、厚さ 0.019mの円盤状のベイマツが用いられた。加熱実験に先立ち、試験片は最低7日間、50℃に保たれた真空乾燥器内に保管された。試験片は厚さ 0.051mの断熱材を挟んで加熱台に固定され、コーンカロリー計により 20, 40, 60 kW/m²の輻射熱が加えられた。コーンカロリー計は、直径 0.61m、高さ 1.70mの円筒状区画で囲われ、内部へは 25℃の窒素が 7.67 s⁻¹供給され続けた。

表 4-1 可燃物モデルの入力条件

k_F, k_C	未燃層, 炭化層の熱伝導率	$0.15 \times 10^{-3}, 0.4 \sim 1.2 \times 10^{-3}$ [kW/(m·K)]
ρ_F, ρ_C	未燃層, 炭化層の密度	500, 100 [kg/m ³]
c_F, c_C	未燃層, 炭化層の比熱	1.8, 1.3 [kJ/(kg·K)]
T_P	熱分解温度	573[K]
L_P	熱分解潜熱	1700[kJ/kg]
ΔH_O	酸素の反応熱	13000[kJ/kg]
ΔH_F	未燃ガスの反応熱	12600[kJ/kg]
ΔH_S	炭素残渣の反応熱	32000[kJ/kg]
$\dot{m}_{S_\infty}''$	基準表面質量減少速度	0.001[kg/(m ² ·s)]

(2) 計算条件

計算で使用する物性値を表 4-1 に示す．実験では円筒状区画に窒素が供給され続けていたことから，試験片周辺は酸素のほとんど無い状態であったとみなせる．そこで，熱分解により生成される可燃性ガスは火炎を形成せず，炭化層の表面燃焼も起こらないものとして計算した．なお，実験で使用されたベイマツのような木質系部材が強い加熱を長時間受け続ける場合，部材の加熱側表面に形成される炭化層には亀裂や収縮が生じ，ここから対流や輻射によって部材内の熱の伝わりが促進される．本モデルでは，こうした点が部材の燃焼性状に及ぼす影響を陽には取り扱っていないが，これらの影響は炭化層の熱伝導率 k_c に反映されるものと考え，定常燃焼状態における部材の熱分解速度が実験結果と一致するように k_c の値を $0.4\sim 1.2\text{kW}/(\text{m}\cdot\text{K})$ の間で調整した．

(3) 計算結果との比較

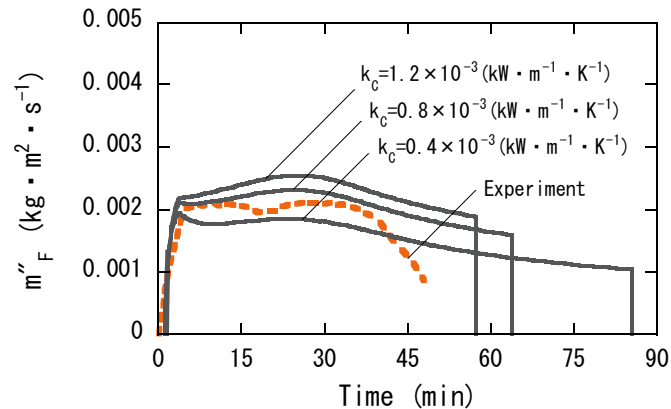
単位面積あたりの質量減少速度 $\dot{m}_f''$ の比較を行った結果を図 4-9 に示す．図 4-9 の(A)，(B)，(C)はそれぞれ 20 ， 40 ， $60\text{kW}/\text{m}^2$ の加熱を加えた場合の結果を示している．いずれの加熱条件でも，炭化層の熱伝導率 k_c を 0.40 ， 0.80 ， $1.20\text{kW}/(\text{m}\cdot\text{K})$ と3通りに変化させた．

まず，図 4-9(A)の $20\text{kW}/\text{m}^2$ の加熱を加えた結果について見てみる．実験では加熱時間が 40 分を過ぎたあたりで質量減少速度が徐々に小さくなっているが，計算ではいずれの条件でも実験結果を上回る燃焼継続時間となった．図では縦軸に単位面積あたりの熱分解速度 $\dot{m}_f''$ ，横軸に加熱時間 t をとっており，実験値および計算値をプロットした線で囲われた領域が総熱分解量とみなせる．これを見ると，実験時の総熱分解量が計算結果に比べ小さいことが分かる．本モデルでは，ベイマツの未燃成分の比重を $500\text{kg}/\text{m}^3$ ，炭化成分の比重を $100\text{kg}/\text{m}^3$ と一定とみなした．この場合，熱分解を起こす成分の比率は 80% となるが，加熱が小さいことでこれが仮定した条件より小さくなったことが原因と考えられる．加熱の大小と生成される炭化成分の比率の関係は秋田により調べられており，一般に加熱が小さいほど炭化成分の比率が大きくなることが報告されている[17]．

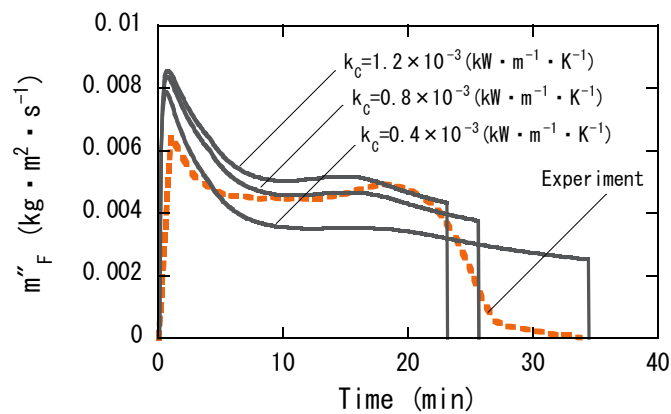
次に，図 4-9(B)の $40\text{kW}/\text{m}^2$ の加熱を加えた結果について見てみる． $20\text{kW}/\text{m}^2$ の加熱を加えた場合と異なり，加熱開始直後に質量減少のピークが現れており，これが計算でも捉えられた．これは，未燃層の加熱側表面に十分な厚さの炭化層が形成されておらず，外部加熱が緩和されることなく未燃層に入射したことが原因と考えられる．ただし，この間の質量減少速度は実験結果に比べ過大に算出されている．今回の計算では，部材が定常的に燃焼している状態を念頭に k_c の値を調整したため，熱分解を開始した直後 k_c を過大に見積もったものと考えられる．なお，こうした加熱開始直後の過大算出を除けば，炭化層の熱伝導率 k_c を $0.80\text{kW}/(\text{m}\cdot\text{K})$ とした場合に実験結果を最もよく再現できる結果が得られた．

最後に，図 4-9(C)の $60\text{kW}/\text{m}^2$ の加熱を加えた結果について見てみる．ここでも， $40\text{kW}/\text{m}^2$ の加熱を加えた場合と同様，加熱開始直後の $\dot{m}_f''$ のピークが捉えられた．ただし，加熱が強くなっ

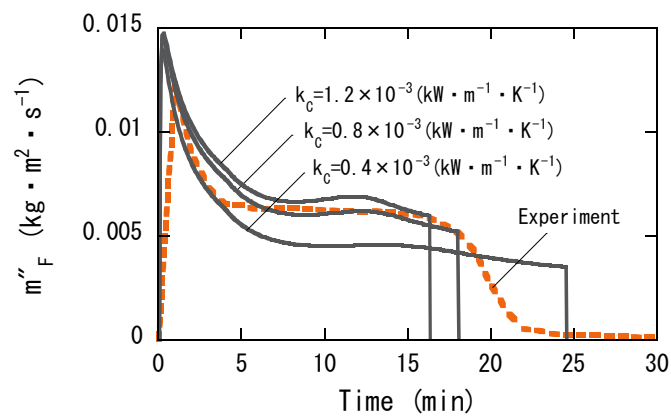
た分、 40kW/m^2 の場合と比べてピークはより急峻となった。その後、質量減少のピークを経て炭化層が形成されたと、ほぼ定常的な熱分解が続く様子が再現された。定常的な燃焼期には、 k_c を $0.80\text{kW}/(\text{m}\cdot\text{K})$ とした場合に実験結果を良好に再現できた。



(a) 20kW/m^2 の加熱を加えた場合



(B) 40kW/m^2 の加熱を加えた場合



(C) 60kW/m^2 の加熱を加えた場合

図 4-9 部材加熱時間と単位面積あたりの質量減少速度の比較(その 1)

4.3.6 可燃物モデルの検証 ～その2～

引き続き、プロファイル法による近似解法の検証を行う．ここでは、Spearpoint らによる部材加熱実験[14]の結果と計算結果を比較する．

(1) 実験の概要

試験片には、受熱面が $0.096 \times 0.096 \text{ m}^2$ の正方形、厚さが 0.05m のベイマツが使用された．加熱実験に先立ち、試験片は、相対湿度 50%、温度 20°C の乾燥器内に保管された．加熱前の試験片の含水率は、平均して 8~10%であった．試験片は非加熱面を一層のアルミ箔で覆われた上、断熱材を挟んで加熱台に固定され、コーンカロリー計により $\dot{q}_{\text{ext}}'' = 75 \text{ kW/m}^2$ の放射熱が加えられた．なお、この実験は、前項のRitchieらによる実験[9]と異なって大気下で行われており、酸素が潤沢に供給される状態であった．

(2) 計算条件

可燃物への入射熱流束 $\dot{q}_F''$ は、火炎からの熱流束を $\dot{q}_f'' = 35 \text{ kW/m}^2$ [14]とし、総入射熱流束を $\dot{q}_F'' = \dot{q}_f'' + \dot{q}_{\text{ext}}'' = 110 \text{ kW/m}^2$ とした．また、実験では試験片全面が火炎に覆われていたため[14]、熱分解期における炭化層の表面燃焼は起こらなかったものとみなした．炭化層の熱伝導率 k_c については、前項 4.3.5 での質量減少速度 $\dot{m}_F''$ の比較を行った際に最もよく実験結果に近い値を与えた $0.80 \text{ kW/(m} \cdot \text{K)}$ を採用した．その他の条件は表 4-1 に同じである．

ここでは実験結果だけでなく、基礎方程式(4-10)、(4-11)を有限差分法により解いた結果も比較に利用する．ただし、有限差分法により解を求める場合には、熱分解が熱分解温度 T_p を中心としてある幅 ($T_p \pm \Delta T_p$: ここでは $\Delta T_p = 50\text{K}$) をもって生じるものとし、部材が単位温度上昇することに伴う密度変化を次のようにモデル化する (図 4-10)．

$$\frac{d\rho}{dT} = \begin{cases} -\frac{\rho_F - \rho_C}{(\Delta T_p)^2} \{T - (T_p - \Delta T_p)\} & (T_p - \Delta T_p \leq T \leq T_p) \\ -\frac{\rho_F - \rho_C}{(\Delta T_p)^2} \{(T_p + \Delta T_p) - T\} & (T_p \leq T \leq T_p + \Delta T_p) \end{cases} \quad (4-58)$$

この関係を部材の熱伝導方程式に代入すると、単位時間当たりの部材温度変化が、

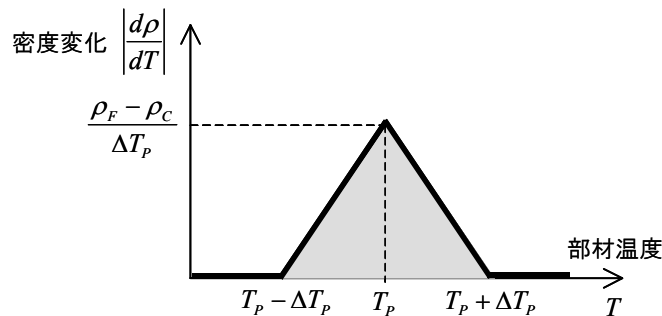


図 4-10 部材温度と熱分解に伴う密度変化の関係

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\dot{q}''}{\{\rho c + L_p(d\rho/dT)\}\Delta x} \quad (4-59)$$

より計算できる。ただし、 $\dot{q}''$ は分割した格子に入射する正味の熱流束、 Δx は格子間隔である。

(3) 計算結果との比較

単位加熱面積あたりの質量減少速度 $\dot{m}_F''$ の比較を行った結果を図 4-11 に示す。前項 4.3.5 で示した酸素の供給されない状況での部材加熱試験と同様、着火直後に質量減少が急激に増加し、1 回目のピークを迎えている。この点は計算でも捉えられているものの、既に述べたように、定常燃焼時を念頭において炭化層の熱伝導率 k_c を設定したことから質量減少速度 $\dot{m}_F''$ は過大に算出される結果となった。

その後しばらくの間、 $\dot{m}_F''$ はほぼ一定の値を示したが、実験値は加熱開始 20 分を経過したあたりから再び上昇を始め、40 分を経過したあたりで 2 回目の質量減少のピークを迎えた。一方の計算では質量減少が 1 回目のピークを迎えてからはほぼ一定の値をとる結果となった。同様の傾向が有限差分法によっても得られた。実験において 2 回目のピークが現れる原因は、部材の非加熱側表面が断熱されていたことで、温度浸透位置が部材裏面に到達してから後は部材

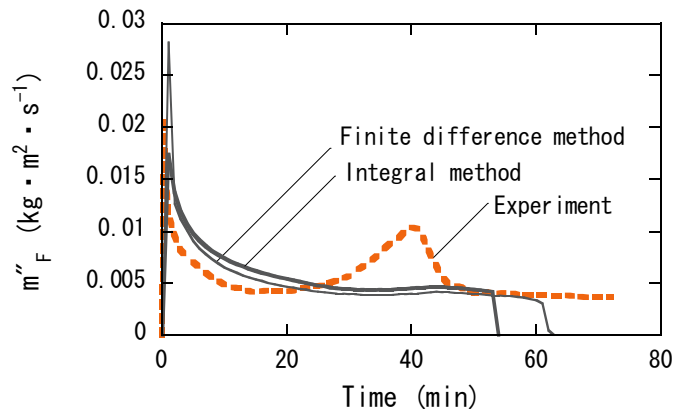


図 4-11 部材加熱時間と単位面積あたりの質量減少速度の比較(その 2)

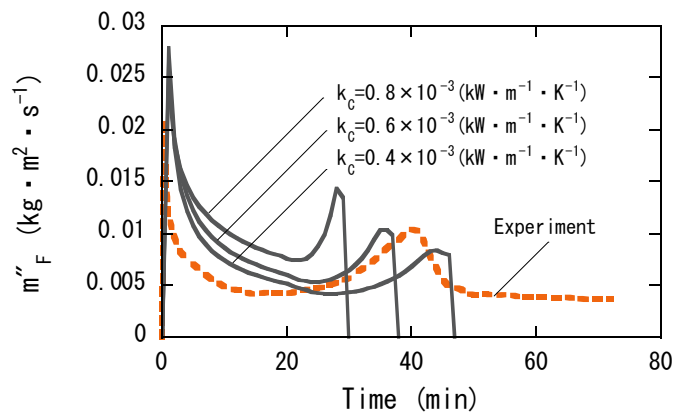


図 4-12 熱分解潜熱を $L_p=255\text{kJ/kg}$ とした場合の質量減少速度の比較

内の温度が上昇しやすかったことが原因と一般には考えられる。しかし、この点は本モデルでも考慮されているにもかかわらず、計算により捉えることはできなかった。

そこで、裏面断熱条件のほかに熱分解速度の大小を左右する要因として部材の熱分解潜熱 L_p について検討を加えた。潜熱を $L_p=255\text{kJ/kg}$ [18]とした場合のプロファイル法による解法の計算結果を図 4-12 に示す。これは、これまでの計算で使用していた値 $L_p=1700\text{kJ/kg}$ [19]の約 1/7 の値になる。計算値と実験値の一致は必ずしもよくないものの、実験値に現れた 2 回目のピークは再現することができた。図 4-12 でプロファイル法による近似解法が有限差分法による結果を比較的良好に再現できている点なども併せて鑑みると、モデルの不備によるものの他に、(熱伝導率や比熱の温度依存性も含めた) 物性値の与え方により計算値と実験値にも不一致が生じた原因があるものと思われる。

なお、2 回目のピークが過ぎてからは、有炎燃焼が終了し、炭化層の表面燃焼による表面燃焼期に移行した。実験で質量減少が生じているのは、表面燃焼に伴う炭素残渣の消費、残存する未燃成分の熱分解、含水の蒸発などによるものと考えられる。

4.4 可燃物モデルを適用した区画の火災性状

ここでは、4.2 節で示した可燃物の定常的燃焼モデル、4.3 節で示した非定常的燃焼モデルを、都市火災性状の計算を行う上での最小単位となる区画火災へとそれぞれ適用し、その予測精度について既往の実験結果[5]との比較を通して検討する。

4.4.1 区画模型実験の概要

実験では、一面に開口を有する直方体の区画模型(高さ 1.1m×幅 1.1m×奥行き 1.8m, 厚さ 0.05m パーライトボード)が使用された。模型の構成材料であるパーライトボードの物性値を表 4-2 に示す。可燃物には、105℃で 3 日間養生された平板木材(W1, W2)とクリブ木材(W3)が使用された。可燃物の詳細については表 4-3, ならびに図 4-13 に示す。平板木材はついたて状に、クリブ木材は格子状に積み上げられ、区画内部に配置された。また、模型の開口形状は表 4-4 に示すように設定された。

平板木材の着火源には区画内に設置されたガスバーナーが使用され、50 ℓ/min (発熱速度 78.2kW)のプロパンガスが供給された。プロパンガスの供給は木材の着火が確認された直後に停止された。一方、クリブ木材の着火源にはメタノールをしみこませたテックスが使用された。テックスはクリブの下に置かれ、点火された。

4.4.2 計算条件

区画火災性状の計算モデルは第 2 章に示したものをを用いる。ただし、火災を発生させるための初期着火源 $\dot{Q}_0$ には、次に示す t^2 -火源を用いた。

$$\dot{Q}_0 = \alpha t^2 \quad (4-60)$$

ただし、火災成長係数 α は計算結果が実験結果に最も一致するように調整し、 $\alpha=0.02[-]$ を採用した。なお、初期火源の発熱が盛期火災時における燃焼性状に影響が及ばないように、可燃物が着火した段階で $\dot{Q}_0=0$ とした。

なお、前4.3節での可燃物の非定常燃焼計算では、可燃物表面への酸素の供給が概ね無視できることから、炭化層の表面燃焼は起こらないものとして計算を行った。しかし、部材単体の加熱実験とは異なり、区画火災では火炎や煙といった高温の流体が浮力によって区画上方へと押し上げられ、一般的に区画下方に集中する可燃物は酸素の供給を受けやすくなるものと考えられる。このとき、先に示した式(4-15)を用いて単位面積あたりの表面燃焼速度 $\dot{m}_s''$ を計算するには基準値 $\dot{m}_{s,\infty}''$ が必要となるが、知見に乏しく、この値を合理的に設定することは難しい。ここでは、盛期火災時の質量減少速度が実験値と最も良く一致する値を試行錯誤的に採り、 $\dot{m}_{s,\infty}''=0.001 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と調整した。

表 4-2 区画模型の材料(パーライトボード)

ρ_w	密度	750[kg/m ³]
k_w	熱伝導率	0.202×10^{-3} [kW/(m·K)]
c_w	比熱	1.1[kJ/(kg·K)]
L_w	厚さ	0.05[m]

表 4-3 可燃物条件

タイプ	W1(平板)	W2(平板)	W3(クリブ)
材種	杉	杉	蝦夷松
構成	(0.45m×0.3m×0.06m) ×4枚	(0.45m×0.3m×0.03m) ×8枚	(0.6m×0.02m×0.02m) ×70本
表面積	1.33m ²	2.41m ²	2.62m ²
重量	13 kg	13 kg	8 kg

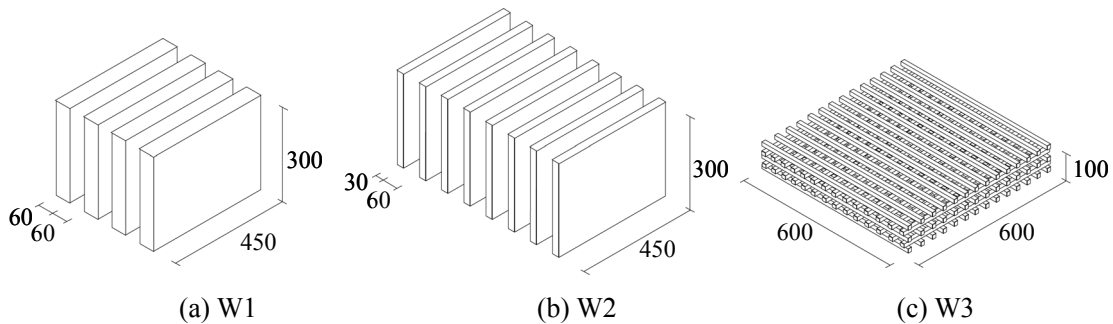


図 4-13 実験時に模型内部に配置された可燃物

表 4-4 開口形状条件

開口幅 B [m]	開口上端高さ H_u [m]	開口下端高さ H_b [m]
0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9	0.3, 1.0	0.0

4.4.3 盛期火災時の質量減少速度の比較

区画火災では、火災の発熱が最も激しくなる盛期火災時に可燃物の質量減少速度 $\dot{m}_F''$ がほぼ一定の値をとることが知られている。そこで、定常、非定常の両モデルにより算出された盛期火災時における $\dot{m}_F''$ を実験結果と比較したものを図 4-14 に示す。図 4-14 の(A), (B), (C)は、それぞれ実験 W1, W2, W3 の結果と比較を行ったものであり、横軸には燃焼因子 $\chi = A\sqrt{H}/A_F$ をとってある。なお、図中には実験結果だけではなく、後に追加的に行われた実験の結果と合わせて求められた回帰式(4-3)も併せて示してある。

実験 W1, W2 については、計算値と実験値が良好に一致する結果が得られた。特に定常モデルについては、回帰式とほぼ同じ値を示している。 $\chi \leq 0.07\text{m}^{1/2}$ の換気支配型火災では発熱が流入空気量によって制限されるため、開口面積 A が大きくなり、燃焼因子 χ が大きくなるに従って、内部の発熱速度も大きくなる。このため、 χ が大きくなるに従って可燃物への入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ が増大し、質量減少速度 $\dot{m}_F''$ も増加する結果が得られた。逆に $\chi \geq 0.07\text{m}^{1/2}$ の燃料支配型火災では、 A が大きくなり、 χ が増加するに従って、 $\dot{m}_F''$ は減少する結果が得られた。燃焼支配型火災では、区画内の発熱が可燃性ガスの供給速度に依存するため、 A の拡大に伴う流入空気量の増加による発熱の増加は起こらなかった。むしろ、 A が大きくなることにより、換気や輻射による失熱が大きくなり、区画内温度が低下したために $\dot{m}_F''$ も減少したものと考えられる。

一方、実験 W3 については、定常モデルによる計算値は回帰式と良好な一致を見せたものの、非定常モデルによる計算値は実験値を上回る結果となった。これは、クリブ木材が格子状に積み上げられていたことが原因と考えられる。つまり、木材の全表面積 A_F のうち一部は、他のクリブ木材によって火炎や高温ガスといった熱源から遮蔽され、弱い加熱しか受けることがなかったものと考えられる。このため、遮蔽された部分の熱分解は、他の部分に比べて小さく抑えられたと考えられる。しかし計算では、 A_F 全体に対して均等な熱の入射があると仮定していたため、 A_F 全体が同程度に熱分解を起こし、結果的に質量減少速度 $\dot{m}_F''$ を大きく見積もってしまったものと考えられる。

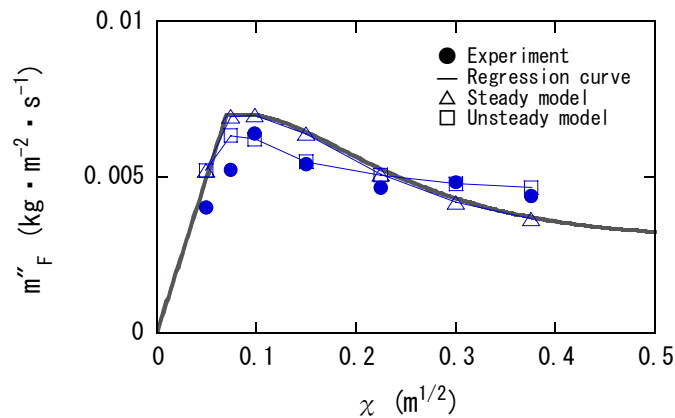
4.4.4 着火から終息までの区画内温度変化

平板木材を用いた実験 W2（開口幅 $B=0.4\text{m}$ 、開口高さ $H=0.3\text{m}$ ）における、着火から終息に至るまでの区画内温度の推移を示したものが図 4-15 である。実験値は、開口側およびその反対側の隅角部での、床面高さ 0.9m における測定温度の平均値である。

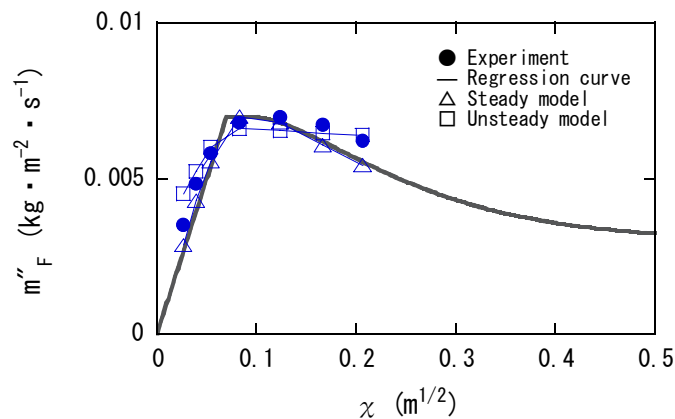
初期加熱により区画内温度は急激に上昇し、実験、計算とも、ほぼ同じ時刻に定常的な燃焼状態へと移行している。定常燃焼期については、非定常モデルによる計算値が実験値に比べて多少大きく見積もられたものの、全般的には妥当な計算結果が得られた。

その後、区画内部の可燃物が燃え尽き始めると、内部温度が低下を始めた。図 4-15 によると、模型実験では加熱開始から 18 分前後、定常モデルでは 36 分前後、非定常モデルでは 22 分前後に温度の低下が始まっており、計算により燃焼継続時間が長く見積もられる結果となった。こ

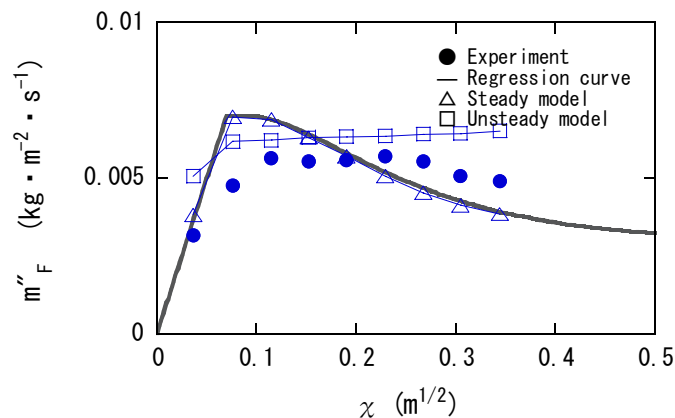
れは、可燃物への入射熱流束 $\dot{q}_{net}''$ が部材全面に渡って一様であると計算モデルで仮定していることが原因と考えられる。つまり、実験では区画内の配置場所によって $\dot{q}_{net}''$ が異なったことで、個々の可燃物の燃焼継続時間に差が生じ、徐々に燃え尽きが起こったものと考えられる。そのことを裏付けるように、可燃物が一時に燃え尽きる計算結果に比べ、実験では温度の低下が緩



(A) 実験 W1 との比較



(B) 実験 W2 との比較



(C) 実験 W3 との比較

図 4-14 盛期火災時における可燃物の質量減少速度の比較

やかとなっている。ただし、定常モデルによる継続時間が非定常モデルの結果より長くなったのは、定常モデルで炭化層の効果を陽に考慮しておらず、全ての可燃物が熱分解により消費されると仮定していたためと考えられる。

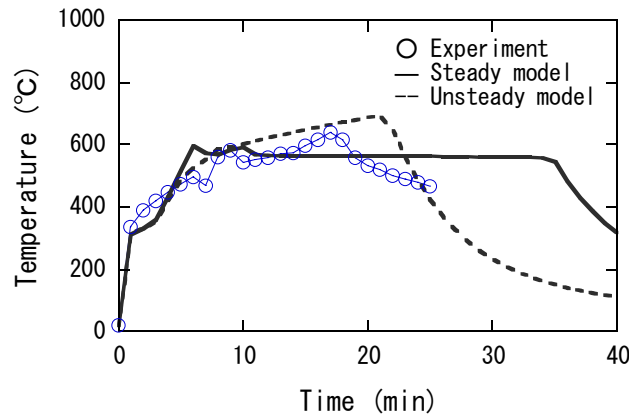


図 4-15 可燃物の質量減少速度の比較(W2)

4.4.5 定常モデルと非定常モデルの比較

ここまで、可燃物の定常・非定常な燃焼モデルを区画火災へと適用し、検証を行ってきた。ここではその結果をふまえて両モデルの特徴について検討し、これらを都市火災性状の予測へ拡張することについて考察を加える。

まず定常モデルは、既往の実験式を修正したものであり、複雑な熱分解現象に煩わされず、簡単な計算式により質量減少速度 $\dot{m}_F''$ を見積もれる点に特長がある。これは、膨大な数の建物を対象とした計算を行う必要がある都市火災の場合、大きなメリットとなる。また、定常モデルは膨大な数の区画模型実験により導かれた実験式を拡張したものであるため、計算結果に対する信頼性は高いものと考えられる。しかしながら、元々は定常燃焼時の $\dot{m}_F''$ に対応しており、火災性状の非定常的な推移まで計算可能か否かについての実験的裏付けはない。ただし、市街地における火災の拡大を予測する上で重要となるのは、発熱が最も大きくなる定常燃焼時の火災性状の評価であることを考えると、予測精度には大きな支障は及ぼさないことも考えられる。

一方の非定常モデルは、可燃物の着火から有炎燃焼を経て終息するまでの経時的な燃焼をモデル化した点で、より本質的な火災性状の予測が可能となることが期待される。また、燃焼性状に関する基本的な関係からモデル化を行っているため、修正を加えることで様々な問題への

表 4-5 定常モデルと非定常モデルの比較

	利便性	信頼性	拡張性
定常モデル	◎	◎	○
非定常モデル	△	△	◎

拡張や、高精度化の実現が期待できる。その反面、モデルが詳細となったことによる計算負荷の増大は避けられない。都市火災の解析を行う場合に、こうした課題がどの程度許容されるかについては検討の余地がある。

以上の両モデルの特徴を比較したものを表 4-5 にまとめる。利便性は計算の簡便さやアルゴリズムの明快さについて、信頼性は実験等によるモデルの裏付けについて、拡張性は今後の精度向上の可能性や類似した課題への応用の可能性についての指標である。

4.5 まとめ

本章では、都市火災性状の予測を行う上で重要となる、可燃物の燃焼性状のモデル化を行い、これを区画火災へと適用した。4.2 節では既往の実験式に基づき、簡便な計算式から構成される定常燃焼モデルを導いた。4.3 節では着火から終息にいたるまでの経時的な燃焼性状のモデル化を行い、計算負荷の軽減を目的としてプロファイル法によりこの近似解法を導いた。この中で、炭化層の熱伝導率を $k_c=0.80\text{kW}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 、基準表面燃焼速度を $\dot{m}_{s,\infty}''=0.001[\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})]$ とした場合に最も実験結果を再現できる結果が得られた。4.4 節では両モデルを区画火災モデルへと適用し、計算結果を既往の区画模型実験の結果と比較することでその妥当性の検証を行った。

<注>

一般に、可燃性ガスの「供給速度 $\dot{m}_F$ 」は、「燃焼速度」もしくは「質量減少速度」と呼ばれることが多く、両者は区別せずに使われる場合が多いように思われる。「燃焼速度」と呼ぶ場合には、気化した可燃性ガスが酸素と反応して発熱することを想定しているものと考えられるが、換気支配型火災のように可燃性ガスの一部が区画外で燃焼するときには「燃焼速度」は「供給速度」と一致しない。一方、「質量減少速度」と呼ぶ場合には、熱分解に伴う固体可燃物の状態の変化そのものを表しており、「供給速度」を表すのにより適切であると考えられる。そこで、本研究では $\dot{m}_F$ を「質量減少速度」と呼ぶこととする。

<主な記号>

英字

A	: 開口面積 (m^2)
A_F	: 可燃物表面積 (m^2)
B	: 開口幅 (m)
c_p	: 気体の定圧比熱 ($=1.0\text{ kJ}/\text{kg}\cdot\text{K}$)
h_{eff}	: 可燃物表面の総合熱伝達率 ($\text{kW}/\text{m}\cdot\text{K}$)
h_s	: 可燃物表面の対流熱伝達率 ($\text{kW}/\text{m}\cdot\text{K}$)
H	: 開口高さ (m)

ΔH_F	: 可燃性ガスの燃焼熱 (kJ/kg)
ΔH_O	: 酸素の燃焼熱 (kJ/kg)
ΔH_S	: 炭素残渣の反応熱 (kJ/kg)
k_C	: 炭化層の熱伝導率 (kW/m · K)
k_F	: 未燃層の熱伝導率 (kW/m · K)
L	: 板状可燃物の厚さ (m)
L_p	: 可燃物の熱分解潜熱 (kJ/kg)
$\dot{m}_A$	: 空気の供給速度 (kg/s)
$\dot{m}_A''$	: 単位可燃物表面積あたりに供給される空気の供給速度 (kg/m ² · s)
$\dot{m}_F$	: 質量減少速度 (kg/s)
$\dot{m}_F''$	: 単位面積あたりの質量減少速度 (kg/m ² · s)
$\dot{m}_O$	: 酸素の供給速度 (kg/s)
$\dot{m}_O''$	: 単位可燃物表面積あたりに供給される酸素の供給速度 (kg/m ² · s)
$\dot{m}_S$	: 表面燃焼速度 (kg/s)
$\dot{m}_S''$	: 単位面積あたりの表面燃焼速度 (kg/m ² · s)
$\dot{m}_{S,\infty}''$	: 単位面積あたりの基準表面燃焼速度 (kg/m ² · s)
$\dot{q}_F''$	: 火炎および区画内ガスから可燃物へ伝達される熱流束 (kW/m ²)
$\dot{q}_{net}''$	: 可燃物へ入射する正味の熱流束 (kW/m ²)
$\dot{Q}_B$	: 区画内の発熱速度 (kW)
R	: 気体定数 (=0.287 kJ/kg · K)
t	: 時間 (s)
T	: 温度 (K)
T_C	: 炭化層内部の温度 (K)
T_F	: 未燃層内部の温度 (K)
T_L	: 板状可燃物の裏面温度 (K)
T_p	: 可燃物の熱分解温度 (K)
T_S	: 板状可燃物の表面温度 (K)
T_∞	: 外気温度, 基準温度 (°C)
x	: 板状可燃物内に設定される座標軸 (m)
Y_O	: 気体中に含まれる酸素の質量分率 (-)

ギリシャ文字

α_C	: 炭化層の熱拡散率 (m ² /s)
α_F	: 未燃層の熱拡散率 (m ² /s)
δ_C	: 板状可燃物内の炭化層厚さ (m)

- δ_F : 板状可燃物内の温度浸透厚さ (m)
 δ_∞ : 表面燃焼に伴う板状可燃物内の表面位置の降下幅 (m)
 ε_s : 可燃物表面の輻射率 (-)
 ρ_C : 炭化層の密度 (kg/m³)
 ρ_F : 未燃層の密度 (kg/m³)
 σ : ステファン・ボルツマン定数 (5.67×10^{-11} kW/m² · K⁴)

添え字

- A : 空気
 C : 可燃物 (炭化層)
 D : 開口部
 F : 可燃物 (未燃層), 可燃性ガス
 L : 板状可燃物の非加熱側表面 (裏面)
 O : 酸素
 S : 板状可燃物の加熱側表面 (表面)
 ∞ : 基準, 外気
 ()'' : 単位面積当たり
 (·) : 単位時間当たり

<参考文献>

- 1) 金紘鎰・大谷英雄・上原陽一：区画火災における燃焼面の伝熱機構に関する研究，日本火災学会論文集，Vol.40，No.1，pp.1-6，1990
- 2) 大宮喜文・田中哮義・若松孝旺：可燃物条件を考慮した区画火災性状予測モデルの構築，日本建築学会計画系論文集，No.487，pp.1-8，1996
- 3) 関根孝：コンクリート造建物の室内火災温度の推定（その 1・熱収支式と温度上昇曲線），日本建築学会論文報告集，No.85，pp.38-47，1963
- 4) P.H.Thomas, A.J.M.Heselden, and M.Law: Fully-developed compartment fires – two kinds of behavior, F. R. Technical paper, No.18, Fire Research Station, 1967
- 5) 大宮喜文・佐藤雅史・田中哮義・若松孝旺：区画内における可燃物の燃焼速度と噴出火炎の発生限界，日本建築学会構造系論文集，No.469，pp.149-158，1995
- 6) 田中哮義：改訂版 建築火災安全工学入門，日本建築センター，2002
- 7) National Fire Protection Association: SFPE handbook of fire protection engineering, 2002
- 8) W.J.Parker: Prediction of the heat release rate of wood, Fire Safety Sci., Proc. 1st Int. Symp., pp.207-216, 1985
- 9) S.J.Ritchie, K.D.Steckler, A.Hamins, T.G.Clearly, J.C.Yang, and T.Kashiwagi: The effect of sample size on the heat release rate of charring materials, Fire Safety Sci., Proc. 5th Int. Symp., pp.177-188,

1997

- 10) J.Quintiere: A semi-quantitative model for the burning rate of solid materials, NISTIR4840, 1992
- 11) Y.Chen, M.A.Delichatsios, and V.Motevalli: Material pyrolysis properties part I: An integral model for one-dimensional transient pyrolysis of charring and non-charring materials, Comb. Sci. Tech., Vol.88, pp.309-328, 1993
- 12) J.Quintiere, and N.Iqbal: An approximate integral model for the burning rate of a thermoplastic-like material, Fire and Materials, Vol.18, pp.89-98, 1994
- 13) B.Moghtaderi, V.Novozhilov, D.Fletcher, and J.H.Kent: An integral model for the transient pyrolysis of solid materials, Fire and Materials, Vol.21, pp.7-16, 1997
- 14) M.J.Spearpoint, and J.Quintiere: Predicting the burning of wood using an integral model, Comb. Flame, Vol.123, pp.308-325, 2000
- 15) C.Branca, and C.Di Blasi: Global kinetics of wood char devolatilization and combustion, Energy and Fuels, Vol.17, pp.1609-1615, 2003
- 16) C.Di Blasi, F.Buonanno, and C.Branca: Reactivities of some biomass chars in air, Carbon, Vol.37, pp.1227-1238, 1999
- 17) 秋田一雄：木材の発火機構に関する研究，消防研究所報告，第9巻，第1~2号，1959
- 18) C.Di Blasi: Modeling and simulation of combustion processes of charring and non-charring solid fuels, Prog. Energy Comb. Sci., Vol.19, No.1, pp.71-104, 1993
- 19) A.Tewerson, and R.F.Pion: Flammability of plastics part I: burning intensity, Comb. Flame, Vol.26, No.1, pp.85-103, 1976

第 5 章

火災室開口から噴出する 火炎・熱気流の温度と軌跡

5.1 はじめに

建物内のある区画で発生した火災が最も激しい燃焼状態に達すると、開口部の窓ガラスや扉が破損し、そこから高温の火炎や熱気流が噴出する。噴出後、浮力によって上昇した火炎・熱気流は、火災室の上階や隣接する建物を加熱し、室内に積載される可燃物や外装材の着火を引き起こす。熱源からの輻射による伝達熱量は熱源温度の 4 乗に比例するから、区画内温度と同程度に高温な噴出直後の火炎は、隣接する建物に対して強力な輻射源となる。

こうした開口噴出火炎・熱気流（以降は開口噴出気流と呼ぶ）に関する研究はこれまでも数多く行われてきた[1~7]。その先駆けとなり、現在に至るまで建築物の火災安全性能を検証する実務的なツールとして利用され続けているのが横井により提案されたモデルである。横井は点熱源理論に基づいて導いた次の無次元パラメータを用いて気流の温度上昇を整理している。

$$\Theta = \frac{\Delta T \cdot r_o^{5/3}}{\left(\frac{\dot{Q}^2 T_\infty}{c_p^2 \rho^2 g} \right)^{1/3}} \quad (5-1)$$

ここで、 ΔT は基準外気温 T_∞ からの温度上昇、 r_o ($=\sqrt{B(H-Z_N)/\pi}$) は開口の相当半径、 B は開口幅、 H は開口高さ、 Z_N は中性帯高さ、 π は円周率、 $\dot{Q}$ は開口から単位時間当たりに放出される熱量、 c_p は定圧比熱、 ρ は密度、 g は重力加速度である。

図 5-1 に無次元パラメータ Θ を用いて模型実験の結果を整理した例を示す。ただし、図 5-1(A) は開口部上方に壁のない場合の結果、図 5-1(B) は開口部上方に壁のある場合の結果であり、横軸に無次元温度 Θ 、縦軸に気流軸上の無次元高さ z/r_o をとってある。この結果に対し回帰曲線を

引くと概ね次式のようになる[8].

$$\frac{z}{r_o} = \begin{cases} 1.05\Theta^{-1} & (\Theta \leq 0.35) \\ 0.00193\Theta^{-7} & (0.35 < \Theta) \end{cases} \quad (5-2)$$

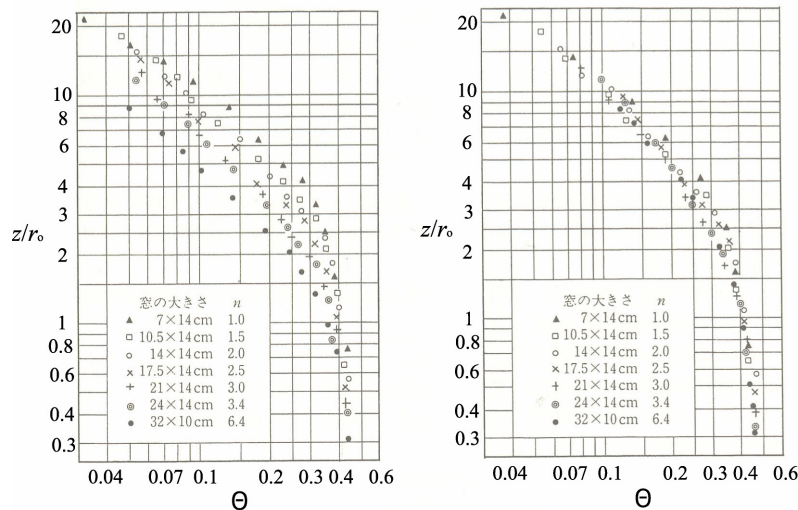
一方、最高温度上昇点を結んだ気流軸の軌跡については、水平方向にオリフィスを用いた噴流実験の結果から得られた気流速度 u 、鉛直方向へは温度上昇に伴う浮力を考慮して得られる流速 w を合成することで、次の関係を導いている。

$$\frac{z}{H - Z_N} = \frac{1}{9\beta T_\infty} \left\{ \left(\frac{x + x_0}{H - Z_N} \right)^{3/2} - \left(\frac{x_0}{H - Z_N} \right)^{3/2} \right\}^2 \bigg/ \left(\frac{x_0}{H - Z_N} \right) \quad (5-3)$$

ここで、 x_0 は仮想点熱源位置、 β は空気の膨張係数である。開口部からある程度離れた場所になると x_0 の影響は軽微とみなせることから、上式においては、気流軸の軌跡が噴出面の高さ $H - Z_N$ にほぼ支配されるものとみなされる。

これらのモデルは噴出気流による延焼危険性を評価する上で重要な知見を与えてくれる。しかし、これを都市火災性状予測へ適用するにあたっては、以下の点について十分な検討がなされておらず、改良の余地があるものと考えられる。

まず一点目は、火災室への強制的な給気が噴出気流性状に及ぼす影響についてである。従来の研究では、単一の開口を有する区画が単独で燃焼する状況を想定した実験が行われることが多かった。こうした場合、噴出する気流の性状は、内部に積載される可燃物の種類や量、区画の形状などといった条件により概ね規定される。しかし、市街地における火災では、破損した開口からの市街地風の流入や、建物内の換気による空気流入により、可燃物の燃焼促進や火災



(A) 開口部上方に壁がない場合 (B) 開口部上方に壁がある場合

図 5-1 無次元温度 Θ と無次元高さの z/r_o 関係[1]

二点目は、開口部の上部にある壁面が噴出気流性状に及ぼす影響についてである。一般に、開口噴出気流は、開口幅 B が狭いほど噴出面から遠ざかるように流れ、逆に開口幅 B が広いほど開口上部の壁面に引き寄せられることが知られている。これは横井が指摘するように、上昇気流の一方に壁があると気流に対して供給される空気量が不足し、その部分の圧力が低下するため、上昇気流が低圧側に引き寄せられるものと考えられる[1]。特に、開口幅 B が広い場合にこうした効果が顕著に現れるのは、開口幅 B が狭い場合に比べて側方から空気を補い難くなることが原因と考えられる[1]。建築物単体の設計においては、上に記したような噴出気流の特徴を無視しても、気流軸の軌跡が開口上部の壁面に沿って流れると仮定すれば上階への延焼危険性を過大に見積もることができるので、実用上は大きな問題を生じないものと考えられる。しかし、都市火災の延焼を予測する上では、上階だけでなく隣棟への延焼危険性についても同時に判断する必要がある（図 5-2）。これには、気流軸の軌跡を適切に予測可能な計算式が必要となるが、これまでに上記の効果を考慮した定式化はなされていない。

火災室

(A)

(B)

上階への延焼危険性が大

隣棟への延焼危険性が大

図 5-2 気流軸の軌跡と上階および隣棟への延焼危険性

5.2 開口噴出火炎・熱気流に関する模型実験

5.2.1 実験条件

図 5-3 に実験で使用した模型の概要を示す。模型は厚さ 20mm の石綿セメントパーライト板を組み合わせて一辺 900mm の立方体とし、片側の側壁に形状が可変の開口を、その反対側の側壁に給気口を設けた。

給気には送風機((株)スイデン SJF-304-IV, ϕ 290mm)を用い、送風ダクト経由して模型内へと流入させた。ただし、給気した空気が運動量を保持したまま反対側の開口を通じて区画外へ流出することを防ぐため、衝立を設けて模型下部から外部空気を流入させることとした。また、給気を行わない場合には衝立を下ろして空気の流入がないようにした。

燃料にはメタノール（単位質量あたりの燃焼発熱量 19.8kJ/kg）と、エタノール（単位質量あたりの燃焼発熱量 26.8kJ/kg）を用い、これをステンレス製の箱型容器に 3000~4000ml 入れて着火、燃焼させた（実験条件によって燃料が変わっているのは、実験実施上の都合によるものであり、発熱量の違いを検討するためのものではない）。容器の深さは 70mm、燃焼面は 225×300mm²であり、これを区画の中心に長手方向が開口面と平行になるように設置した。このとき

表 5-1 実験条件

開口幅 $B(\text{m})$	開口高さ $H(\text{m})$	燃料	給気速度 $\dot{m}_0 \text{ (kg/s)}$	中性帯 高さ $Z_N \text{ (m)}$	最大噴出 速度 $u_0 \text{ (m/s)}$	保有熱量 $\dot{Q} \text{ (kW)}$	気流軸の 付着
0.2	0.5	エタノール	0.0	0.191	3.38	56.1	
			0.0290	0.159	4.34	47.3	
			0.0367	0.140	4.37	43.4	
			0.0528	0.137	4.11	41.4	
0.0			0.230	2.57	34.5		
0.0306			0.188	3.08	34.3		
0.0354			0.184	3.37	39.5		
0.0458			0.184	3.21	37.1	○	
0.5		メタノール	0.0	0.201	1.52	18.8	
			0.0281	0.259	2.06	22.9	
			0.0352	0.244	2.04	23.3	○
			0.0548	0.239	2.00	23.4	○
0.3	0.0		0.138	2.39	23.3	○	
	0.0310		0.108	2.15	21.6	○	
	0.0374		0.089	2.56	26.3	○	
	0.0525		0.083	2.90	28.0	○	
0.5	0.0		0.141	1.64	23.5	○	
	0.0312		0.135	2.00	23.2	○	
	0.0387		0.125	2.34	26.2	○	
	0.0554		0.115	2.67	28.2	○	

の燃焼継続時間は全条件を平均して 31 分 21 秒となった。

実験条件を表 5-1 に示す。ここでは、(1) 開口形状、(2) 給気速度、の 2 条件を変化させ、これらの組み合わせからなる全 20 条件の下で燃焼実験を行った。開口形状については、開口幅 B を 0.2~0.5m、開口高さ H を 0.3~0.5m の間で変え、換気因子 $A\sqrt{H}$ が 0.025~0.088m^{5/2} にわたる

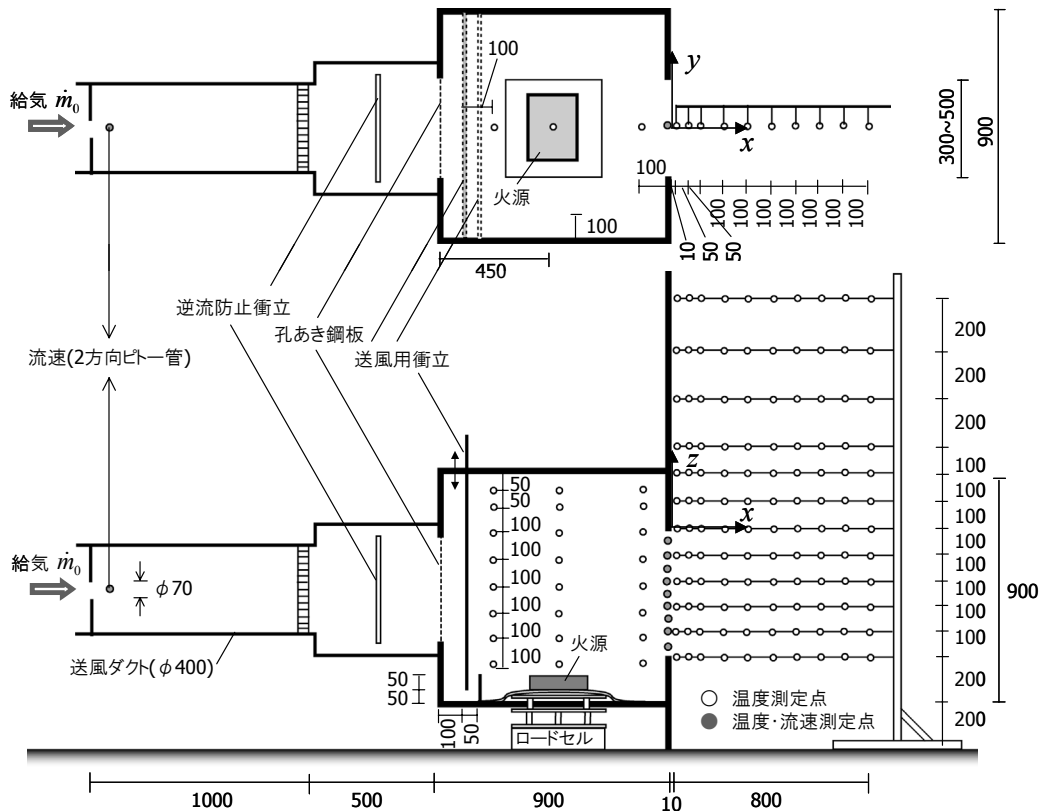


図 5-3 区画模型と各種測定点(上:平面図, 下:断面図, 単位:mm)

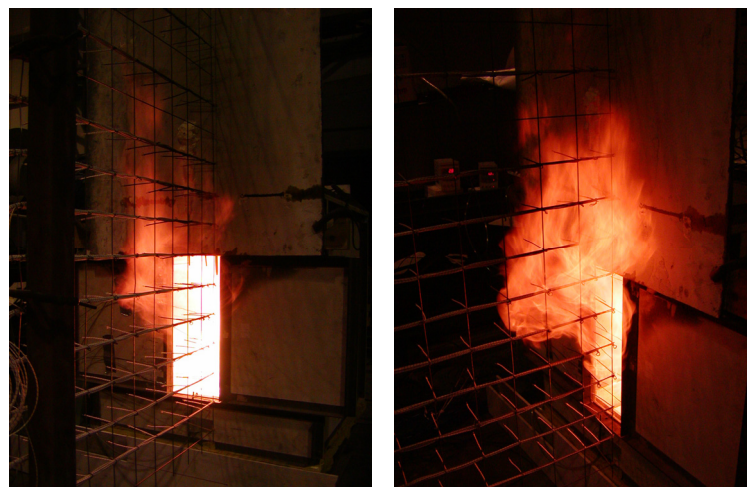


図 5-4 区画模型の開口部から噴出する火炎の様子

5条件を検討した。ただし、開口下端高さは全ての条件で模型床面から0.2mの高さとした。一方、給気速度は、導入部のダクト内に径70mmのオリフィスを設け、その中心における流速を2方向ピトー管により測定して質量流量に換算した。火災実験中の送風量は安定しており、ダクト内の逆流は観察されなかった。

実験を通じた模型外の温度 T_{∞} は12~17°Cであった。これより、流量算出時に必要となる周囲空気密度 ρ_{∞} は1.24kg/m³とした。実験時の火炎噴出の様子を撮影したものが図5-4である。

5.2.2 測定項目

(1) 温度

温度測定点は図5-4に示す位置に設定した。ここでは説明の便を考慮して、開口上端の幅方向中心を原点とし、開口と垂直に x 軸、鉛直上方に z 軸、開口幅方向に y 軸をとる。まず、区画内温度は模型内部の給気側、中心、開口側の3ヶ所、天井下50mmの位置を始めとして z 方向に50mm間隔で2点、さらに100mm間隔で6点の計8点にシース熱電対(ϕ 1.6mm)を設置して測定した。開口部の温度分布についてもシース熱電対(ϕ 1.6mm)を用いることとし、開口の幅方向中心($y=0$)、 z 方向に50mmの間隔で測定した。また、噴出気流温度の測定にはK型熱電対(ϕ 1.6mm)を用いることとし、これを鉄製格子(鉛直方向12点×水平方向10点)に固定した。このとき、 x 方向には壁面から10mm離れた位置を始めとして、そこから50mm間隔で2点、さらに100mm間隔で7点、計10点を配置した。一方、 z 方向には開口下端位置を始めとして、100mm間隔で9点、さらに200mm間隔で2点、計12点を配置した。

なお、上記の測定値は着火直後から燃え尽きるまでの間、データロガーにより30秒間隔で記録した。ただし、本実験では定常燃焼状態における温度の測定を行うことを目的としたため、測定値は全ての燃焼条件において区画内の温度変化が小さくなった着火後10分より、燃料が燃え尽きる5分前までの時間平均値をとった。この間隔は全実験条件を平均して14分30秒であった。

(2) 流速

開口部での流速分布の測定には2方向ピトー管を用いた。測定点の位置は温度のそれと同じである。測定は、全ての燃焼条件において定常的な燃焼状態となる着火後10分より開始し、各測定点で30秒間(測定間隔は2秒)測定したものを時間平均した。

なお、幅方向には流速が一樣であるとは限らないが、アルコール燃料の燃焼が継続している間に、これを開口全面にわたって測定することは困難であった。そこで、開口上端から10cm下方、幅方向に5cmの間隔で測定して求めた流速分布をもとに、開口中心での測定値から幅方向の平均流速を割り出す ϕ を求め、これを各条件における全ての測定高さに適用することとした。図5-5は給気のない場合の各開口条件における開口幅方向(y 方向)の流速分布を中心点における値 u_m で正規化したものである。開口幅 $B=0.3$ m、開口高さ $H=0.5$ mの場合を除いて、開口の縁に

近づくにつれて緩やかに流速が増加する結果が得られた．これをもとに得られた換算係数 ϕ を表5-2に示す．換算係数 ϕ を用いる場合，開口流量 $\dot{m}$ は次のように計算できる．

$$\dot{m} = \sum_i (\phi \cdot \rho_{m,i} u_{m,i} B \Delta H_i) \quad (5-4)$$

ただし， ρ は密度， ΔH は測定点の間隔，下付文字の m は開口中心， i は測定点位置を表している．図5-6は上記の方法により計算された定常燃焼時の区画内質量収支を表したものである．いずれの条件においても流入速度と流出速度はほぼ一致しており，概ね妥当な測定が行われたものと考えられる．

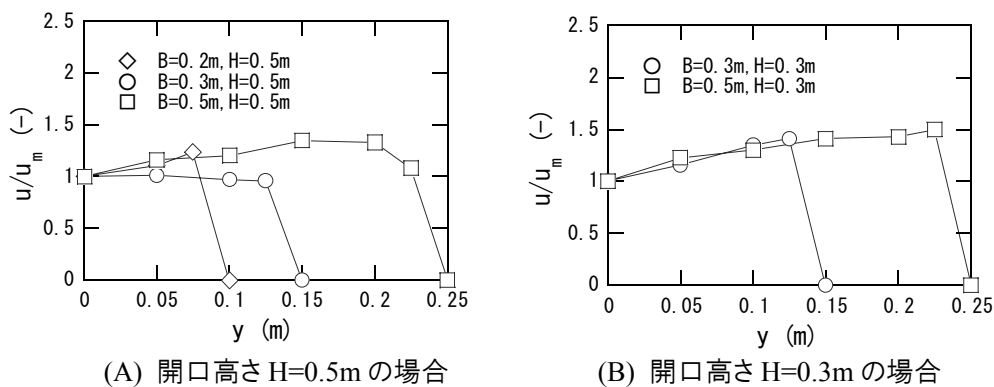


図 5-5 開口幅(y 軸)方向の流速分布

表 5-2 流速分布より求められた換算係数 ϕ

開口高さ $H(\text{m})$	0.5			0.3	
開口幅 $B(\text{m})$	0.2	0.3	0.5	0.3	0.5
換算係数 $\phi(-)$	0.99	0.91	1.14	1.14	1.25

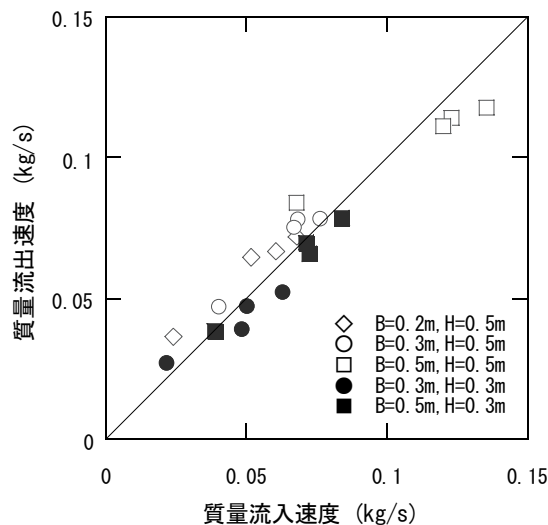


図 5-6 区画模型内の質量収支

(3) 燃料の重量減少速度

燃料の重量減少速度 $\dot{m}_F$ の測定には、並置した 3 基のロードセル（(株) 東京測器研究所, TCLZ-100NA）を用い、各ロードセルの指示値の和より $\dot{m}_F$ を求めた。ただし、ロードセルは 2 枚の平板（10mm 珪酸カルシウム板）にて挟み込み、固定することで、アルコールパンの設置位置が中心からずれることによる载荷むらの影響を小さくした。また、床面には全面にセラミックファイバースランケットを敷いて、床面と載荷面との間にできる隙間から漏気が起こらないよう配慮した。その他の接合部、目地はセラミックファイバーで埋めた。

5.2.3 実験結果とその考察

給気速度 $\dot{m}_0$ と燃料の質量減少速度 $\dot{m}_F$ の関係を図 5-7 に示す。給気のない条件において最も $\dot{m}_F$ の大きかった $B=0.2\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合には、 $\dot{m}_0$ が大きくなるほど $\dot{m}_F$ が低下する結果が得られた。一方、給気のない条件において最も $\dot{m}_F$ の小さかった $B=0.5\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合には、 $\dot{m}_0$ が大きくなるほど $\dot{m}_F$ も大きくなる結果が得られた。また、給気のない条件において $\dot{m}_F$ がそれらの中間にあったその他の実験条件では、 $\dot{m}_0$ が小さい場合には $\dot{m}_F$ は低下したが、 $\dot{m}_0$ が大きくなるにつれて $\dot{m}_F$ も増加する傾向に転じた。結局、給気のない状態では、開口形状の変化に応じて最大で 0.0015kg/s ほど $\dot{m}_F$ に差があったものの、給気速度 $\dot{m}_0$ が 0.05kg/s まで大きくなるとその差が 0.0005kg/s 程と約 1/3 に縮まった。

まず、 $B=0.2\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合における給気速度 $\dot{m}_0$ の増加に伴う質量減少速度 $\dot{m}_F$ の減少は、本実験での給気方法に起因するものと考えられる。ここでは、区画下部から上方に向けて給気を行ったため、天井下に低温の空気が供給され、区画下部に配置された燃料への主要な加熱源となる高温ガス層の形成が妨げられたものと考えられる[9]。また、区画内に蓄積された熱が強制的な換気によって外部に持ち去られたことも $\dot{m}_F$ 低下の原因と考えられる。一方、 $B=0.2\text{m}$,

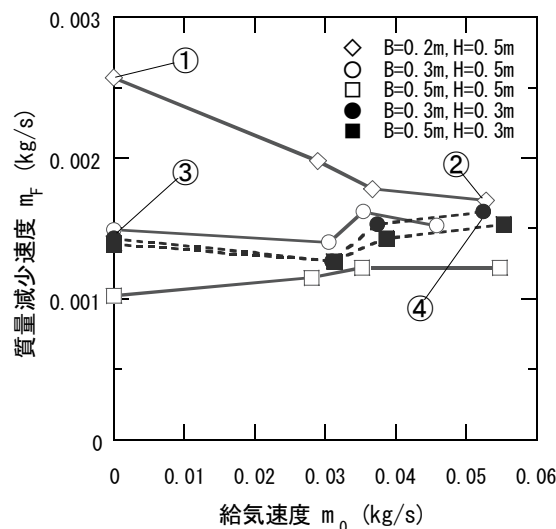


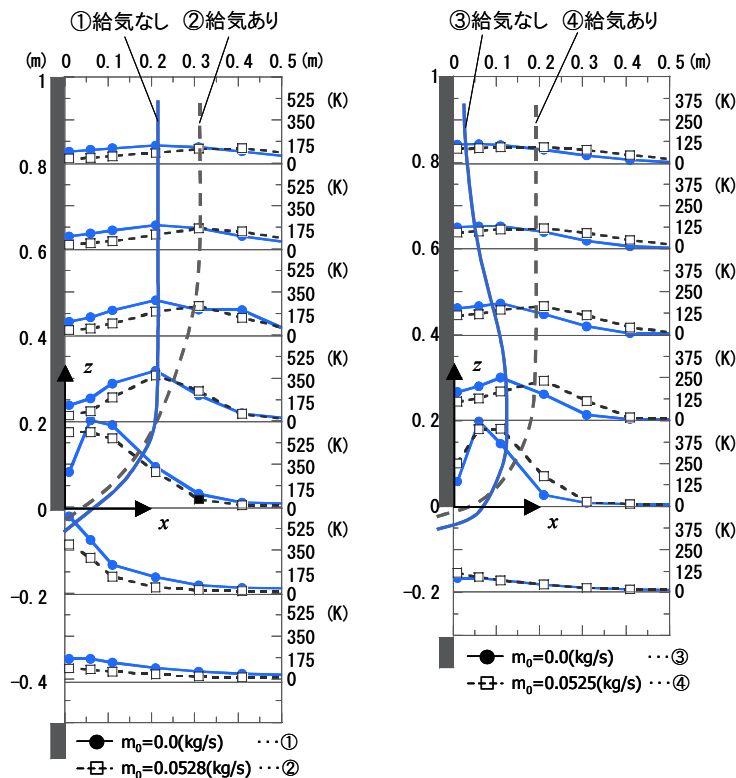
図 5-7 給気速度 $\dot{m}_0$ と質量減少速度 $\dot{m}_F$

$H=0.5\text{m}$ 以外の条件において $\dot{m}_F$ が増加したことについては、外部から供給された新鮮な空気が区画内部の可燃性ガスと効率的に反応し、燃焼を促進したことが原因と考えられる。

一般に、区画火災に対して外部から新鮮な空気を供給した場合、希釈によって区画内の温度を低下させる効果と、反対に酸素と可燃性ガスの反応を促して区画内の温度を上昇させる効果とが表れる。今回の実験では条件によって双方の特徴が現れる結果が得られた。火災時にどちらの効果により強く働くかは、区画、開口部、可燃物、給気などの各種条件に左右されるものと考えられる。

区画への給気と、開口部から噴出する気流の軌跡、ならびに噴出気流の温度上昇 ΔT の関係を示したものが図 5-8 になる。ただし、気流中心軸は、開口部におけるガス温度が最大の点を起点として、そこから同距離にある点のうち最も温度が高い点を結んだ曲線とした。このうち、図 5-8(A)には、給気により質量減少速度 $\dot{m}_F$ が低下した $B=0.2\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の結果、図 5-8(B)には、給気により $\dot{m}_F$ が増加した $B=0.3\text{m}$, $H=0.3\text{m}$ の結果を示してあり、給気のない場合の結果（実線）と給気のある場合の結果（点線）を併記してある。また、図中の①～④の番号は図 5-7 に記した各番号の条件に対応している。

いずれの条件でも、給気された場合の気流軸が、給気のない場合に比べて壁面から遠ざかる結果が得られた。これは、給気によって火災室内部の圧力が上昇し、噴出時の x 方向への運動



(A) $B=0.2\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合 (B) $B=0.3\text{m}$, $H=0.3\text{m}$ の場合
図 5-8 区画への給気と気流軸の軌跡ならびに気流軸上の温度上昇

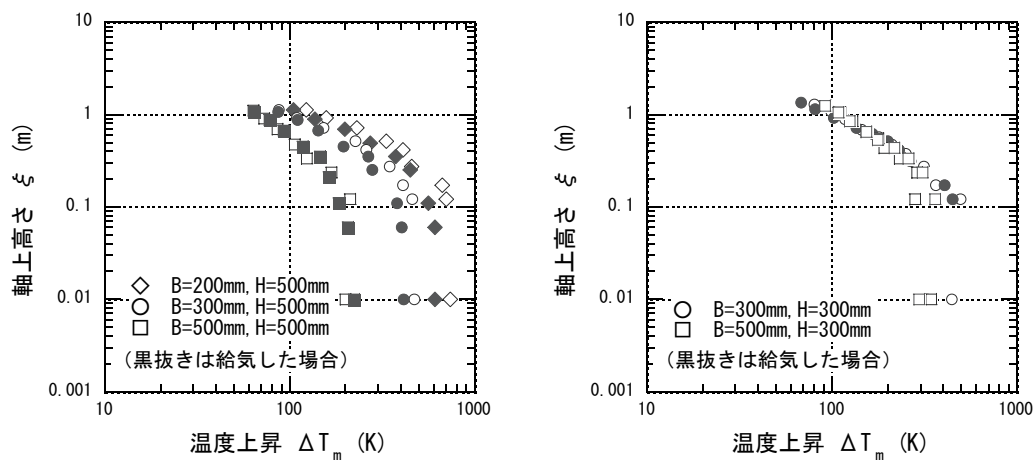
量が大きくなったためと考えられる。ただし、開口形状が $B=0.3\text{m}$, $H=0.3\text{m}$ の場合に給気を行わなければ、気流軸は開口上方の壁面側に引き寄せられる結果が得られた。既に述べたように、壁側の空気の巻き込みが制限されることで、この領域の圧力が低下したためと考えられる。こうした付着は、開口幅 B が大きいほど側方から回り込んで供給される空気量が少なくなるため、より起こりやすくなることが指摘されている[1]。確かに図 5-8 では、開口幅 B が 0.2m では付着が起こっていないのに対して $B=0.3\text{m}$ で付着が起こっているが、同じ開口形状でも給気が加えられた際に付着は起こっていないことから、開口幅 B の大小を一般的な付着条件とみなすことは難しい。

一方の付着を起こさない気流の場合には、気流軸が壁面に沿ってほぼ鉛直上方に上昇している。気流軸が壁面から十分離れているために、気流の運動性状が壁面の影響をほとんど受けていないことがうかがえる。

噴出気流の気流軸に沿った温度上昇 ΔT_m と軸上高さ ξ の関係を対数グラフ上にプロットすると、開口高さが $H=500\text{mm}$ の場合が図 5-9(A), $H=300\text{mm}$ の場合が図 5-9(B) となる。測定された ΔT_m は、開口から噴出した直後の $\xi=0.01\text{m}$ から、 $\xi=1.3\text{m}$ ほどまでとなっている。双方とも、噴出面の近くでは温度上昇 ΔT_m がほぼ一定の値をとっており、その後、噴出面から遠ざかると開口条件によらずほぼ同じ割合で温度の低下が起こっている。

噴出面から近い範囲で温度が一定となる理由については、三つの原因が考えられる。一つ目は、噴出面近くの火炎形成によるものである。一般に、床面上に設置された可燃物上方に形成される火炎内の温度上昇は一定値をとることが知られていることから、噴出直後に火炎領域に相当する領域が噴出気流にも存在する可能性が示唆される。しかし、一般の火炎温度は 800°C 程度であり[10,11]、実験結果はこれより小さな値をとっているものもある。

二つ目の原因には、噴出気流の噴流としての特徴が表れていたことが挙げられる。つまり、



(A) $H=500\text{mm}$ の場合

(B) $H=300\text{mm}$ の場合

図 5-9 気流軸上の温度上昇

噴出気流は開口から放出された段階で既に高温であり、かつ水平方向に大きな流速を持つために、噴出後ある程度の間は流れの構造が保持され、巻き込み等に伴う温度の低下が起こらなかったものと考えられる。

三つ目には、火災室の影響が挙げられる。噴出面に近い位置では火災室からの輻射を受け易いため、これにより加熱されることで噴出気流以外の原因で温度が一定に保たれていた可能性がある。

なお図では、同じ開口条件において給気した場合の結果を黒抜きのプロットで表している。これによると、区画へ給気を加えることによって温度上昇 ΔT_m は大きくなることもあれば小さくなることもあり、特別な傾向は見られない。今回の実験では、給気された空気が区画内の高温ガスと十分混合した後に放出されるように模型の設計を行ったため、給気の有無が ΔT_m に直接的な影響を及ぼすことはなかったものと考えられる。

5.3 開口噴出火炎・熱気流の温度性状

噴出気流の温度性状は、流体力学的な定式化も可能であるが、これを解析的に解くことは一般に困難である。そこで、ここではいくつかの仮定を導入して基礎方程式の簡略化を行い、温度性状に関する相似関係を見出した上で、これを実験結果により検証する。

相似則を導くための手続きは図 5-10 に示すようになる。まず、熱源の形状を点や帯のように計算上の扱いが容易な理想的な形に近似する。これにより、例えば点熱源であれば円筒座標系、帯状熱源であれば 2 次元直交座標系というように、採用すべき座標系が決定される。次に、温度上昇および流速が最大となる点を結んだ気流軸を設定し、これらに対して軸対称なプロファイル（ここではガウス分布）を仮定することで取り扱うべき変数の数を減らし、基礎式を簡略化する。こうして得られた基礎式を無次元化すれば次元解析が可能となり、相似則を導くことができる。なお、得られた相似則の係数は実験結果を用いて決定する。

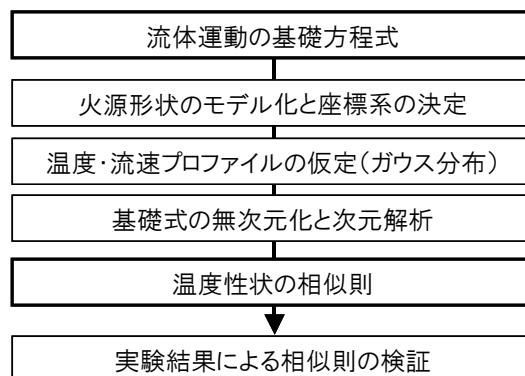


図 5-10 相似則導出の流れ

5.3.1 噴出火炎・熱気流モデルの概要

気流性状を記述する基礎方程式の座標系を決めるにあたり、まず熱源の形状について考えてみると、最も自然に思いつかれるのが開口噴出気流の噴出面の形である。これは、中性帯から開口上端までの高さ $H - Z_N$ を一辺、開口幅 B を一辺とする長方形とみなすことができる。しかし、一般の床面上にある火炎などとは異なり、開口噴出気流の熱源は地表面に対して垂直に位置するため、放出される熱量が噴出面全面で一様とはならない。

図 5-11 は開口高さが $H=0.5\text{m}$ で開口幅が $B=0.2\text{m}$ と 0.5m の条件での、開口部中心 ($y=0\text{m}$) の高さ方向における流速 u (m/s) ならびに熱流速度 h (kW/m^2) をそれぞれの最大値で除して正規化したものである。開口幅 B の大きい方が分布はなだらかになるものの、いずれの場合にも中性帯の位置で 0 となり、それより上方、開口上端に近づくにしたがって値が大きくなっている。これは、開口部での換気を引き起こす区画内外の圧力差が、中性帯から離れるほど大きくなるためである。特に、開口上端のわずかな下方に u および h の突出した領域が現れており、この領域における u と h が噴出気流の性状を左右する大きな要因となっていることが予想される。一

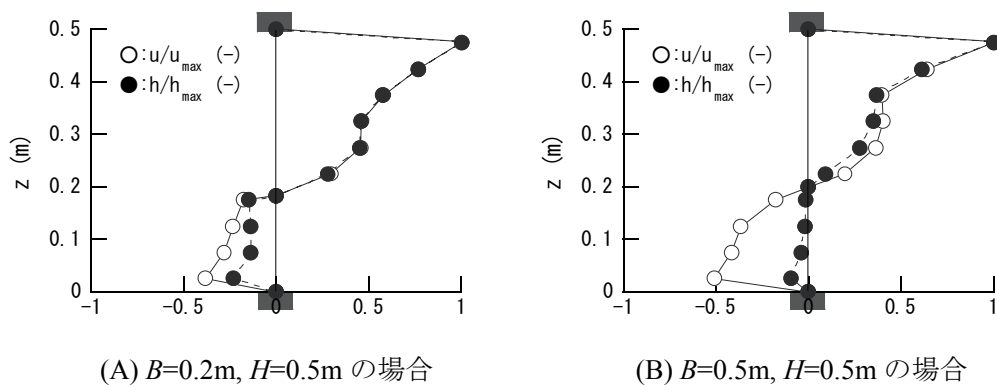


図 5-11 開口部における流速 u および熱流速度 h の分布

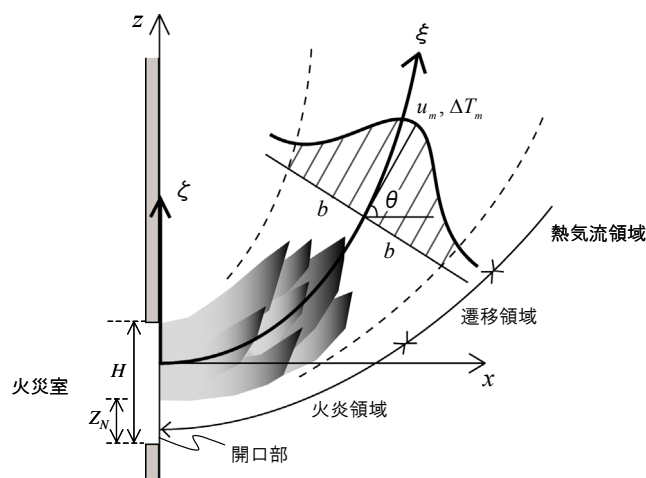


図 5-12 開口部から噴出する火炎と熱気流のモデル

方、気体は高温であるほど強い浮力を受け、上方に持ち上げられるので、火災室内では温度が成層化されており、水平方向の温度変化はそれほど大きくない。このため、開口幅方向の u と h 変化は、高さ方向のそれほど顕著ではないものと考えられる。

以上の点を考慮すると、開口噴出気流の実質的な熱源形状は、幅 B 、高さ $H - Z_N$ の長方形とは異なり、中心が開口上端位置に近く、開口幅方向に細長い帯状となるものと考えられる。そこで、本モデルでは開口部における火炎噴出領域を帯状の熱源とみなし、開口幅方向の分布を無視した 2 次元的なモデル化を行う。

開口噴出気流モデルの概要を図 5-12 に示す。ここでは噴出気流を、(1)燃料が酸素と反応を起こす火炎領域と、(2)全ての燃料が消費された後の熱気流領域、とに分けてモデル化を行う。火炎領域では、区画内で燃焼し切れずに放出された可燃性ガスが、気流内へ巻き込まれる酸素と反応を起こして火炎を形成する。火炎領域内で可燃性ガスが全て消費された後は、遷移的な領域を経て熱気流領域となる。熱気流領域では、気流が周囲の空気を巻き込みながら上昇を続けることで拡散され、次第に温度の減衰が起こる。

ただし、火災時に開口部から水平方向へ噴出する高温ガスは、周囲の空気よりも高温であるために浮力を生じ、流れの向きを次第に上方に変える。ここでは、こうした気流性状を記述するため、まず噴出面において流速が最大となる点と、温度上昇が最大となる点が一致するものとして原点にとり、そこから気流軸に沿って ξ 軸、さらに、それと直角に ζ 軸をとる 2 次元の直交曲線座標系 (ξ, ζ) を採用する。なお、一般的な建物では開口部上方に壁があり、これが干渉することで噴出気流性状に影響を及ぼすことが考えられる。しかし、本 5.3 節で扱う温度性状については、簡単のため壁の影響を無視してモデル化を行う。

5.3.2 気流軸に沿った流れの基礎方程式

ここでは、2 次元空間で定義される直角座標系を変換して曲線座標系を導く。まず、噴出気流が非圧縮ブシネスク流体で近似できるものと仮定すると、直角座標系で記述される連続の式、運動方程式 (x 成分)、運動方程式 (z 成分)、ならびにエネルギーの輸送方程式はそれぞれ次のように表される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5-11)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho_\infty} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (5-12)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho_\infty} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + g \frac{\Delta T}{T_\infty} \quad (5-13)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{k}{\rho_\infty c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\dot{q}'''}{\rho_\infty c_p} \quad (5-14)$$

ただし, u, w はそれぞれ x, z 軸方向の流速, k は熱伝導率, c_p は気体の定圧比熱, μ は分子粘性係数, ρ_∞ は気流密度, T は気流温度, T_∞ は周囲気体温度, ΔT は気流の温度上昇, g は重力加速度, $\dot{q}''$ は単位体積あたりの発熱速度である. また, 式(5-13)の浮力項は, 状態方程式より次の変形を行って得られたものである.

$$\frac{\rho_\infty - \rho}{\rho} = \frac{T - T_\infty}{T_\infty} = \frac{\Delta T}{T_\infty} \quad (5-15)$$

ここで, 気流軸 ξ と x 軸とのなす角が θ であるとすれば, (x, z) 座標系から (ξ, ζ) 座標系への座標変換マトリクスは, 微小要素間の変換として次のように表される.

$$\begin{pmatrix} d\xi \\ d\zeta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \xi}{\partial z} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial x} & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx \\ dz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx \\ dz \end{pmatrix} \quad (5-16)$$

ここでは, 気流軸の曲率が小さく, 検査体積のひずみの影響は無視できるものと仮定し, この関係を式(5-11)~(5-14)へ代入すると, (ξ, ζ) 座標系で表される噴出気流性状の基礎方程式が次のように得られる.

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial w}{\partial \zeta} - w \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 \quad (5-17)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial \xi} + w \frac{\partial u}{\partial \zeta} - uw \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{g \Delta T}{T_\infty} \sin \theta \quad (5-18)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial \xi} + w \frac{\partial w}{\partial \zeta} + u^2 \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p}{\partial \zeta} + \frac{g \Delta T}{T_\infty} \cos \theta \quad (5-19)$$

$$u \frac{\partial \Delta T}{\partial \xi} + w \frac{\partial \Delta T}{\partial \zeta} = \frac{\dot{q}'''}{\rho_\infty c_p} \quad (5-20)$$

ただし, 先に式(5-11)~(5-14)で示した直角座標系 (x, z) の軸方向流速 u, w は, 変換後の式(5-17)~(5-20)において改めて曲線座標系 (ξ, ζ) の軸方向流速へとおき直した. また, 噴出気流は十分に乱れているとみなせることから, 分子粘性による拡散は無視できるものとした.

この段階で, 基礎式(5-17)~(5-20)には数多くの項が含まれており, 計算上は扱いにくい. ただし, これら全ての項が噴出気流性状に対して同等な影響を及ぼしているわけではないので, 境界層近似を施してこれらのうち主要項のみを抽出する. そこでまず, 基礎式(5-17)~(5-20)に対して時間に関するレイノルズ分解を行うと,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial \zeta} - \bar{w} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 \quad (5-21)$$

$$\frac{\partial \overline{uu}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{uw}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial \zeta} - \overline{uw} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \overline{u'w'} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \xi} + \frac{g \Delta \overline{T}}{T_\infty} \sin \theta \quad (5-22)$$

$$\frac{\partial \overline{uw}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{ww}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial \zeta} + \overline{uu} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \overline{u'u'} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \zeta} + \frac{g \Delta \overline{T}}{T_\infty} \cos \theta \quad (5-23)$$

$$\frac{\partial \overline{u \Delta \overline{T}}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{u' \Delta T'}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{w \Delta \overline{T}}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \overline{w' \Delta T'}}{\partial \zeta} = \frac{\overline{\dot{q}'''}}{\rho_\infty c_p} \quad (5-24)$$

ただし、 $(\overline{\quad})$ は時間平均値、 $(\quad)'$ は変動成分を表す。また、簡単のため気流軸の角度 θ の時間変動は無視できるものとした。

ここで、経験的な知見に基づき、噴出気流の影響は気流軸からある程度離れた範囲にまでしか及んでおらず、周囲の静穏な空気に対して境界層を形成していると考える。このとき、気流の噴出点から気流軸に沿って離れた位置における速度もしくは温度境界層の厚さを δ とすると、 δ は ξ に比べて十分小さいので (図 5-13),

$$\frac{\delta}{\xi} \sim 0 \quad (\text{微小量}) \quad (5-25)$$

この関係をレイノルズ方程式(5-21)～(5-24)代入すると、微小項が消去されて開口噴出気流の境界層方程式が次のように得られる。

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} = 0 \quad (5-26)$$

$$\frac{\partial \overline{uu}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{uw}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial \zeta} = \frac{g \Delta \overline{T}}{T_\infty} \sin \theta \quad (5-27)$$

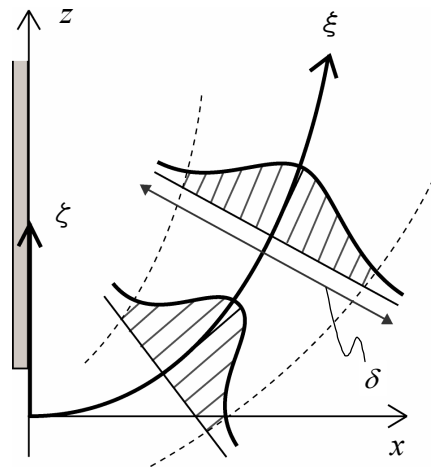


図 5-13 流速分布ならびに温度上昇分布の相似性の保存

$$\overline{u} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{w}^2}{\partial \zeta} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \zeta} + \frac{g \Delta \overline{T}}{T_\infty} \cos \theta \quad (5-28)$$

$$\frac{\partial \overline{u} \Delta \overline{T}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{w} \Delta \overline{T}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \overline{w' \Delta T'}}{\partial \zeta} = \frac{\overline{q'''}}{\rho_\infty c_p} \quad (5-29)$$

5.3.3 ガウス分布モデルへの変換

境界層方程式(5-26)～(5-29)は、簡略化されたといっても依然、非線形の偏微分方程式であり、これを直接解くことは難しい。そこで、流速分布ならびに温度分布が気流軸に対して対称となっており、軸方向高さ ξ が変わっても分布の相似性は保たれているものと仮定することで、基礎式中に含まれる独立変数の数を減らす。ここでは、床面上に設置された火源の上方に形成される火炎・熱気流に対して常套的に用いられるガウス分布（図 5-13）を仮定することとし、

$$\frac{\overline{u}(\xi, \zeta)}{u_m(\xi)} = \exp\left[-\left(\frac{\zeta}{b_U}\right)^2\right], \quad \frac{\Delta \overline{T}(\xi, \zeta)}{\Delta T_m(\xi)} = \exp\left[-\left(\frac{\zeta}{b_T}\right)^2\right] \quad (5-30)$$

ここで、下付き文字の m は気流中心軸上の値を示しており、 b_U 、 b_T はそれぞれ流速、温度上昇に関する半値幅である。ただし、後の式変形の便を考慮して、 b_U 、 b_T を次のようにおき直す、

$$b_U \equiv b, \quad b_T \equiv \frac{b}{\sqrt{\beta}} \quad (5-31)$$

ここで、 β は流速の半値幅と温度上昇が異なることを考慮した係数である。このとき、 $\overline{u}$ ならびに $\Delta \overline{T}$ は次のように表すことができる。

$$\frac{\overline{u}(\xi, \zeta)}{u_m(\xi)} = \exp\left[-\left(\frac{\zeta}{b}\right)^2\right], \quad \frac{\Delta \overline{T}(\xi, \zeta)}{\Delta T_m(\xi)} = \exp\left[-\beta \left(\frac{\zeta}{b}\right)^2\right] \quad (5-32)$$

さて、式(5-32)のプロファイルを境界層方程式に代入するにあたり、基礎式(5-26)～(5-29)を気流軸に対して幅方向に $-\infty \sim \zeta \sim \infty$ の範囲で積分すると次のようになる。

$$\frac{d}{d\xi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u} d\zeta + [\overline{w}]_{-\infty}^{\infty} = 0 \quad (5-33)$$

$$\frac{d}{d\xi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u}^2 d\zeta + [\overline{uw}]_{-\infty}^{\infty} + [\overline{u'w'}]_{-\infty}^{\infty} = \frac{g \sin \theta}{T_\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \overline{T} d\zeta \quad (5-34)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u}^2 d\zeta + [\overline{w}^2]_{-\infty}^{\infty} = -\frac{1}{\rho_\infty} [\overline{p}]_{-\infty}^{\infty} + \frac{g \cos \theta}{T_\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \overline{T} d\zeta \quad (5-35)$$

$$\frac{d}{d\xi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u} \Delta \overline{T} d\zeta + [\overline{w} \Delta \overline{T}]_{-\infty}^{\infty} + [\overline{w' \Delta T'}]_{-\infty}^{\infty} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\overline{q'''}}{\rho_\infty c_p} d\zeta \quad (5-36)$$

ただし、 $\zeta \rightarrow \pm\infty$ において気流内へ巻き込まれる空気は軸上流速 u_m に比例するものと考えたと[12]、 α を比例係数として、

$$\lim_{\zeta \rightarrow \pm\infty} \bar{w} = -\alpha u_m \quad (5-37)$$

また、噴出気流外の静止大気では、 $\bar{u}\bar{w}$ 、 $\overline{u'w'}$ 、 $\bar{w}^2$ 、 $\bar{p}$ 、 $\bar{w}\Delta\bar{T}$ 、 $\overline{w'\Delta T'}$ といった項は0とみなせる項ので消去すると、上式(5-33)～(5-36)は次のように簡略化される。

$$\frac{d}{d\zeta} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{u} d\zeta = 2\alpha u_m \quad (5-38)$$

$$\frac{d}{d\zeta} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{u}^2 d\zeta = \frac{g \sin \theta}{T_{\infty}} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\bar{T} d\zeta \quad (5-39)$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \bar{u}^2 d\zeta = \frac{g \cos \theta}{T_{\infty}} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\bar{T} d\zeta \quad (5-40)$$

$$\frac{d}{d\zeta} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{u} \Delta\bar{T} d\zeta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{q}'''}{\rho_{\infty} c_p} d\zeta \quad (5-41)$$

ここに、ガウス分布で与えられるプロファイル式(5-32)を代入して整理すると、

$$\frac{d}{d\zeta} (bu_m) = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} u_m \quad (5-42)$$

$$\frac{d}{d\zeta} (bu_m^2) = \sqrt{\frac{2}{\beta}} g \sin \theta \cdot b \frac{\Delta T_m}{T_{\infty}} \quad (5-43)$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} \cdot bu_m^2 = \sqrt{\frac{2}{\beta}} g \cos \theta \cdot b \frac{\Delta T_m}{T_{\infty}} \quad (5-44)$$

$$\frac{d}{d\zeta} \left(bu_m \frac{\Delta T_m}{T_{\infty}} \right) = \sqrt{\frac{1+\beta}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{q}'''}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty}} d\zeta \quad (5-45)$$

このうち、エネルギー保存式(5-45)については、火炎領域、熱気流領域の違いによって発熱項 $\bar{q}'''$ の取り扱いが異なってくる。まず、火炎領域については、噴出気流内部の発熱が周囲から連行される空気量に比例して起こるものと考え、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \bar{q}''' d\zeta = (1 - \chi_R) \frac{\Delta H_F}{n\gamma} \cdot 2\rho_{\infty} \alpha u_m \quad (5-46)$$

ここで、 χ_R は発熱のうち輻射により失われる成分の比率、 ΔH_F は可燃性ガスが単位質量消費された場合の発熱量、 γ は理論的燃料空気比、 n は実際の燃料空気比が γ と異なることを考慮した修正係数である。この関係を式(5-45)に代入すると、火炎領域におけるエネルギー保存式が次のように得られる。

$$\frac{d}{d\xi} \left(bu_m \frac{\Delta T_m}{T_\infty} \right) = (1 - \chi_R) \sqrt{\frac{1 + \beta}{\pi}} \frac{\Delta H_F}{n\gamma \cdot c_p T_\infty} \cdot 2\alpha u_m \quad (5-47)$$

一方の熱気流領域では、すでに全ての可燃性ガスは消費されているのでは、発熱 $\overline{\dot{q}''}$ は0となる。よって、式(5-45)より、

$$\rho_\infty c_p T_\infty \sqrt{\frac{\pi}{1 + \beta}} \frac{d}{d\xi} \left(bu_m \frac{\Delta T_m}{T_\infty} \right) = 0 \quad (5-48)$$

これは、噴出気流が保有するエネルギーが気流軸高さ ξ 方向に変化しないことを表していることに他ならない。そこで、単位長さあたりの噴出気流が保有する熱量が $(1 - \chi_R) \dot{Q}'$ となることに着目すると、エネルギー保存式が次のように得られる。

$$bu_m \frac{\Delta T_m}{T_\infty} = (1 - \chi_R) \sqrt{\frac{1 + \beta}{\pi}} \frac{\dot{Q}'}{\rho_\infty c_p T_\infty} \quad (5-49)$$

こうして導かれたモデルは、気流軸に対して垂直な方向の分布を考慮する必要がなくなるため、軸上の流速 u_m ならびに温度上昇 ΔT_m のみから噴出気流の性状を議論することができる。

5.3.4 基礎方程式の無次元化

次に、ガウス分布モデルの無次元化を行う。ここでは、代表長さを D 、代表風速を U 、代表温度を T とし、基礎式に含まれる各種物理量を次のように無次元表示する。

$$\xi^* \equiv \frac{\xi}{D}, \quad B^* \equiv \frac{b}{D}, \quad U^* \equiv \frac{u_m}{U}, \quad T^* \equiv \frac{\Delta T_m}{T} \quad (5-50)$$

ただし、上付きのアスタリスク(*)は無次元数であることを表している。まず、これらを式(5-42)～(5-44)に代入して整理すると、

$$\frac{d}{d\xi^*} (B^* U^*) = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} U^* \quad (5-51)$$

$$\frac{d}{d\xi^*} (B^* U^{*2}) = \frac{gDT}{U^2 T_\infty} \sqrt{\frac{2}{\beta}} \sin \theta \cdot B^* T^* \quad (5-52)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi^*} \cdot U^{*2} = \sqrt{\frac{2}{\beta}} \left(\frac{\sqrt{gD}}{U} \right)^2 \cos \theta \cdot T^* \quad (5-53)$$

また、式(5-50)の関係をエネルギー保存式(5-47)、(5-49)にも代入すると、火炎領域、熱気流領域に関する無次元式がそれぞれ次のように得られる。

$$\frac{d}{d\xi^*} (B^* U^* T^*) = 2\alpha (1 - \chi_R) \sqrt{\frac{1 + \beta}{\pi}} \left(\frac{\Delta H_F}{n\gamma \cdot c_p T_\infty} \right) \cdot U^* \quad (5-54)$$

$$B^*U^*T^* = (1 - \chi_R) \sqrt{\frac{1 + \beta}{\pi}} \frac{\dot{Q}'}{\rho_\infty c_p D U T} \quad (5-55)$$

ただし、この段階で、代表長さ D 、代表風速 U 、代表温度 T が具体的にどのような値をとるかは決まっていない。ここで、噴出気流の幅は気流軸高さ方向に比べて大きくは変化しないという経験的事実に基づき、代表長さ D を気流の開口部における噴出幅 $H - Z_N$ にとる。

$$D = H - Z_N \quad (5-56)$$

これを、運動方程式(5-52)、ならびにエネルギー保存式(5-55)にそれぞれ含まれる項が、

$$\frac{gDT}{U^2 T_\infty} = 1, \quad \frac{\dot{Q}'}{\rho_\infty c_p D U T} = 1 \quad (5-57)$$

となって次元を有さないように残りの代表値を決定すると、

$$U = g^{1/2} \left(\frac{\dot{Q}'}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2}} \right)^{1/3}, \quad T = \left\{ \frac{\dot{Q}'}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} (H - Z_N)^{3/2}} \right\}^{2/3} T_\infty \quad (5-58)$$

ところで、従来の研究より火災にまつわる多くの現象は、

$$Q^* = \frac{\dot{Q}'}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} (H - Z_N)^{3/2}} \left(= \frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} B (H - Z_N)^{3/2}} \right) \quad (5-59)$$

と表される無次元パラメータ Q^* により整理されることが知られている。これを用いれば、式(5-58)に表される代表値 U 、 T はそれぞれ次のように書き直される。

$$U = \{g(H - Z_N)\}^{1/2} Q^{*1/3}, \quad T = T_\infty Q^{*2/3} \quad (5-60)$$

結局、式(5-50)に示した各無次元数はそれぞれ、

$$\xi^* \equiv \frac{\xi}{H - Z_N}, \quad B^* \equiv \frac{b}{H - Z_N}, \quad U^* \equiv \frac{u_m}{\sqrt{g(H - Z_N)}} Q^{*-1/3}, \quad T^* \equiv \frac{\Delta T_m}{T_\infty} Q^{*-2/3} \quad (5-61)$$

と表され、これらを用いて基礎式(5-51)~(5-55)を再度整理すれば、開口噴出火炎・熱気流の性状を表す無次元式が次のように得られる。

$$\langle \text{質量} \rangle \quad \frac{d}{d\xi^*} (B^* U^*) = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} U^* \quad (5-62)$$

$$\langle \text{運動量} (\xi \text{ 成分}) \rangle \quad \frac{d}{d\xi^*} (B^* U^{*2}) = \sqrt{\frac{2}{\beta}} \sin \theta \cdot B^* T^* \quad (5-63)$$

$$\langle \text{運動量 (}\zeta \text{成分)} \rangle = \frac{d\theta}{d\xi^*} \cdot \frac{U^{*2} Q'^{*2/3}}{T^*} = \sqrt{\frac{2}{\beta}} \cos \theta \quad (5-64)$$

$$\langle \text{エネルギー (火炎)} \rangle = \frac{d}{d\xi^*} (B^* U^* T^*) = 2\alpha(1 - \chi_R) \sqrt{\frac{1+\beta}{\pi}} \left(\frac{\Delta H_F}{c_p T \cdot n \gamma} \right) \cdot U^* \quad (5-65)$$

$$\langle \text{エネルギー (熱気流)} \rangle = B^* U^* T^* = (1 - \chi_R) \sqrt{\frac{1+\beta}{\pi}} \quad (5-66)$$

5.3.5 次元解析による相似則の導出

最終的に得られた無次元方程式(5-62)～(5-66)には、無次元高さ ξ^* 、無次元半値幅 B^* 、無次元流速 U^* 、無次元温度上昇 T^* 、無次元発熱速度 Q'^* の5つの無次元数が含まれる。このうち、 Q'^* は熱源の状態によるものであり、噴出気流内で変化することはないが、残りの無次元数は基礎方程式を満足するように、相互に連動しながら値を変える。こうした無次元数間の関係、つまり相似な関係が分かれば、噴出気流性状の把握が可能となる。

一般に、噴出気流は熱源からの距離が離れるにしたがって拡散し、その範囲を拡大していくことから、上記の無次元数のうち、 B^* 、 U^* 、 T^* は、無次元軸上高さ ξ^* に応じて変化するものと考えられる。そこで、これらを ξ^* のべき乗関数として表すことにし、

$$B^* \propto (\xi^*)^l, \quad U^* \propto (\xi^*)^m, \quad T^* \propto (\xi^*)^n \quad (5-67)$$

ここで、乗数 l 、 m 、 n は実数とする。これを無次元化された基礎式に代入すれば、各式両辺の乗数は等しくなくてはならない。そこで、まず火炎領域について見ると、

$$\begin{cases} l+m-1=m \\ l+2m-1=l+n \\ l+m+n-1=m \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} l=1 \\ m=1/2 \\ n=0 \end{cases} \quad (5-68)$$

ただし、式(5-63)と(5-64)は同一の次元的关系を有するので、後者については記していない。

一方、熱気流領域に関しても全く同様の手順にしたがって次元的关系を導けば、

$$\begin{cases} l+m-1=m \\ l+2m-1=l+n \\ l+m+n=0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} l=1 \\ m=0 \\ n=-1 \end{cases} \quad (5-69)$$

結局、以上をまとめれば、噴出気流について次のような関係が成り立つことが予想される。

$$\text{火炎領域: } \begin{cases} B^* \propto \xi^* \\ U^* \propto \xi^{*1/2} \\ T^* = \text{const.} \end{cases} \quad \text{熱気流領域: } \begin{cases} B^* \propto \xi^* \\ U^* = \text{const.} \\ T^* \propto \xi^{*-1} \end{cases} \quad (5-70)$$

ただし、これらは無次元変数間の関係を導いたものであり、直感的には気流性状のどのような関係について述べているものなのかは分かりにくい。そこで、無次元数の定義式(5-61)を代入して、半値幅 b 、流速 u_m 、温度上昇 ΔT_m を有次元形に書き下すと、

$$\text{<半値幅>} \quad b \propto \xi \quad (5-71)$$

$$\text{<流速>} \quad \frac{u_m}{\sqrt{g(H-Z_N)}} \propto \begin{cases} Q'^{1/3} \left(\frac{\xi}{H-Z_N} \right)^{1/2} & (\text{火炎領域}) \\ Q'^{1/3} & (\text{熱気流領域}) \end{cases} \quad (5-72)$$

$$\text{<温度上昇>} \quad \frac{\Delta T_m}{T_\infty} \propto \begin{cases} Q'^{2/3} & (\text{火炎領域}) \\ Q'^{2/3} \left(\frac{\xi}{H-Z_N} \right)^{-1} & (\text{熱気流領域}) \end{cases} \quad (5-73)$$

この関係を概念的に表したものが図 5-14 になる。まず、半値幅 b は火炎領域、熱気流領域を通じて軸上高さ ξ に比例して増加する。軸上流速 u_m は、火炎領域で ξ の 1/2 乗に比例して増加するのに対して、熱気流領域では一定値をとる。また、温度上昇 ΔT_m は、火炎領域で一定値をとり、熱気流領域では ξ に反比例して減少するとの予測になる。

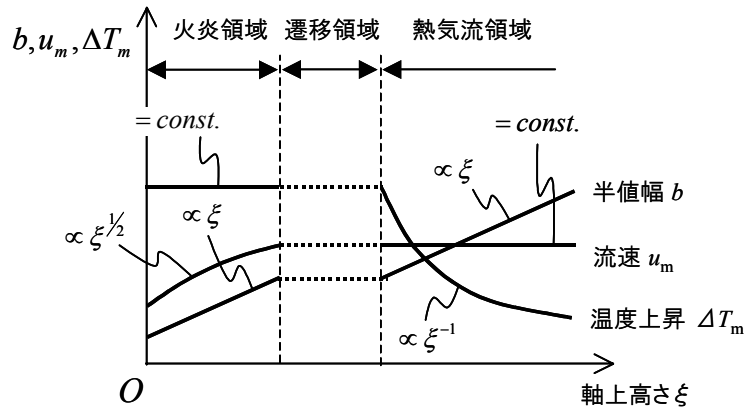


図 5-14 次元解析により予測される相似関係

5.3.6 相似則の検証

ここまでに、半値幅 b 、流速 u_m 、温度上昇 ΔT_m に関する相似則を導いた。ここでは実験結果を用いてこれらの検証を行うが、このうち、 u_m については噴出気流の流速が測定されていないので、 b 、 ΔT_m についてのみ検討を加えることにする。

(1) 気流軸上の温度上昇

まず、気流軸上の温度上昇について考える。図 5-15 は式(5-73)の関係を適用した結果であり、

横軸に無次元軸上高さ $\xi/(H-Z_N)$, 縦軸に無次元温度上昇 $\Delta T_m/T_\infty \cdot Q^{*-2/3}$ をとってある。ただし, 無次元発熱速度 Q^* の算出には, 区画内だけでなく区画外での燃焼分も含めた発熱速度 $\dot{Q}$ が必要となるが, ここでは[注]に示す方法によった。

図 5-15 によると, 無次元温度上昇は噴出面近くで最も高く, ほぼ一定値をとっている。その後, 噴出面から離れるにしたがって ξ^{-1} に比例した温度減衰が起こっている。これは式(5-73)に示した予測に一致する結果であり, ばらつきはあるものの開口噴出気流の温度性状を概ね整理できているものと考えられる。整理された実験結果に対し, 安全側に包絡線を引くと, 噴出気流の温度を予測する式が次のように得られる。

$$\frac{\Delta T_m}{T_\infty} = \begin{cases} 2.0Q^{*2/3} & (\text{火炎域} : \frac{\xi}{H-Z_N} \leq 0.64) \\ 1.6Q^{*2/3} \left(\frac{\xi}{H-Z_N} \right)^{-1/2} & (\text{遷移域} : 0.64 < \frac{\xi}{H-Z_N} \leq 2.44) \\ 2.5Q^{*2/3} \left(\frac{\xi}{H-Z_N} \right)^{-1} & (\text{熱気流域} : 2.44 < \frac{\xi}{H-Z_N}) \end{cases} \quad (5-74)$$

ところで, 本モデルで仮定した 2 次元的な噴出気流は, 相似則を導くために理想化されたものであった。一方で実際の熱気流は, 上昇するにしたがって周囲の空気を巻き込み, 次第に 3 次元的な特徴を獲得し始める。このため, 本モデルの予測と実験値が, 熱源から離れるほど一致しなくなることも考えられた。噴出気流が 3 次元的な分布になると, 2 次元的な気流に比べて周囲空気を連行する面積が増え, より希釈されやすくなることから, この場合の温度減衰勾配は ξ^{-1} よりも急となるはずである。ただし, 図 5-15 を見る限りはこうした変化は表れておら

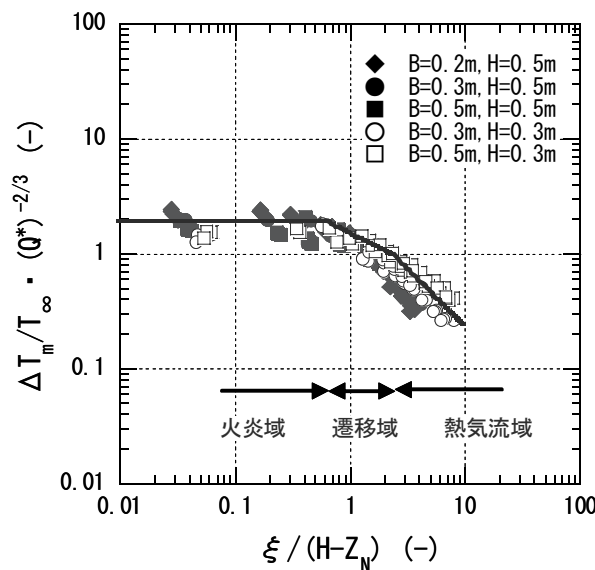


図 5-15 気流軸上の温度上昇

ず、噴出気流を2次元的にモデル化することの妥当性が確認できる。なお、噴出気流が3次元的な分布にならない理由には、開口上部の壁によって空気の巻き込みが制限されることや、気流の拡散が物理的に制限されることなどが考えられる。

(2) 横井モデルとの比較

次に、上式(5-74)による予測と、横井による提案式(5-2)による予測が、定量的にどの程度異なるのか比較を行う。予測対象には、5通りあった開口条件ごとに、給気のない場合と最も大きな場合の2条件、計10条件を選んだ。図5-16～5-20がその結果になる。両予測式(5-2)、(5-74)が導かれる際には、安全側、すなわち温度上昇を過大に見積もるように係数が調整されていたことから、いずれの予測結果も全般的に実験結果より高い値を算出している。

本モデルと横井モデルの定式上の最も大きな違いは、実験結果を整理するための無次元パラメータにある。本モデルでは帯状熱源を想定した Q^* 、横井モデルでは点熱源を想定した Θ を採用している。それぞれの予測式(5-2)、(5-74)からも明らかのように、温度性状はこれら無次元

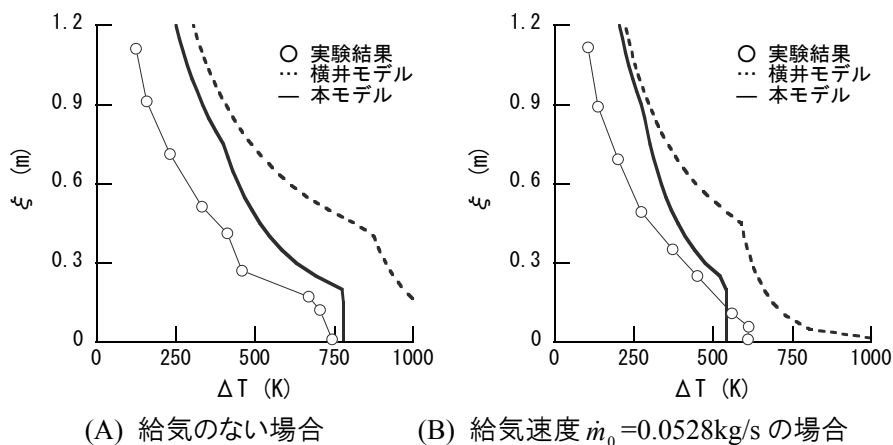


図 5-16 $B=0.2\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合の実験結果との比較

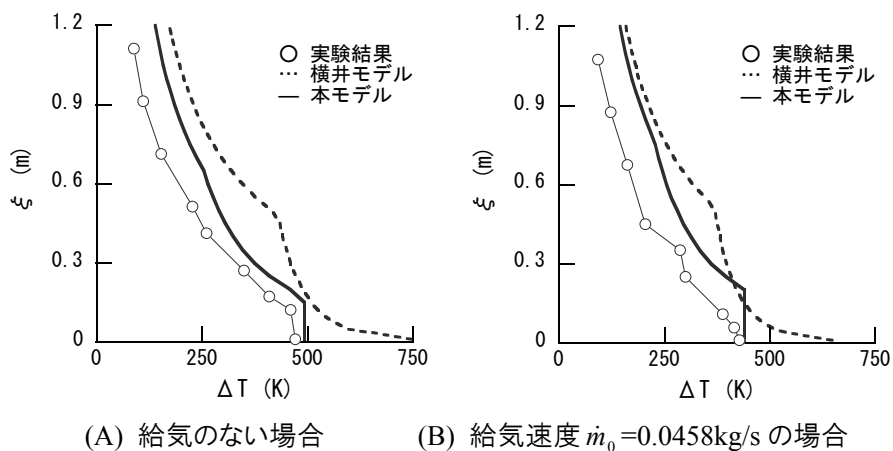
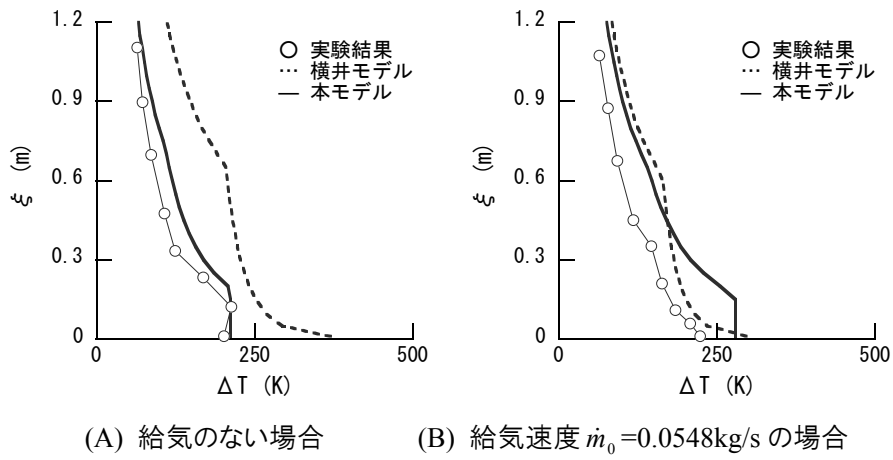
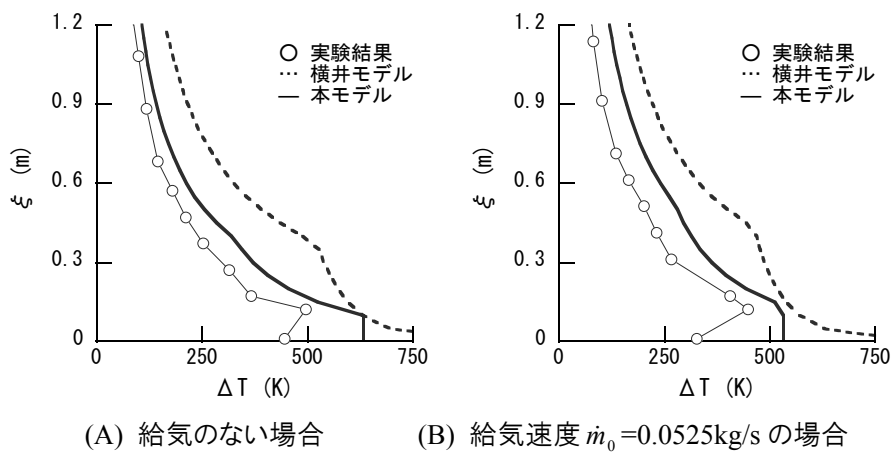
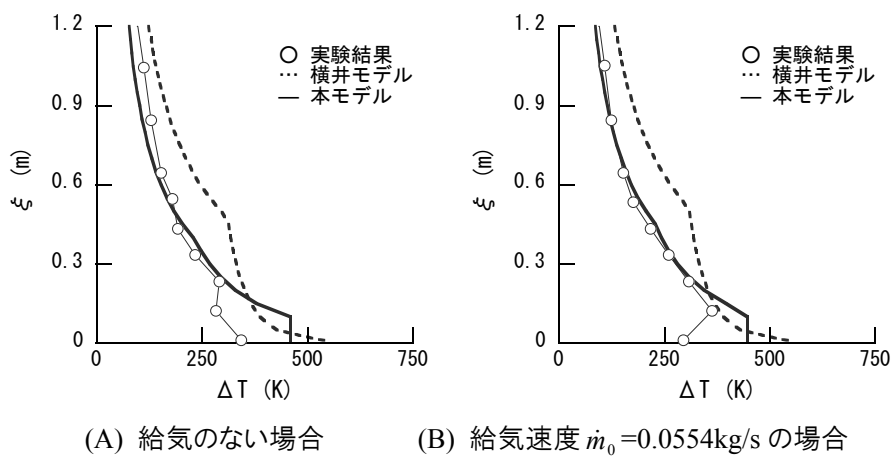


図 5-17 $B=0.3\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合の実験結果との比較

図 5-18 $B=0.5\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合の実験結果との比較図 5-19 $B=0.3\text{m}$, $H=0.3\text{m}$ の場合の実験結果との比較図 5-20 $B=0.5\text{m}$, $H=0.3\text{m}$ の場合の実験結果との比較

数のべき乗関数として表されるから、予測された温度減衰の様子はモデルを比較する際の指標となる。噴出面から離れた位置での減衰の様子は両モデルの間に大差はないが、横井モデルでは噴出面近傍で急激な温度減衰が起こる予測となっており、実験結果との乖離が大きくなっている。これはべき乗関数の乗数に起因するものであるが、横井モデルではこれを経験的に決定している。対して、本モデルで採用した乗数は物理的な根拠の下に導かれたものであり、実験結果に一致するように調整したものではない。

(3) 温度上昇の半値幅

続いて、温度上昇の半値幅 b_T について考える。式(5-71)によると、 b_T は火炎領域、熱気流領

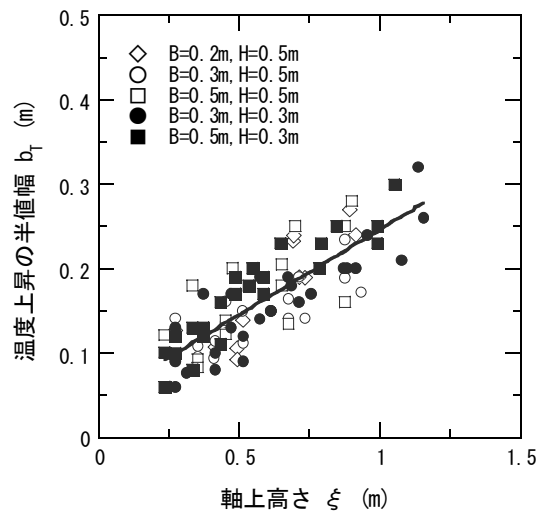


図 5-21 温度上昇の半値幅(開放側)

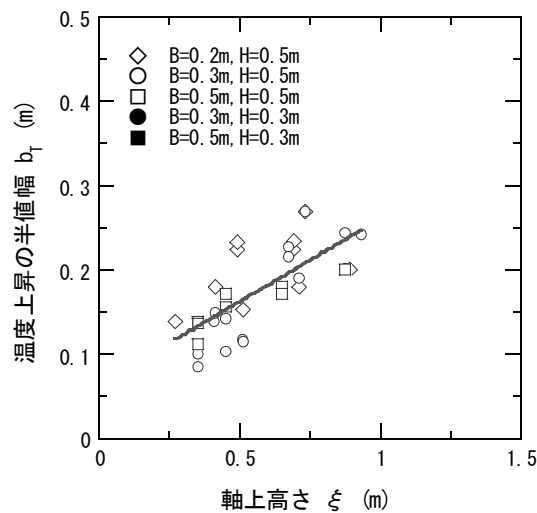


図 5-22 温度上昇の半値幅(壁側)

域によらず、いずれも軸上高さ ξ に比例して拡大することが予測されている。しかし、主に火炎領域に該当すると考えられる開口部近傍の温度測定値は、区画内ガスからの輻射等の影響を強く受けており、半値幅 b_T を判別することができなかった。そこで今回は、開口上端位置から z 軸方向に0.2m以上離れた領域を検討対象とすることとした。このため、ここで得られた結果は、熱気流領域における半値幅 b_T が過半となる。

気流軸に対して開放側の b_T を図5-21に、反対側の壁側の b_T を図5-22に示す。温度測定点の間隔が粗いために測定結果にはばらつきがあるものの、半値幅 b_T と軸上高さ ξ の間には線形的な相関関係がうかがわれる。ただし、壁面側の半値幅 b_T に関するプロットが少ないのは、気流軸が壁面側に引き寄せられた場合に b_T 自体が存在しなかったためである。したがって、気流軸と壁面の干渉が顕著に現れる条件については図5-22に含まれていない。ここで、両プロットに対して回帰直線を求めると、それぞれ、

$$\text{＜開放側＞} \quad b_T = 0.04 + 0.20\xi \quad (r=0.82) \quad (5-75)$$

$$\text{＜壁面側＞} \quad b_T = 0.06 + 0.20\xi \quad (r=0.73) \quad (5-76)$$

となり、ほぼ同一の直線が得られた。このことから、気流軸が壁面側へ引き寄せられることのないような条件においては、温度上昇値が気流軸に対してほぼ対称な分布となっているものと考えられる。

式(5-75)、(5-76)より、軸上高さ ξ に対する温度上昇の半値幅 b_T の大きさの比は1/5程度であるが、過去に行われた実験では約1/5[3]、約1/3~1/4[6]との結果が得られている。これに対して、水平面上に設置された火源の上方に形成される熱気流の場合には、これが1/10程度[13]となることから、開口噴出気流の気流域の拡大は鉛直気流のそれに比べて早いことがうかがえる。

5.4 開口噴出火炎・熱気流の軌跡

開口部から水平方向に噴出した気流は、浮力によって軌跡を上方へと変えていく。噴出してから間もなくは、この浮力が支配的な要因となって軌跡が変化する。その後、気流がほぼ鉛直上方に向かって上昇するようになると、気流と開口部上方にある壁面との干渉が始まり、条件によっては気流軸が壁面側に引き寄せられるようになる。これは噴出気流の壁面側と開放側の間の圧力差が発生することに起因する[14~16]。ここでは、まずこの圧力差のモデル化を行い、次にこの関係を用いて軌跡を与える相似則を導く。

5.4.1 噴出気流の壁面側と開放側の間に生じる圧力差

壁面と噴出気流を鉛直下方（ $-z$ 方向）に向かって見た様子を模式的に描いたものを図5-23に示す。ここで、 z 軸方向に薄い層を考え、この層の xy 平面における長形状の噴出気流域 $abcd$ 、噴出気流と壁との間の領域 $a'b'c'd'$ （以下、壁面領域）、さらにそれ以外の領域（以下、周辺領

域)をそれぞれ検査体積とみなす．噴出気流は鉛直上方(+z方向)に周囲の空気を連行しながら上昇するが、これが領域間の圧力差によるものと考え、噴出気流域abcdの圧力 p_m は他の領域の圧力 $p_{\infty,W}$ (壁面領域)、 p_∞ (周辺領域)より小さいと考えることができるので、

$$p_m < p_{\infty,W}, \quad p_m < p_\infty \quad (5-77)$$

ただし、噴出気流の壁面側では空気の連行が制限される場合があるのに対し、反対側ではこうした制限がないので、 $p_{\infty,W}$ が p_∞ より大きくなることは考えられず、

$$p_m < p_{\infty,W} \leq p_\infty \quad (5-78)$$

すなわち、気流軸が壁面側に引き寄せられる原因は、 $p_{\infty,W}$ と p_∞ の差、

$$\Delta p = p_\infty - p_{\infty,W} \quad (5-79)$$

によるものと考えることができる．

気流軸の軌跡がどのように変化するかを予測するには、圧力差 Δp を定量的に評価する必要がある．そこで、領域間の質量の移動について考えることとし、まず3つの領域の間の圧力差が、領域の境界を通過する気流の運動量に等しいものとみなすと、

$$p_\infty - p_m = \frac{1}{2} \rho U_E^2, \quad p_{\infty,W} - p_m = \frac{1}{2} \rho U_{E,W}^2, \quad p_\infty - p_{\infty,W} = \frac{1}{2} \rho V_{E,W}^2 \quad (5-80)$$

ただし、 U_E は周辺領域から気流領域への流速、 $U_{E,W}$ は壁面領域から気流領域への流速、 $V_{E,W}$ は周辺領域から壁面領域への流速である．ここで、第1式から第2、3式を引くと、各式の圧力項が消去されて次式を得る．

$$U_E^2 = U_{E,W}^2 + V_{E,W}^2 \quad (5-81)$$

ここで、周辺領域から気流領域への空気の連行速度 U_E は、壁面の影響を受けておらず、熱気流

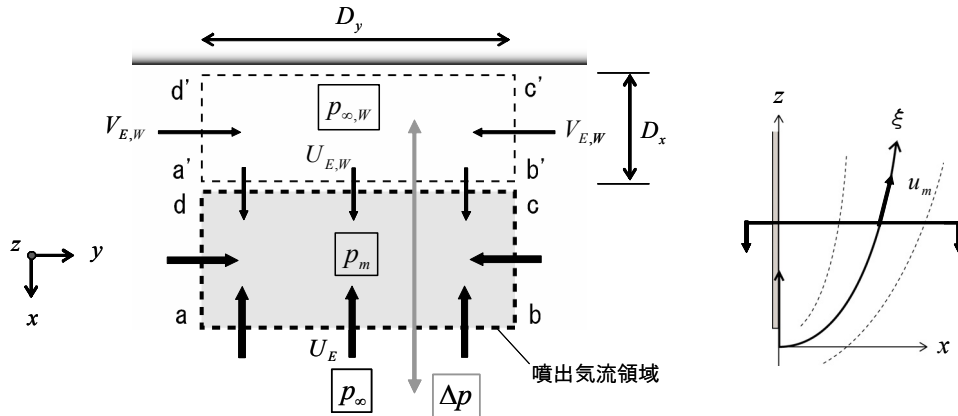


図 5-23 開口上部壁面と噴出気流との間に生じる圧力差

解析の常套的な考察に基づいて軸上流速 u_m に比例するものとする[12].

$$U_E = \alpha u_m \quad (5-82)$$

これを代入すると、式(5-81)は次のように変形できる.

$$(\alpha u_m)^2 = U_{E,W}^2 + V_{E,W}^2 \quad (5-83)$$

ところで、壁面検査領域 $a'b'c'd'$ において高さ (z 軸) 方向の質量移動がないものとする、領域内の質量収支は次のように表される.

$$D_y U_{E,W} = 2D_x V_{E,W} \quad (5-84)$$

ただし、 D_x , D_y はそれぞれ壁面領域の x 軸と y 軸方向の幅である. ここで、式(5-83), (5-84)を連立して解くと、壁面領域 $a'b'c'd'$ の境界流速が,

$$U_{E,W} = \frac{\alpha u_m}{\sqrt{1 + (D_y/2D_x)^2}}, \quad V_{E,W} = \frac{\alpha u_m}{\sqrt{1 + (2D_x/D_y)^2}} \quad (5-85)$$

これは、壁面領域のアスペクト比により境界流速 $U_{E,W}$, $V_{E,W}$ が変化することを表している. すなわち、 $D_x \ll D_y$ の場合には、境界 $a'd'$ ならびに $b'c'$ を通過する空気量が制限されるので、 $U_{E,W} \ll V_{E,W}$ となる. 逆に、 $D_x \gg D_y$ の場合には境界 $a'b'$ を通過する空気量が制限されるので、 $U_{E,W} \gg V_{E,W}$ となる.

結局、式(5-85)の境界流速 $V_{E,W}$ を式(5-79), (5-80)に代入すれば、式(5-79)より、

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho_\infty (\alpha u_m)^2 \cdot \left[\frac{1}{1 + (2D_x/D_y)^2} \right] \quad (5-86)$$

ただし、式中の D_x は気流軸と壁面の離隔距離なので、

$$D_x \cong x \quad (5-87)$$

また、噴出気流の気流軸に対して直角な方向への広がり小さいことから、

$$D_y \cong B \quad (5-88)$$

ただし、 B は開口幅である. これらを式(5-86)に代入すると、 Δp は次のように書き直すことができる.

$$\Delta p \cong \frac{1}{2} \rho_\infty (\alpha u_m)^2 \cdot \left[\frac{1}{1 + (2x/B)^2} \right] \quad (5-89)$$

これによると、 $x \gg B$ の場合には $\Delta p \rightarrow 0$ となることで気流を引き寄せる力は生じない. これは気流軸が壁面から十分離れている状況に相当する. ただし、離隔距離 x に対して開口幅 B が大

きくなると圧力差 Δp も大きくなり、気流軸を引き寄せる力が生じる。式(5-89)のこうした特徴は、いずれも模型実験で観察される噴出気流性状の傾向と一致する。

5.4.2 気流軸の軌跡の相似則

ここでは、気流軸の軌跡を適当な関数で近似し、そこに含まれる係数を圧力差 Δp を用いてモデル化する。ただし、実験で観察された気流軸は、壁面側に引き寄せられて付着するものと、付着を起こさずに壁面とほぼ平行に上昇するものとに分けられる。そこで、場合分けを行い、これらを別々の関数で近似する。

(1) 軌跡式の仮定

まず、壁面の影響を受けて付着する噴出気流の軌跡は、次の $n+2$ 次関数で近似する。

$$\frac{x}{L_x} = \begin{cases} c_{n+2} \left(\frac{z}{L_z} \right)^{n+2} + c_{n+1} \left(\frac{z}{L_z} \right)^{n+1} + c_n \left(\frac{z}{L_z} \right)^n + c_0 & (0 \leq z < L_z) \\ 0 & (L_z \leq z) \end{cases} \quad (5-90)$$

ここで、 $c_0 \sim c_{n+2}$ は係数、 L_x は軌跡の x 軸方向への最大離隔距離、 L_z は付着点高さであり、付着点を過ぎると気流は壁面に沿って上昇するものと考えている (図 5-24)。ただし、気流の噴出点ならびに付着点における境界条件は、

$$\left. \begin{aligned} z=0: & \quad x=0 \\ z=L_z: & \quad x=0, \frac{\partial x}{\partial z}=0 \end{aligned} \right\} \quad (5-91)$$

なので、軌跡式(5-90)をこの境界条件に適用して係数を決定すると、

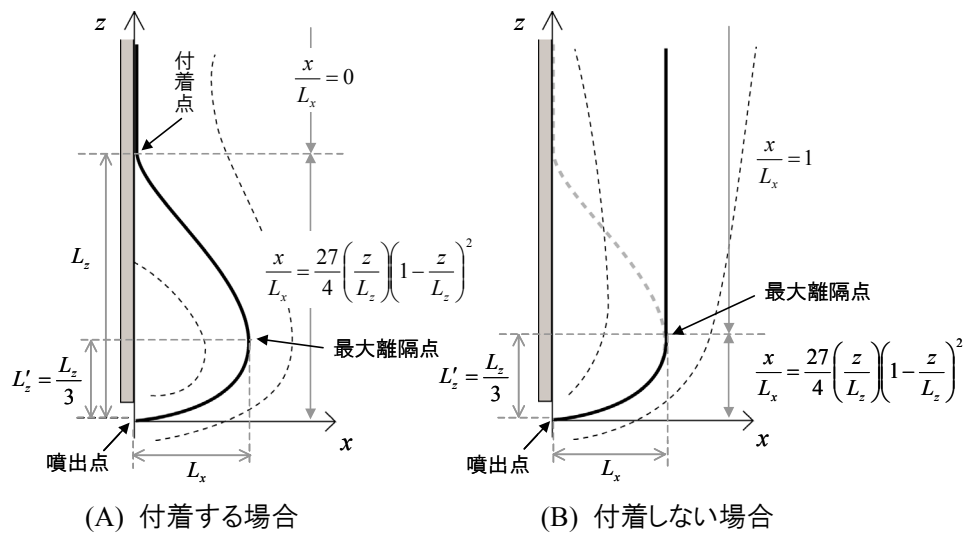


図 5-24 気流軸の軌跡

$$\frac{x}{L_x} = \begin{cases} c \left(\frac{z}{L_z} \right)^n \left(1 - \frac{z}{L_z} \right)^2 & (0 \leq z < L_z) \\ 0 & (L_z \leq z) \end{cases} \quad (5-92)$$

ただし、係数 c_{n+2} は c と置きなおした。ところで、 $0 \leq z < L_z$ において軌跡の勾配は、

$$\frac{\partial x}{\partial z} = c(n+2) \frac{L_x}{L_z} \left(\frac{z}{L_z} \right)^{n-1} \left(1 - \frac{z}{L_z} \right) \left(\frac{n}{n+2} - \frac{z}{L_z} \right) \quad (5-93)$$

と表されるから、 $\partial x / \partial z = 0$ となるのは、付着点の $z = L_z$ と、 x 軸方向の流速が 0 となる最大離隔点の $z = n/(n+2) \cdot L_z$ となる。そこで、最大離隔点の高さ L'_z を、

$$L'_z = \frac{n}{n+2} L_z \quad (5-94)$$

とおくと、 L'_z は係数 n によって変化することがわかる。すなわち、 n が小さければ最大離隔点は L_z に対して低くに位置し、逆に n が大きければ L_z に対して高くに位置することになる。

ここでは、軌跡式が実験結果を最も良く再現するように n を調整することにする。表 5-1 に示すように、全 20 条件の実験のうち、気流軸の付着が起こったのは 9 条件であり、さらにその中の、7 条件について最大離隔点高さ L'_z と付着点高さ L_z を確認することができた。図 5-25 はこの関係を示したものである。温度測定点の間隔が粗かったこともあり、ばらつきが大きいものの、ここではこれを参照して $n=1$ とおくことにする。すなわち、気流軸の軌跡を 3 次関数で近似する。このとき、最大離隔点高さ L'_z は、

$$L'_z = \frac{L_z}{3} \quad (5-95)$$

なお、この関係 ($z = L_z/3$ において、 $x = L_x$) を式(5-93)に代入すると、係数 c の値が、

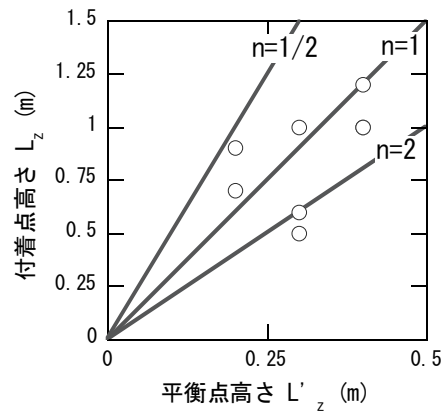


図 5-25 最大離隔点高さ L'_z と付着点高さ L_z

$$c = \frac{27}{4} \quad (5-96)$$

と決定されるから、結局、付着を起こす気流軸の軌跡は次式のように表される。

$$\frac{x}{L_x} = \begin{cases} \frac{27}{4} \left(\frac{z}{L_z} \right) \left(1 - \frac{z}{L_z} \right)^2 & (0 \leq z < L_z) \\ 0 & (L_z \leq z) \end{cases} \quad (5-97)$$

次に、気流軸が付着しない場合について考える。まず、最大離隔距離 L_x に至るまでは、付着気流と同じ機構により気流軸の湾曲が起こっているものと考え、式(5-97)の付着気流と同じ軌跡を与える。それ以降は、付着気流であれば圧力差 Δp により壁側に引き寄せられるが、付着しない場合にはこうした力が働かず、また、噴出時の水平方向運動量は最大離隔点までに圧力によってなされた仕事と釣り合って 0 になっているものと考え、 z 軸と平行に噴出気流が上昇するものと仮定する。このとき、気流軸の軌跡は次のように表すことができる。

$$\frac{x}{L_x} = \begin{cases} \frac{27}{4} \left(\frac{z}{L_z} \right) \left(1 - \frac{z}{L_z} \right)^2 & (0 \leq z < L'_z) \\ 1 & (L'_z \leq z) \end{cases} \quad (5-98)$$

なお、この段階で式(5-97)、(5-98)は、境界条件を満たすように式の構成を調整しただけであり、それ以外はなんら物理的な意味を持たない。そこで、式に含まれる L_x 、および L_z が噴出気流の運動量保存式を満たすように決定する。

(2) 最大離隔距離と付着点高さ

ここでは簡単のため、噴出気流がほぼ鉛直上方に向かって上昇する場合を想定する。このとき、噴出気流の x 軸方向の運動量は、主に圧力勾配に基づく力が加わることにより減少することから、噴出気流の運動量の収支は次のように表される。

$$\frac{d}{dx} (bu_m^2) = -\frac{\Delta p}{\rho_\infty} \quad (5-99)$$

ここに、式(5-89)の Δp を代入すると、

$$\frac{d}{dx} (bu_m^2) = -\frac{(\alpha u_m)^2}{2} \cdot \left[\frac{1}{1 + (2x/B)^2} \right] \quad (5-100)$$

ところで、図 5-24 を見ると分かるように、最大離隔位置 L_x は噴出気流の x 軸方向への流速が 0 となる位置である。言い換えると、噴出時の水平方向運動量 ($\propto u_0^2 (H - Z_N)$) と圧力によりなされる仕事が釣り合う位置でもある。このことを考慮して、式(5-100)を積分すると、

$$u_0^2 \cdot (H - Z_N) \propto \int_0^{L_x} \frac{1}{2} \cdot \frac{(\alpha u_m)^2}{1 + (2x/B)^2} dx \quad (5-101)$$

ただし、 u_0 は開口面における最大噴出速度である。このとき、前 5.3 節で導いた関係式(5-72)より、熱気流領域における軸上流速 u_m は、

$$u_m \propto \sqrt{g(H - Z_N)} Q'^{1/3} \quad (5-102)$$

と表せる。これを式(5-101)に代入すると、 u_m は x に依存しないので積分の外に出すことができ、

$$u_0^2 \propto g Q'^{2/3} \int_0^{L_x} \frac{dx}{1 + (2x/B)^2} \quad (5-103)$$

ここで、右辺に含まれる積分は、

$$\int_0^{L_x} \frac{dx}{1 + (2x/B)^2} = \frac{B}{2} \tan^{-1} \left(\frac{2L_x}{B} \right) \quad (5-104)$$

と展開できる点に注意すると、最大離隔距離係数 L_x は a 、 b を係数として、

$$L_x = B \tan(aF^* + b) \quad (5-105)$$

ここで、 F^* は次式で定義される無次元数である。

$$F^* \equiv \left(\frac{u_0}{\sqrt{gB}} \right)^2 \left\{ \frac{\dot{Q}'}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} (H - Z_N)^{3/2}} \right\}^{-2/3} \quad (5-106)$$

ただし、 $\dot{Q}'$ は単位長さあたりの発熱速度 $\dot{Q}/B$ である。式(5-105)によると、最大離隔距離 L_x は F^* に伴って線形的に大きくなることを示している。ここで、 $\tan$ 関数内の変数は $0 \sim \pi/2$ の範囲で定義されるため、係数 a 、 b はそれに合わせて調整する必要があるが、今回の実験では条件が限られており、ここから任意の火災状況に対して安定な a 、 b を求めることは難しい。そこで、式(5-105)は変数間でとるべき次元関係を示しているものと捉え、 L_x を次式のように表すことにする。

$$L_x \sim B(aF^* + b) \quad (5-107)$$

ところで、式(5-72)より軸上流速 u_m は熱気流領域において一定とみなせることから、最大離隔点の z 軸方向への高さ L'_z は、その x 軸方向への距離 L_x に概ね比例するものと考えられる。

$$L'_z \propto L_x \quad (5-108)$$

また、式(5-95)に示したように、 L'_z が付着点の高さ L_z に比例するのであれば、 L_z は、

$$L_z \propto L_x \quad (5-109)$$

となり，結局， L_z についても式(5-107)と同様な形式で次のように表すことが出来る．

$$L_z \sim B(a'F^* + b') \quad (5-110)$$

5.4.3 相似則の検証

(1) 最大離隔距離・付着点高さの比較

図 5-26 は式(5-107)，(5-110)に表した無次元パラメータ F^* と最大離隔点距離 L_x ，ならびに F^* と付着点高さ L_z の関係を示したものである．ただし，噴出気流が壁面に付着した 9 条件は黒抜きのプロットで表している．これらに対して回帰直線を引くと， L_x および L_z に関する回帰式がそれぞれ次式のように得られる．

$$\frac{L_x}{B} = 0.033F^* + 0.32 \quad (r=0.96) \quad (5-111)$$

$$\frac{L_z}{B} = 0.33F^* + 0.77 \quad (r=0.93) \quad (5-112)$$

なお，気流軸の軌跡を計算するには，あらかじめ気流が壁面に付着するの否かを判断し，採用すべき計算式を式(5-97)，(5-98)の中から選んでおく必要がある．ここで，式(5-89)を見ると，気流軸を引き寄せる圧力差 Δp の大小は，気流軸と壁面の離隔距離 x と気流幅 B の比 x/B で決まることが分かる．ここでは， x の代わりに最大離隔点距離 L_x をとって， L_x/B を判別条件とすると，図 5-26 より次のような付着条件が読み取れる．

$$\frac{L_x}{B} < 0.7 \quad (5-113)$$

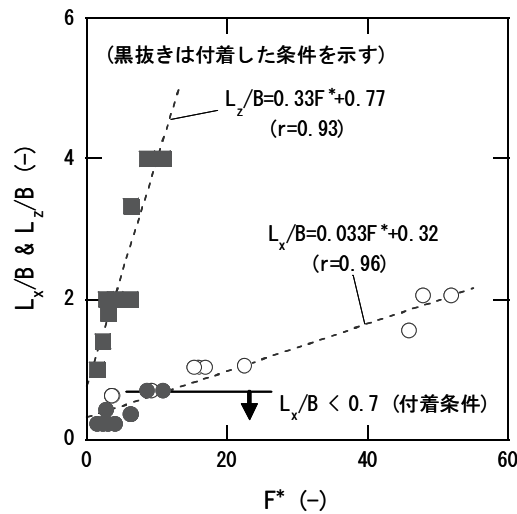
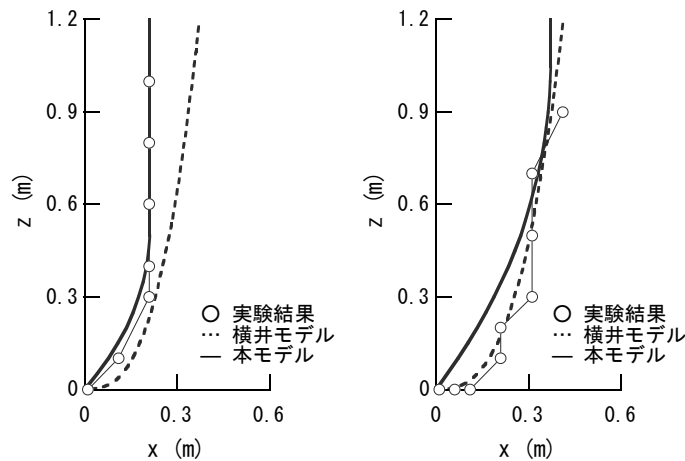


図 5-26 無次元数 F^* と最大離隔点距離 L_x および付着点高さ L_z の関係

(2) 横井モデルとの比較

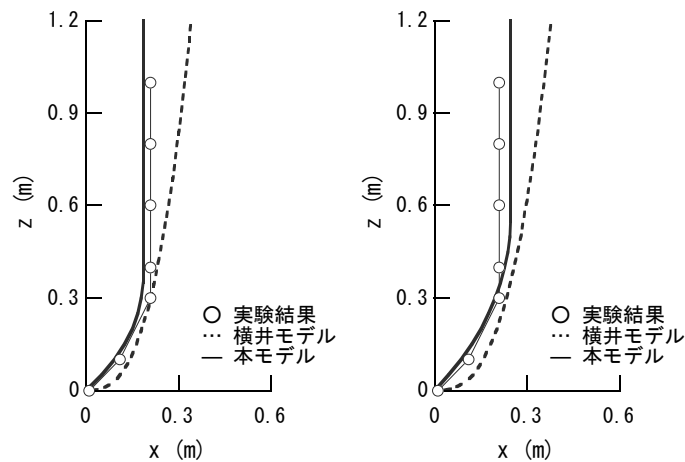
次に、気流軸の軌跡の式(5-97)、(5-98)による予測と、横井による提案式(5-3)による予測が、定量的にどの程度異なるのか比較を行う。予測対象には、温度上昇の比較の場合と同様、5通りあった開口条件ごとに、給気のない場合と、最も給気速度の大きい場合の2条件、計10条件を選んだ。図5-27～5-31がその結果になる。

本モデルによる予測結果は、実験結果と全般的によく一致している。まず、付着の起こらなかった図5-27、5-28を見ると、最大離隔点の距離 L_x を良好によく予測できており、モデルの有効性を確認できる。ただし、軌跡を3次関数で近似したため、最大離隔点の高さ L'_z が大きい図5-27(B)では、 z 方向に軌跡が引き伸ばされたような形になっており、噴出面近くでの精度は低下する結果となった。



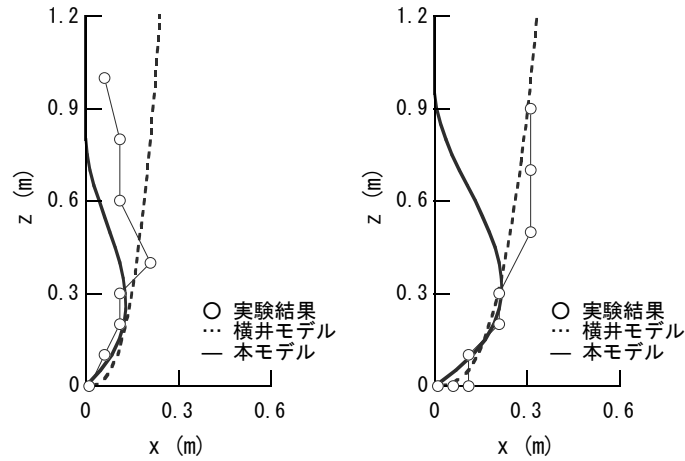
(A) 給気のない場合 (B) 給気速度 $\dot{m}_0 = 0.0528 \text{ kg/s}$ の場合

図 5-27 $B=0.2\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合の実験結果との比較



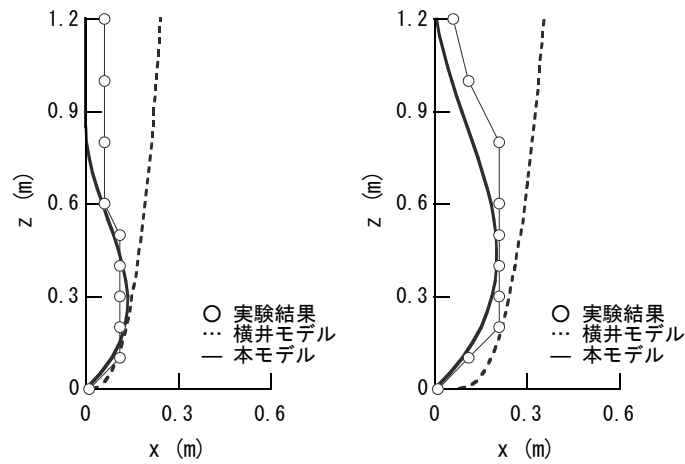
(A) 給気のない場合 (B) 給気速度 $\dot{m}_0 = 0.0458 \text{ kg/s}$ の場合

図 5-28 $B=0.3\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合の実験結果との比較



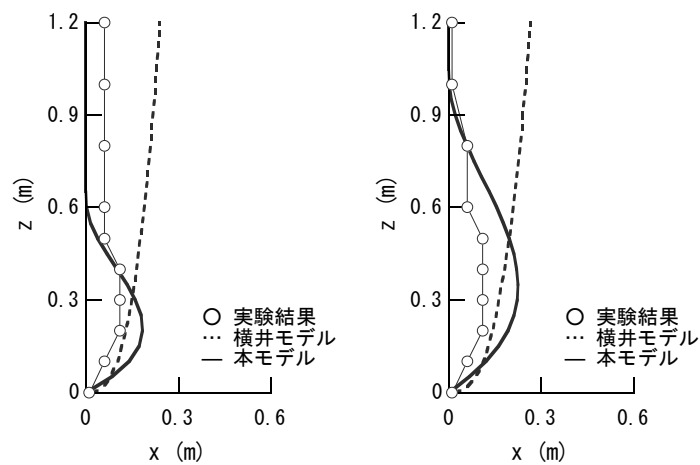
(A) 給気のない場合 (B) 給気速度 $\dot{m}_0=0.0548\text{kg/s}$ の場合

図 5-29 $B=0.5\text{m}$, $H=0.5\text{m}$ の場合の実験結果との比較



(A) 給気のない場合 (B) 給気速度 $\dot{m}_0=0.0525\text{kg/s}$ の場合

図 5-30 $B=0.3\text{m}$, $H=0.3\text{m}$ の場合の実験結果との比較



(A) 給気のない場合 (B) 給気速度 $\dot{m}_0=0.0554\text{kg/s}$ の場合

図 5-31 $B=0.5\text{m}$, $H=0.3\text{m}$ の場合の実験結果との比較

付着の起こった図 5-29～5-31 についても、最大離隔点距離 L_x 、付着点高さ L_z を工学的利用の観点からは妥当な精度で予測できているものと考えられる。ただし、図 5-29(B)では付着判定を誤り、噴出気流が壁面に付着するとの仮定の下で軌跡の計算を行ったため、実験結果とは大きく異なる予測となった。これは、実験条件の数が少なかったために係数の調整が十分に行われていないことが原因と考えられ、今後の追加的な検討が必要である。

一方、横井モデルによる予測では、実験結果に比べ、全体的により遠方に噴出気流が運ばれる結果となった。横井モデルは、開口部上方に壁がない自由空間へ噴出する熱気流に関するものであり、モデルで使用される変数が実質的に中性帯高さ $(H - Z_N)$ だけであるため、気流軸の付着は予測できなかった。

5.5 まとめ

本章では、開口噴出火炎・熱気流による火災拡大の予測手法を構築するため、模型実験を行い、この結果を新たに導いた相似則で整理した。

市街地における火災では、破損した開口からの市街地風の流入などにより、可燃物の燃焼促進や、火災室内の圧力上昇がもたらされ、開口部からの高温ガスの噴出が激しくなることが予想される。そこで 5.2 節では、給気した火災室より噴出する気流に関する区画模型実験を行い、この結果についてまとめた。本実験条件の下では、噴出気流の温度性状に対する給気の影響は顕著には現れなかった。ただし、区画内の圧力が上昇し、噴出時の運動量が付与されたことで、給気をした場合の気流は、一様に遠方へ運ばれる結果が得られた。

次いで、5.3 節では、噴出気流の温度上昇を予測するための相似則を導いた。その際、実験の観察結果を考慮して、噴出面の形状は帯型に近似することとし、開口幅方向の分布は無視した。また、内部の発熱の有無を考慮することで、噴出気流を火炎領域と熱気流領域に分けたモデル化を行った。この結果、火炎領域では軸上高さ ξ によらず一定、熱気流領域では ξ^{-1} に比例して温度上昇が変化するとの予測が導かれた。これを実験結果に適用したところ、概ね妥当な範囲で結果を整理することができた。

最後に、5.4 節では、噴出気流と開口部上方壁面の干渉を考慮した気流軸の軌跡を求めた。まず、噴出気流を壁面側へと引き寄せる圧力差 Δp のモデル化を行った。これによると、 Δp の大きさは、噴出気流と壁面の離隔距離 x と開口幅 B の大小関係に左右されることが分かった。すなわち、 x が B に比べて大きい場合には Δp は小さくなり、逆に、 x が B に比べて小さい場合には Δp が大きくなる結果となった。この結果を気流の運動量収支式に代入することで、噴出気流の軌跡を予測する式を導いた。これを実験結果に適用した結果、付着の有無を含めた軌跡の変化を良好に予測することができた。

<注>

噴出気流の保有熱量 $\dot{Q}$ の計算は、次のような手順によった。まず、区画内部が定常的な燃焼状態にある場合、熱量の収支は次のように表される。

$$\Delta H_F \dot{m}_F = \dot{Q}_W + \dot{Q}_D + \dot{Q}_V + \dot{Q}_F \quad (\text{A1})$$

ここで、 ΔH_F は燃料の燃焼熱、 $\dot{m}_F$ は燃料の供給速度、 $\dot{Q}_W$ は壁への失熱速度、 $\dot{Q}_D$ は開口を経由した輻射失熱速度、 $\dot{Q}_V$ は換気によって区画外へ放出される熱量、 $\dot{Q}_F$ は区画外での未燃ガスの発熱分である。この場合、 $\dot{Q}$ は右辺第3項と第4項の和 $\dot{Q}_V + \dot{Q}_F$ となることから、

$$\dot{Q} = \dot{Q}_V + \dot{Q}_F = \Delta H_F \dot{m}_F - (\dot{Q}_W + \dot{Q}_D) \quad (\text{A2})$$

このうち、右辺括弧内の $\dot{Q}_W$ については、区画内ガスから壁面への失熱速度が、壁内部を熱伝導によって伝わって単位時間当たりに外部に放出される熱量に等しいと考え、

$$\dot{Q}_W = \left\{ \frac{k}{l} (T - T_\infty) \right\} A_W \quad (\text{A3})$$

ただし、 k は部材の熱伝導率、 l は部材の厚み、 A_W は壁の表面積である。また、壁の内側表面温度には火災室ガスの平均温度 T を与え、外側表面温度には外気温 T_∞ を与えた。

一方、 $\dot{Q}_D$ については、火災室ガスを黒体とみなして、

$$\dot{Q}_D = \left\{ \sigma (T^4 - T_\infty^4) \right\} A_D \quad (\text{A3})$$

ここで、 σ はステファン・ボルツマン定数、 A_D は開口の表面積である。

<主な記号>

英字

- A (A_D) : 開口面積 (m^2)
- A_W : 周壁面積 (m^2)
- b_U (b) : 流速の半値幅 (m)
- b_T : 温度上昇の半値幅 (m)
- B : 開口幅 (m)
- B^* : 流速に関する無次元半値幅 (-)
- c_p : 気体の定圧比熱 ($=1.0 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$)
- D : 代表長さ (m)
- D_x : 壁面領域の x 軸方向長さ (m)
- D_y : 壁面領域の y 軸方向長さ (m)
- F^* : 式(5-106)で定義される無次元数 (-)
- g : 重力加速度 (m/s^2)

H	: 開口高さ (m)
ΔH_F	: 可燃性ガスの燃焼熱 (kJ/kg)
k	: 気流もしくは周壁部材の熱伝導率 (kW/m・K)
L_x	: 噴出面からの最大離隔点距離 (m)
L_z	: 噴出位置から見た付着点高さ (m)
L'_z	: 噴出位置から見た最大離隔点の高さ (m)
$\dot{m}_F$	: 可燃物の熱分解に伴う可燃性ガスの供給速度 (kg/s)
n	: 理論的燃料空気比 γ が実際とは異なることを考慮した係数 (-)
p	: 圧力 (Pa=N/m ²)
p_m	: 噴出気流域内の圧力 (Pa)
p_∞	: 周囲領域内の圧力 (Pa)
$p_{\infty,W}$	: 壁面領域内の圧力 (Pa)
Δp	: 噴出気流の壁面側と開放側の間の圧力差 (Pa)
$\dot{q}'''$	: 単位体積あたりの噴出気流内の発熱速度 (kW/m ³)
$\dot{Q}$	: 開口噴出気流の保有する熱量 (kW)
Q^*	: 無次元発熱速度 (-)
$\dot{Q}_D$	: 開口を經由した輻射失熱速度 (kW)
$\dot{Q}_F$	: 区画外での未燃ガスの発熱速度 (kW)
$\dot{Q}_V$	: 換気により単位時間あたりに区画外へ放出される熱量 (kW)
$\dot{Q}_W$	: 壁への失熱速度 (kW)
r_0	: 開口の相当半径 ($\sqrt{B(H-Z_N)/\pi}$) (m)
t	: 時間 (s)
T	: 温度, 代表温度 (K)
T^*	: 無次元温度上昇 (-)
T_∞	: 外気温度, 基準温度 (K)
ΔT	: T_∞ からの温度上昇 (K)
ΔT_m	: 気流軸上の T_∞ からの温度上昇 (K)
u	: 噴出気流の流速 (ξ 成分) (m/s)
u_m	: 噴出気流の軸上流速 (m/s)
u_0	: 開口面における最大噴出速度 (m/s)
U	: 代表流速 (m/s)
U^*	: 無次元流速 (-)
U_E	: 周辺領域から気流領域へ流入する気流の流速 (m/s)
$U_{E,W}$	: 壁面領域から気流領域へ流入する気流の流速 (m/s)
V	: 区画体積 (m ³)

$V_{E,W}$	: 周辺領域から壁面領域へ流入する気流の流速 (m/s)
w	: 噴出気流の流速 (ζ 成分) (m/s)
x	: 開口面に鉛直な方向の距離 (m)
x_0	: 仮想点熱源距離 (m)
Y	: 気体中に含まれる化学種の質量分率 (-)
z	: 開口上端から鉛直方向高さ (m)
Z_N	: 中性帯高さ (m)

ギリシャ文字

α	: 噴出気流に対する周囲空気の連行係数 (-)
β	: b_U と b_r の間の換算係数 (-)
γ	: 理論的燃料空気比 (-)
$\dot{\Gamma}$	: 化学種の生成速度 (kg/s)
ζ	: 気流軸の直角な方向の距離 (m)
θ	: x 軸に対する ξ 軸の角度 (rad)
Θ	: 横井による無次元温度上昇 (-)
μ	: 粘性係数 (Pa · s)
ξ	: 気流軸方向の距離 (m)
ξ^*	: 無次元軸上高さ (-)
π	: 円周率 (-)
ρ	: 密度 (kg/m ³)
σ	: ステファン・ボルツマン定数 (5.67×10^{-11} kW/m ² · K ⁴)
χ_R	: 発熱のうち輻射により失われる成分の比率 (-)

添え字

F	: 可燃性ガス, 可燃物
∞	: 基準, 外気
()'	: 単位長さあたり, 平均値からの変動
()''	: 単位面積あたり
()'''	: 単位体積あたり
()*	: 無次元数
() _m	: 気流軸上の値
(·)	: 単位時間あたり
(—)	: 時間平均値

<参考文献>

- 1) S.Yokoi.: Study on the prevention of fire-spread caused by hot upward current, Report of the Building Research Institute, No.34, 1960
- 2) P.H.Thomas, and M.Law: The projection of flames from buildings on fire, Fire Prevention Sci. Tech., No.10, 1972
- 3) O.Sugawa, D.Momita, and W.Takahashi: Flow behavior of ejected fire flame/plume from an opening effected by external side wind, Fire Safety Sci., Proc., 5th Int. Symp., pp.249-260, 1997
- 4) M.Poreh, H.P.Morgan, N.R.Marshall, and R.Harrison: Entrainment by two-dimensional spill plume, Fire Safety J., No.30, pp.1-19, 1998
- 5) 山口純一・岩井裕子・田中哮義・原田和典・大宮喜文・若松孝旺：開口噴出気流温度の相似則としての無次元温度の適用性，日本建築学会計画系論文集，No.513，pp.1-7，1998
- 6) 大宮喜文・堀雄兒：火災区画外への余剰未燃ガスを考慮した開口噴出火炎性状，日本建築学会計画系論文集，No.545，pp.1-8，2001
- 7) T.Yamada, K.Takanashi, E.Yanai, T.Suzuki, and A.Sekizawa: An experimental study of ejected flames and combustion efficiency, Fire Safety Sci., Proc. 7th Int. Symp., pp.903-914, 2002
- 8) 日本建築学会編：鋼構造耐火設計指針，丸善，1999
- 9) 水野敬三・田中聡・長谷見雄二：強制換気される密閉空間の火災性状に関する模型実験－燃烧の一般性状と一酸化炭素大量発生条件，日本建築学会計画系論文報告集，No.435，pp.137-145，1992
- 10) B.J.McCaffrey: Purely buoyant diffusion flames – Some experimental results, NBSIR79-1910, 1979
- 11) G.Cox, and R.Chitty: A study of the deterministic properties of unbounded fire plumes, Comb. Flame, No.39, pp.191-209, 1980
- 12) B.R.Morton, G.Taylor, and J.S.Turner: Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, Proc. Royal Soc., Vol.234A, pp.1-23, 1956
- 13) J.G.Quintiere, and B.S.Grove: A unified analysis of fire plume, 27th Symp. (Int.) Comb., pp.2757-2766, 1998
- 14) C.Bourque, and B.G.Newman: Reattachment of a two-dimensional, incompressible jet to an adjacent flat plate, Aeronautical Quarterly, Vol.XI, pp.201-232, 1960
- 15) R.A.Sawyer: Two-dimensional reattachment jet flows including the effects of curvature on entrainment, J. Fluid Mech., No.17, pp.481-198, 1963
- 16) 鮎川恭三・社河内敏彦：側壁付着噴流に関する研究（第1報 変動特性について），日本機械学会論文集，Vol.41，No.348，pp.2391-2398，1975

第 6 章

火災建物から放出される 火の粉の飛散性状

6.1 はじめに

火災建物の開口部等から噴出する火炎、もしくは火災が進展した後の建物全体を包み込むような火炎は、近接する建物を強く加熱して延焼を引き起こす。しかし、火炎により伝達される熱量は火災建物からの距離が離れるに従って大きく減少するため、その危険の及ぶ範囲は火災建物の近傍に限定される。一方、火災建物から放出された火の粉は、燃焼を継続しながら市街地風に乗って運ばれるため、風下側のより広範な領域に延焼を引き起こす可能性がある。

こうした火の粉の飛散については、その機構が未だ十分に明らかになっていないが、既往の調査結果等[1~3]を見ると一般に次の過程をたどって延焼が起こるものと考えられる。まず、燃焼中の建物内部に積載される可燃物や構造材の一部が、激しい燃焼に起因する流体力、もしくは建物が倒壊した際に加わる機械的な力を受けて、火の粉として気流中へと放出される。生成された火の粉は、火炎後方に形成される浮力流によって上空へと巻き上げられ、燃焼を継続しながら市街地風に乗って風下へ流される。こうして、火源から遠ざかると、次第に上昇流の影響が小さくなり、火の粉は高度を低下させて最終的に地表面に落下する。この時点において、火の粉が十分な熱エネルギーを有しており、かつ着地した場所が適当な可燃物であったならば、可燃物は着火を起こし、飛び火による延焼が起こることになる。

こうした一連の過程のうち、火の粉が浮力流に巻き上げられてから地表面上に落下するまでの飛散性状は、飛び火による被害が及ぶ範囲を見積もる上で重要と考えられる。ここでは、この点に着目し、延焼モデルに組み込むための火の粉の飛散範囲を予測するモデルの開発を行う。

既往の飛散性状に関する研究には、火の粉を微小な物体もしくは球体とみなして運動のモデル化を行った例がいくつかある[4~8]。しかし、実際には、ここで仮定されるような理想的な形

状のものばかりでなく、棒状、板状といった様々な形状の火の粉の飛散が観測されている[1~3]. このように火の粉の形状が非球形である場合、球体においては抗力に比べて影響が小さいとみなされる揚力の効果が顕著に現れることから、火の粉の飛散性状に変化が生じることも予想される. しかし、こうした点を考慮した研究は、平板を対象とした2次元空間における解析例[9]などわずかしかない.

そこで本研究では、形状の影響を考慮した火の粉の飛散性状予測手法の端緒として、流体中を飛散する正方形平板のラグランジアン的運動のモデル化を行う. このとき、火の粉周りの気流性状はLES (Large Eddy Simulation) にによる計算を行って、火の粉に加わる力およびモーメントを求める. ただし、LESの計算負荷は必ずしも小さくなく、現在の計算機環境では、市街地の広範な領域を対象として、都市火災が継続する長時間の計算を行うことは実務的な観点から見て現実的でない. そこで、ここではさらに火の粉の飛散範囲に関する相似則を導き、これを用いて数値シミュレーションの結果を整理することで、延焼モデルと連成可能な火の粉の飛散モデルの構築を行う.

6.2 火の粉の飛散性状

本計算モデルの概要を図6-1に示す. ここでは、火の粉を剛体とみなし、火の粉の三次元空間における運動を、重心の並進運動と重心まわりの回転運動に分けて考える. この場合、並進運動は速度 $\mathbf{u}_p$ 、回転運動は角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ により記述することができるが、これらは平板上に固定された座標系 $x_p y_p z_p$ (以降、平板座標系と呼ぶ) で定義する. ただし、平板座標系 $x_p y_p z_p$ は、平板の重心を原点として、縁と直交するように x_p 軸と y_p 軸を、厚み方向に z_p 軸をとるものとする. また、火の粉の位置と姿勢角を定義するためには、さらに空間に固定された慣性座標系 xyz (以降、平板座標系と呼ぶ) が必要となる. ここではこの原点を火源位置にとることにし、流れの主流方向に x 軸、鉛直上方に z 軸、これらと直交に y 軸をとるものとする.

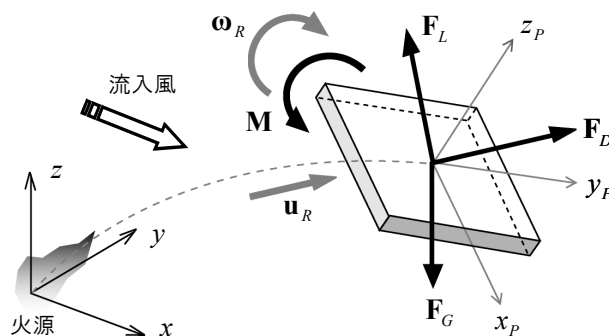


図 6-1 飛び火の数値解析モデルの概要

6.2.1 火の粉の運動方程式

速度 $\mathbf{u}_p = (u_p, v_p, w_p)$ と角速度 $\boldsymbol{\omega}_p = (\xi_p, \eta_p, \zeta_p)$ の時間変化を求めて火の粉の飛散性状を記述するには、運動量ならびに角運動量の保存式を定式化し、これを解く必要がある。まず、運動量の保存式は、火の粉の燃焼に伴う質量および形状の変化が無視できるものと考え、

$$\rho_p V_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_G \quad (6-1)$$

ただし、 ρ_p は火の粉の密度、 V_p は体積、 $\mathbf{F}_D$ は抗力、 $\mathbf{F}_L$ は揚力、 $\mathbf{F}_G$ は重力である。一般に、火の粉の比重がそれを取り巻く空気の比重の $10^1 \sim 10^2$ 倍程度の大きさを持つことから、火の粉の加速度運動に伴って生じる圧力の効果は無視した。また、気相中に存在する火の粉の濃度は低く、粒子同士が及ぼしあう影響については考慮していない。

一方、火の粉の回転運動を計算するために必要となる角運動量の保存式は、次のように表すことができる。

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{I}_p \cdot \boldsymbol{\omega}_p) = \mathbf{M} \quad (6-2)$$

ここで、 $\mathbf{I}_p$ は火の粉の慣性テンソル、 $\mathbf{M}$ は周囲の流体との間の相対的な回転運動によりもたらされるモーメントである。なお、先に定義した平板座標系は平板の慣性主軸に一致し、 $\mathbf{I}_p$ の成分のうち、異なる 2 軸の相乗項である慣性乗積は 0 となるので、対角の主慣性モーメントのみを考慮すればよくなる。すなわち $\mathbf{I}_p$ は次のように表される。

$$\mathbf{I}_p = \begin{pmatrix} I_{p,xx} & I_{p,xy} & I_{p,xz} \\ I_{p,yx} & I_{p,yy} & I_{p,yz} \\ I_{p,zx} & I_{p,zy} & I_{p,zz} \end{pmatrix} = \frac{\rho_p V_p}{12} \begin{pmatrix} l_y^2 + l_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & l_x^2 + l_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & l_x^2 + l_y^2 \end{pmatrix} \quad (6-3)$$

薄い平板の場合には $l_z < l_x, l_y$ なので、この式によると、慣性モーメントの各項は $I_{p,zz} > I_{p,xx}, I_{p,yy}$ となり、 x_p 軸や y_p 軸に比べて、 z_p 軸まわりの回転が起こり難いことが分かる。

火の粉の速度 $\mathbf{u}_p$ ならびに角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ の時間変化は、上に示した保存式(6-1)と(6-2)を変形することで得られるが、 $\mathbf{u}_p$ や $\boldsymbol{\omega}_p$ の定義される平板座標系 $x_p y_p z_p$ は、慣性座標系 xyz に対して回転しているため注意が必要となる。そこで、まず回転座標系で定義される任意のベクトル $\mathbf{A}$ の時間微分の表し方について見ることにする。 $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ をそれぞれ x_p, y_p, z_p 軸方向の単位ベクトルとすると、ベクトル $\mathbf{A} = (A_x, A_y, A_z)$ は次のように表される。

$$\mathbf{A} = A_x \mathbf{i} + A_y \mathbf{j} + A_z \mathbf{k} \quad (6-4)$$

この両辺を時間に関して微分すると、軸ベクトル $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ の時間変化も考慮して、

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \frac{dA_x}{dt} \mathbf{i} + \frac{dA_y}{dt} \mathbf{j} + \frac{dA_z}{dt} \mathbf{k} + A_x \frac{d\mathbf{i}}{dt} + A_y \frac{d\mathbf{j}}{dt} + A_z \frac{d\mathbf{k}}{dt} \quad (6-5)$$

ここで、右辺第1～3項は軸の回転がない場合の時間微分に他ならないので、これらをまとめて $d^*\mathbf{A}/dt$ と表す。また、右辺第4～6項が $\boldsymbol{\omega}_p \times \mathbf{A}$ となることに着目すると、

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \frac{d^*\mathbf{A}}{dt} + \boldsymbol{\omega}_p \times \mathbf{A} \quad (6-6)$$

となり、座標軸を固定した場合の時間変化 $d^*\mathbf{A}/dt$ に、回転の影響 $\boldsymbol{\omega}_p \times \mathbf{A}$ が付加された形となる。

この関係を用いて、まず運動量の保存式(6-1)を変形すると、火の粉の速度変化を与える式が、

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{\sum \mathbf{F}}{\rho_p V_p} + \boldsymbol{\omega}_p \times \mathbf{u}_p \quad (6-7)$$

ただし、 $\sum \mathbf{F} = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_G$ である。これを、 x_p 、 y_p 、 z_p 軸の各成分に分けて表示しなおすと、次のような計算式を得ることができる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_p}{dt} &= \frac{F_x}{\rho_p V_p} + (\eta_p w_p - \zeta_p v_p) \\ \frac{dv_p}{dt} &= \frac{F_y}{\rho_p V_p} + (\zeta_p u_p - \xi_p w_p) \\ \frac{dw_p}{dt} &= \frac{F_z}{\rho_p V_p} + (\xi_p v_p - \eta_p u_p) \end{aligned} \right\} \quad (6-8)$$

角運動量の保存式(6-2)についても同様にして、式(6-6)の関係を考慮した変形を行うと、火の粉の角速度変化を与える式が次のように得られる。

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \mathbf{I}_p^{-1} \cdot \{ \mathbf{M} + \boldsymbol{\omega}_p \times (\mathbf{I}_p \cdot \boldsymbol{\omega}_p) \} \quad (6-9)$$

ここで、式(6-3)より慣性テンソル $\mathbf{I}_p$ は主慣性モーメントのみからなることに留意すると、角速度の時間変化は次のように成分表示される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\xi_p}{dt} &= \frac{M_x + (I_{p,zz} - I_{p,yy})\eta_p \zeta_p}{I_{p,xx}} \\ \frac{d\eta_p}{dt} &= \frac{M_y + (I_{p,xx} - I_{p,zz})\xi_p \zeta_p}{I_{p,yy}} \\ \frac{d\zeta_p}{dt} &= \frac{M_z + (I_{p,yy} - I_{p,xx})\xi_p \eta_p}{I_{p,zz}} \end{aligned} \right\} \quad (6-10)$$

火の粉の飛散性状を追跡するには、式(6-7)、(6-9)を初期値から始めて時間方向に積分してやればよいが、ここではこの積分方式にアダムス・バッシュフォース法を採用する。すなわち、 $N+1$ 計算ステップにおける火の粉の速度 $\mathbf{u}_p$ 、および角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ は次のように求まる。

$$\mathbf{u}_p^{N+1} = \mathbf{u}_p^N + \left(\frac{3}{2} \frac{d\mathbf{u}_p^N}{dt} - \frac{1}{2} \frac{d\mathbf{u}_p^{N-1}}{dt} \right) \Delta t \quad (6-11)$$

$$\boldsymbol{\omega}_p^{N+1} = \boldsymbol{\omega}_p^N + \left(\frac{3}{2} \frac{d\boldsymbol{\omega}_p^N}{dt} - \frac{1}{2} \frac{d\boldsymbol{\omega}_p^{N-1}}{dt} \right) \Delta t \quad (6-12)$$

6.2.2 火の粉に加わる力およびモーメント

(1) 火の粉に加わる力・モーメント

火の粉の飛散性状は、運動量ならびに角運動量の保存式(6-1), (6-2)により表されるが、ここに含まれる力・モーメントは別にモデル化する必要がある。まず、平板に加わる力には、抗力 $\mathbf{F}_D$ 、揚力 $\mathbf{F}_L$ 、重力 $\mathbf{F}_G$ を考えるが、このうち、 $\mathbf{F}_D$ と $\mathbf{F}_L$ については、一般にその大きさが運動量に比例するものと考えることができる。

$$\mathbf{F}_D, \mathbf{F}_L \propto \frac{1}{2} \rho_\infty |\mathbf{u}_R|^2 \quad (6-13)$$

ここで、 ρ_∞ は気流密度、 $\mathbf{u}_R$ は火の粉に対する気流の相対速度であり、

$$\mathbf{u}_R = \mathbf{u} - \mathbf{u}_p \quad (6-14)$$

ただし、 $\mathbf{u}$ は気流速度であり、平板座標系 $x_p y_p z_p$ に変換されたものを使う。

このうち、 $\mathbf{F}_D$ の作用する方向は図 6-2(A)に示すように $\mathbf{u}_R$ に一致するので、 C_D を抗力係数、 A_p を平板の面積として次のように表すことができる。

$$\mathbf{F}_D = C_D A_p \cdot \frac{1}{2} \rho_\infty |\mathbf{u}_R| \mathbf{u}_R \quad (6-15)$$

一方、 $\mathbf{F}_L$ の作用する方向は $\mathbf{u}_R$ と直角な方向となることが知られているが、これだけでは $\mathbf{u}_R$ まわりの回転について任意性が残ってしまう。この点に関する一般的な定式化はなされていないが、ここでは立川ら[10]による既往の風洞実験結果を参考にして、次に示すように揚力をモデル化する（図 6-2(B)）。

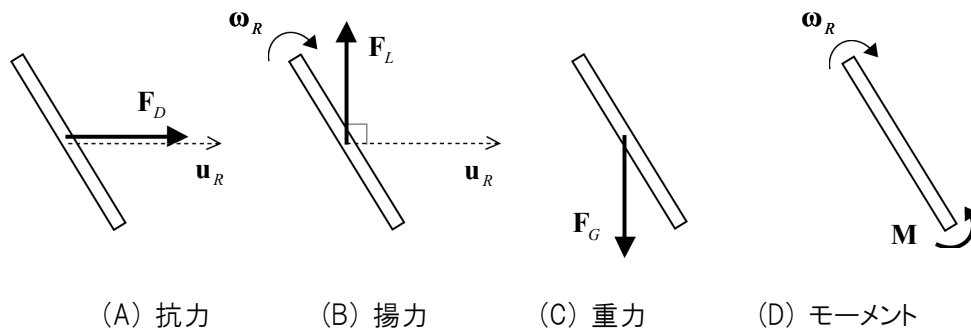


図 6-2 本モデルで設定した力・モーメントの作用方向

$$\mathbf{F}_L = C_L A_p \cdot \frac{1}{2} \rho |\mathbf{u}_R|^2 \frac{\mathbf{u}_R \times \boldsymbol{\omega}_R}{|\mathbf{u}_R \times \boldsymbol{\omega}_R|} \quad (6-16)$$

ここで、 C_L は揚力係数、 $\boldsymbol{\omega}_R$ は気流に対する火の粉の相対角速度であり、

$$\boldsymbol{\omega}_R = \boldsymbol{\omega}_p - \boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_p - \frac{1}{2} (\nabla \times \mathbf{u}) \quad (6-17)$$

ただし、 $\boldsymbol{\omega}$ は平板座標系 $x_p y_p z_p$ に変換された気流の角速度である。

鉛直下方向に作用する重力 $\mathbf{F}_G$ については一般的な定式に従って次のように表す (図 6-2(C)).

$$\mathbf{F}_G = (\rho_p - \rho_\infty) V_p \mathbf{g} \quad (6-18)$$

ここで、 $\mathbf{g}$ は重力加速度ベクトルであるが、火の粉の運動が平板座標系 $x_p y_p z_p$ で定義されるので、 $\mathbf{u}$ や $\boldsymbol{\omega}$ の場合と同様にやはり $x_p y_p z_p$ 系に変換された値を使う必要がある。

平板に働くモーメント $\mathbf{M}$ についても、抗力 $\mathbf{F}_D$ や揚力 $\mathbf{F}_L$ と同様に、その大きさが運動量に比例するものと考えることができる。

$$\mathbf{M} \propto \frac{1}{2} \rho_\infty |\mathbf{u}_R|^2 \quad (6-19)$$

モーメント $\mathbf{M}$ が作用する方向については、 $\mathbf{F}_L$ の場合と同様に一般的な定式化はなされていない。ここでは、平板が回転すると粘性による減衰が生じ、相対角速度 $\boldsymbol{\omega}_R$ と逆向きに $\mathbf{M}$ が働くものと考えて次のように $\mathbf{M}$ をモデル化する (図 6-2(D)).

$$\mathbf{M} = -C_M A_p l_p \cdot \frac{1}{2} \rho |\mathbf{u}_R|^2 \cdot \frac{\boldsymbol{\omega}_R}{|\boldsymbol{\omega}_R|} \quad (6-20)$$

ここで、 C_M はモーメント係数、 l_p は平板の一辺の長さである。上式は、最終的には気流と火の粉の相対的な回転 $\boldsymbol{\omega}_R$ が 0 となる方向へモーメントが働いていると見ることもできる。

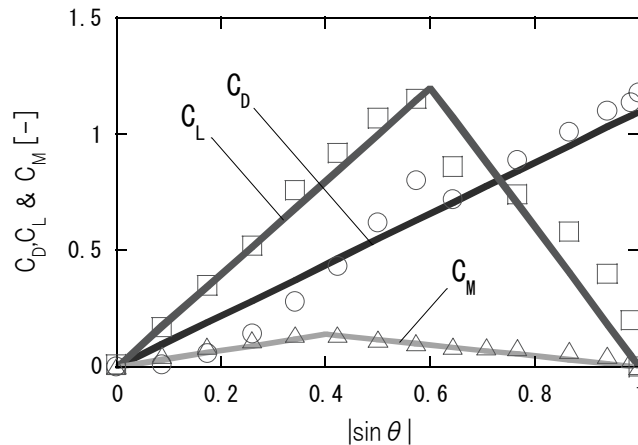


図 6-3 抗力・揚力・モーメントの各係数(プロットは実験値[10]を示す)

(2) 抗力・揚力・モーメントの各係数

抗力，揚力，モーメントの各係数については，立川らの測定結果[10]をもとに，気流の平板への入射角 θ の関数として次のようにモデル化する（図 6-3）．

$$C_D = 1.1|\sin \theta| \quad (6-21)$$

$$C_L = \min\{2.0|\sin \theta|, 1.2 - 3.0(|\sin \theta| - 0.6)\} \quad (6-22)$$

$$C_M = \min\{0.35|\sin \theta|, 0.14 - 2.3(|\sin \theta| - 0.4)\} \quad (6-23)$$

ただし，立川らにより実施された実験では，試験体にアクリル板が用いられており，火の粉のように平板が燃焼する場合の影響は考慮されていない．こうした場合，燃焼に伴う平板の周りの圧力変化や，温度上昇に伴う粘性係数の変化により，係数値が変化することも予想されることから，今後修正が必要となる可能性もある．

6.2.3 オイラー角による平板座標系と空間座標系の関係の定義

火の粉の具体的な飛散分布を知るには，空間座標系の原点である火源に対する，火の粉上に設定された平板座標系の位置と姿勢角を計算する必要がある．これには，平板座標系 $x_p y_p z_p$ で定義される $\mathbf{u}_p$ と $\mathbf{\omega}_p$ を空間座標系 xyz へと変換しなければならないが，ここでは，オイラー角 $\mathbf{Q}_p$ を用いて両座標系の関係を表し，座標間の変換ベクトルを導く．

(1) オイラー角と回転行列

オイラー角 $\mathbf{Q}_p$ は，次の順序で行われる 3 つの回転の角により定義される（図 6-4）．まず，空間座標系 xyz を z 軸周りに α だけ回転させ，得られる座標軸を新たに $x_1 y_1 z_1$ 系とする．これを， x_1 軸周りにさらに β だけ回転し， $x_2 y_2 z_2$ 系とする．最後に， $x_2 y_2 z_2$ 系を z_2 軸周りに γ だけ回転させることで平板座標系 $x_p y_p z_p$ とする．ここでの角度 α ， β ， γ の回転は，それぞれ，

$$\mathbf{R}_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6-24)$$

$$\mathbf{R}_\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & \sin \beta \\ 0 & -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \quad (6-25)$$

$$\mathbf{R}_\gamma = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6-26)$$

の回転行列で表される．これらを合成することで，三次元空間における任意の回転を再現できるから，空間座標系 xyz から平板座標系 $x_p y_p z_p$ への座標変換行列 $\mathbf{R}$ は次式で表される．

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_\gamma \mathbf{R}_\beta \mathbf{R}_\alpha$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \gamma - \sin \alpha \cos \beta \sin \gamma & \sin \alpha \cos \gamma - \cos \alpha \cos \beta \sin \gamma & \sin \beta \sin \gamma \\ -\cos \alpha \sin \gamma - \sin \alpha \cos \beta \cos \gamma & -\sin \alpha \sin \gamma + \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma & \sin \beta \cos \gamma \\ \sin \alpha \sin \beta & -\cos \alpha \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \quad (6-27)$$

逆に、平板座標系 $x_p y_p z_p$ から空間座標系 xyz への座標変換は、 $\mathbf{R}$ の逆行列 $\mathbf{R}^{-1}$ を用いればよい。これは、上記と逆の順番で回転行列(6-24)～(6-26)を合成すればよく、

$$\mathbf{R}^{-1} = \mathbf{R}_{-\alpha} \mathbf{R}_{-\beta} \mathbf{R}_{-\gamma}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \gamma - \sin \alpha \cos \beta \sin \gamma & -\cos \alpha \sin \gamma - \sin \alpha \cos \beta \cos \gamma & \sin \alpha \sin \beta \\ \sin \alpha \cos \gamma - \cos \alpha \cos \beta \sin \gamma & -\sin \alpha \sin \gamma + \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma & -\cos \alpha \sin \beta \\ \sin \beta \sin \gamma & \sin \beta \cos \gamma & \cos \beta \end{pmatrix} \quad (6-28)$$

なお、これは回転行列 $\mathbf{R}$ の転置行列 $\mathbf{R}^T$ に他ならない。

このとき、平板座標系 $x_p y_p z_p$ で計算される火の粉の速度 $\mathbf{u}_p$ は、

$$\hat{\mathbf{u}}_p = \mathbf{R} \cdot \mathbf{u}_p \quad (6-29)$$

によって空間座標系 xyz の値 $\hat{\mathbf{u}}_p$ へと変換される。これを用いれば、原点である火源からの火の粉の位置 $\mathbf{x}_p$ が次式より計算できる。

$$\mathbf{x}_p^{N+1} = \mathbf{x}_p^N + \left(\frac{3}{2} \hat{\mathbf{u}}_p^N - \frac{1}{2} \hat{\mathbf{u}}_p^{N-1} \right) \Delta t \quad (6-30)$$

(2) オイラー角と火の粉の角速度

オイラー角 $\mathbf{Q}_p$ の変化は、火の粉の角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ を用いて表すことができる。まず、先に示したオイラー角の定義によると、平板の角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ と、各回転の際に軸となった $\mathbf{e}_z$, $\mathbf{e}_{x,1}$, $\mathbf{e}_{z,2}$ の間には次の関係がある[11].

$$\boldsymbol{\omega}_p = \dot{\alpha} \mathbf{e}_z + \dot{\beta} \mathbf{e}_{x,1} + \dot{\gamma} \mathbf{e}_{z,2} \quad (6-31)$$

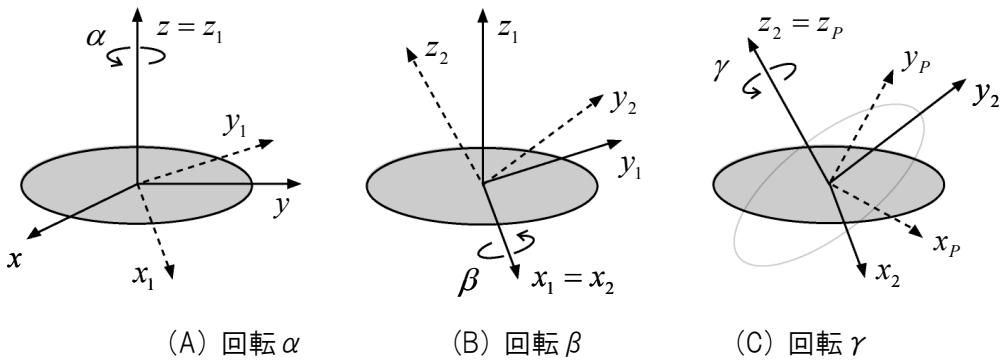


図 6-4 オイラー角により表される平板座標系と空間座標系の関係

ただし、上付きの（ $\dot{}$ ）は時間変化を表しており、 $d\mathbf{Q}_p/dt=(\dot{\alpha}, \dot{\beta}, \dot{\gamma})$ である。このとき、上式の右辺各項は、

$$\dot{\alpha}\mathbf{e}_z = \dot{\alpha} \cdot \mathbf{R} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \dot{\alpha} \begin{pmatrix} \sin \beta \sin \gamma \\ \sin \beta \cos \gamma \\ \cos \beta \end{pmatrix} \quad (6-32)$$

$$\dot{\beta}\mathbf{e}_{x,1} = \dot{\beta} \cdot \mathbf{R}_\gamma \mathbf{R}_\beta \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \dot{\beta} \begin{pmatrix} \cos \gamma \\ -\sin \gamma \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6-33)$$

$$\dot{\gamma}\mathbf{e}_{z,2} = \dot{\gamma} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (6-34)$$

と表されるから、これらを式(6-31)に代入して $\boldsymbol{\omega}_p$ を成分表示すると、

$$\left. \begin{aligned} \xi_p &= \dot{\alpha} \sin \beta \sin \gamma + \dot{\beta} \cos \gamma \\ \eta_p &= \dot{\alpha} \sin \beta \cos \gamma - \dot{\beta} \sin \gamma \\ \zeta_p &= \dot{\alpha} \cos \beta + \dot{\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (6-35)$$

のようになる。これらを連立させ、 $d\mathbf{Q}_p/dt=(\dot{\alpha}, \dot{\beta}, \dot{\gamma})$ について解くと、結局、オイラー角 $\mathbf{Q}_p$ の時間変化を表す式が次のように得られる[12]。

$$\left. \begin{aligned} \dot{\alpha} &= \xi_p \frac{\sin \gamma}{\sin \beta} + \eta_p \frac{\cos \gamma}{\sin \beta} \\ \dot{\beta} &= \xi_p \sin \gamma - \eta_p \cos \gamma \\ \dot{\gamma} &= -\xi_p \frac{\sin \gamma}{\tan \beta} - \eta_p \frac{\cos \gamma}{\tan \beta} + \zeta_p \end{aligned} \right\} \quad (6-36)$$

これによると、飛散に伴う姿勢角（ここではオイラー角） $\mathbf{Q}_p$ の変化が次式より追跡できる。

$$\mathbf{Q}_p^{N+1} = \mathbf{Q}_p^N + \left(\frac{3}{2} \frac{d\mathbf{Q}_p^N}{dt} - \frac{1}{2} \frac{d\mathbf{Q}_p^{N-1}}{dt} \right) \Delta t \quad (6-37)$$

6.2.4 四元数による平板座標系と空間座標系の関係の定義

オイラー角を用いれば、速度 $\mathbf{u}_p$ と角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ を空間座標系 xyz へと変換して、火の粉の位置 $\mathbf{x}_p$ と姿勢角 $\mathbf{Q}_p$ を計算することができる。ただし、計算式(6-36)の右辺の分母には $\sin \beta$ 、 $\tan \beta$ が含まれるため、 $\beta \rightarrow 0, \pi$ のときには、 $\dot{\alpha}$ や $\dot{\gamma}$ が非常に大きな値をとり、計算が発散する可能性がある。ここではこうした問題を避けるため、オイラー角 $\mathbf{Q}_p$ の代わりに四元数 $\mathbf{q}_p$ で回転座標系の姿勢を表す方法を導入する[12~15]。 $\mathbf{q}_p$ は以下に示す四つの成分からなる。

$$\left. \begin{aligned} q_0 &\equiv \sin \frac{\beta}{2} \sin \frac{\gamma - \alpha}{2} \\ q_1 &\equiv \sin \frac{\beta}{2} \cos \frac{\gamma - \alpha}{2} \\ q_2 &\equiv \cos \frac{\beta}{2} \sin \frac{\gamma + \alpha}{2} \\ q_3 &\equiv \cos \frac{\beta}{2} \cos \frac{\gamma + \alpha}{2} \end{aligned} \right\} \quad (6-38)$$

まず、四元数 $\mathbf{q}_p$ と火の粉の角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ について考えることにし、四元数 $\mathbf{q}_p$ の各成分の時間微分を求めると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_0}{dt} &= \frac{\dot{\beta}}{2} \cos \frac{\beta}{2} \sin \frac{\gamma - \alpha}{2} + \frac{\dot{\gamma} - \dot{\alpha}}{2} \sin \frac{\beta}{2} \cos \frac{\gamma - \alpha}{2} \\ \frac{dq_1}{dt} &= \frac{\dot{\beta}}{2} \cos \frac{\beta}{2} \cos \frac{\gamma - \alpha}{2} - \frac{\dot{\gamma} - \dot{\alpha}}{2} \sin \frac{\beta}{2} \sin \frac{\gamma - \alpha}{2} \\ \frac{dq_2}{dt} &= -\frac{\dot{\beta}}{2} \sin \frac{\beta}{2} \sin \frac{\gamma + \alpha}{2} + \frac{\dot{\gamma} + \dot{\alpha}}{2} \cos \frac{\beta}{2} \cos \frac{\gamma + \alpha}{2} \\ \frac{dq_3}{dt} &= -\frac{\dot{\beta}}{2} \sin \frac{\beta}{2} \cos \frac{\gamma + \alpha}{2} - \frac{\dot{\gamma} + \dot{\alpha}}{2} \cos \frac{\beta}{2} \sin \frac{\gamma + \alpha}{2} \end{aligned} \right\} \quad (6-39)$$

ここに式(6-36)を代入すると、オイラー角 $\mathbf{Q}_p$ の時間微分 $\dot{\alpha}$, $\dot{\beta}$, $\dot{\gamma}$ が、角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ の各成分 ξ_p , η_p , ζ_p に置き換えられるので、

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_0}{dt} &= \frac{1}{2} (-q_2 \xi_p - q_3 \eta_p + q_1 \zeta_p) \\ \frac{dq_1}{dt} &= \frac{1}{2} (q_3 \xi_p - q_2 \eta_p - q_0 \zeta_p) \\ \frac{dq_2}{dt} &= \frac{1}{2} (q_0 \xi_p + q_1 \eta_p + q_3 \zeta_p) \\ \frac{dq_3}{dt} &= \frac{1}{2} (-q_1 \xi_p + q_0 \eta_p + q_2 \zeta_p) \end{aligned} \right\} \quad (6-40)$$

これが、平板の姿勢角（四元数そのもの） $\mathbf{q}_p$ の時間変化を表す式となる。これを式(6-36)と比較すると、上述の特異点に関する問題が解決されており、数値的に安定な手続きで $\mathbf{q}_p$ の変化を追跡することが可能となっている。なお、 $\mathbf{q}_p$ の時間更新を行うには、火の粉の速度 $\mathbf{u}_p$ や角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ の場合と同様に、時間変化式(6-40)を時間方向に積分すればよい。ここでも、積分方式にアダムス・バッシュフォース法を採用すると、 $N+1$ 計算ステップにおける $\mathbf{q}_p$ は、

$$\mathbf{q}_p^{N+1} = \mathbf{q}_p^N + \left(\frac{3}{2} \frac{d\mathbf{q}_p^N}{dt} - \frac{1}{2} \frac{d\mathbf{q}_p^{N-1}}{dt} \right) \Delta t \quad (6-41)$$

ただし、定義式(6-38)より分かるように、四元数 $\mathbf{q}_p$ の各成分の間には、

$$q_0^2 + q_1^2 + q_2^2 + q_3^2 = 1 \quad (6-42)$$

という関係が成り立つ．離散化した式を積分する場合には，計算結果に数値的な誤差が混入することは避けられないので，時間更新の際には上式に基づく修正を加える必要がある．

また，四元数 $\mathbf{q}_p$ を用いて回転行列 $\mathbf{R}$ を整理すると，

$$\begin{aligned} \mathbf{R} &= \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -q_0^2 + q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 & 2(q_2q_3 - q_0q_1) & 2(q_1q_2 + q_0q_3) \\ -2(q_0q_1 + q_2q_3) & q_0^2 - q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 & 2(q_1q_3 - q_0q_2) \\ 2(q_1q_2 - q_0q_3) & -2(q_0q_2 + q_1q_3) & -q_0^2 - q_1^2 + q_2^2 + q_3^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6-43)$$

この逆行列 $\mathbf{R}^{-1}$ は，

$$\mathbf{R}^{-1} = \begin{pmatrix} -q_0^2 + q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 & -2(q_0q_1 + q_2q_3) & 2(q_1q_2 - q_0q_3) \\ 2(q_2q_3 - q_0q_1) & q_0^2 - q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 & -2(q_0q_2 + q_1q_3) \\ 2(q_1q_2 + q_0q_3) & 2(q_1q_3 - q_0q_2) & -q_0^2 - q_1^2 + q_2^2 + q_3^2 \end{pmatrix} \quad (6-44)$$

ここから，火の粉の速度 $\mathbf{u}_p$ を空間座標系 xyz に変換して位置 $\mathbf{x}_p$ を更新する手順は，式(6-29)，(6-30)に示すとおりであり，オイラー角による回転行列 $\mathbf{R}$ を用いる場合と変わらない．

6.2.5 飛散性状計算の流れ

ここまでに火の粉の飛散性状について定式化を行ってきたが，これを用いて実際に計算を行う際の手続きを整理したものが図 6-5 である．まず，流体運動計算を行い，平板周りの気流の速度 $\mathbf{u}$ ならびに角速度 $\boldsymbol{\omega}$ を求める．ただし，これらは空間座標系 xyz で定義されているので，回転行列 $\mathbf{R}$ を用いて平板座標系 $x_py_pz_p$ へと変換する．変換された $\mathbf{u}$ および $\boldsymbol{\omega}$ は，平板と流体との相対的な運動性状を調べるために使われ，その結果，平板に働く力 $\Sigma \mathbf{F}$ ，ならびにモーメント $\mathbf{M}$ が計算できる．これらを用いることで，速度 $\mathbf{u}_p$ や角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ といった平板の運動性状の計算

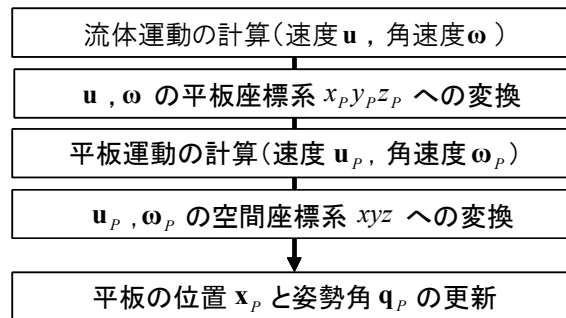


図 6-5 火の粉の飛散性状計算の流れ

ができる．得られた $\mathbf{u}_p$ と $\boldsymbol{\omega}_p$ は，回転行列 $\mathbf{R}^{-1}$ によって空間座標系 xyz へと変換し，これらを時間積分することで平板の位置 $\mathbf{x}_p$ ならびに姿勢角 $\mathbf{q}_p$ の更新を行う．

6.3 火災後方に形成される高温熱流場の数値解析手法

火の粉に加わる力・モーメントを求めるには，熱源の後方に形成される浮力流の計算を行う必要がある．従来，浮力流の解析には，扱いの容易さもあってブシネスク近似を施した基礎方程式が採用されることが多かった．ブシネスク近似は，運動方程式中の浮力項以外の密度変化を無視することで，対象とする流体を非圧縮とみなす方法である．しかし，この近似が有効な温度変化の上限は数十度程度とされ，火災のようにこれを大きく上回る温度変化がある流れ場への適用は，困難であることが一般に認識されている．

このため本研究では，基本的に気流の密度変化（圧縮性）を考慮した方程式を使用する必要がある．通常の圧縮性流体の解析では，既知の流れ場から次の時間ステップにおける流れ場の性状を陽解法による時間進行で予測する手法がとられる．この場合，非圧縮性流体の運動を計算する場合とは異なって，密度波の伝播を捕捉できるほどに小さい時間刻み間隔をとる必要があるため，効率的な計算を行うことが難しい問題がある．

そこで，流体運動の基礎方程式に対して，低マッハ数近似[16]を施すことを考える．これは，状態方程式中の圧力を近似的に一定とみなし，運動方程式から密度波の影響を除去する手法であり，これにより，大きな密度変化を許容しながらも，非圧縮流体を扱う場合と同程度に長い時間刻み間隔を確保することが可能となる．なお，低マッハ数近似を適用して高温の浮力流解析を行った例はいくつかあり[17~21]，いずれも妥当な計算を行えることが報告されている．

6.3.1 流体運動の基礎方程式

圧縮性流体の運動を記述する連続の式，運動方程式，エネルギー方程式，状態方程式はそれぞれ次のように表される．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6-45)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \rho g \delta_{i3} \quad (6-46)$$

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} + \frac{\partial \rho c_p T u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \dot{q}''' \quad (6-47)$$

$$p = \rho R T \quad (6-48)$$

ただし、運動方程式中の第2粘性項、およびエネルギー方程式中のエネルギー散逸率は微量として無視しており、流体運動は粒子運動の影響を受けないものと考えている。上式において、 ρ は気体密度、 u は流速、 p は圧力、 μ は粘性係数、 g は重力加速度、 c_p は気体の定圧比熱、 T は温度、 $\dot{q}''$ は単位体積あたりの発熱速度、 R は気体定数である。また、 δ はクロネッカーのデルタであり、次のように表される。

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i = j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (6-49)$$

ところで圧力 p は、基準空間圧力 p_∞ 、基準圧 p_∞ からの静止圧力勾配 $\rho_\infty g z$ 、流体運動に伴う圧力変動 p' の和として次のように表されることがある。

$$p = p_\infty - \rho_\infty g z + p' \quad (6-50)$$

これを、上式(6-46)に代入すると、運動方程式は、

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial (p_\infty + p')}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - (\rho - \rho_\infty) g \delta_{i3} \quad (6-51)$$

のように書き改められ、静止圧力勾配が圧力項からとり出せて、浮力項に移される。

(1) 低マッハ数近似モデル

上に示した流体運動の基礎方程式(6-45)、(6-47)、(6-48)、(6-51)に対して Rehm & Baum [13]による低マッハ数近似を施す。低マッハ数近似では、支配方程式の従属変数をマッハ数 M のべき乗で展開し、火災浮力流の代表的な流速 u が音速 a に比べて十分小さいとの関係に着目して各項のオーダーを比較する[13~16]。これによると、基礎方程式が次のように簡略化される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6-52)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - (\rho - \rho_\infty) g \delta_{i3} \quad (6-53)$$

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} + \frac{\partial \rho c_p u_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial p_\infty}{\partial t} + \dot{q}''' \quad (6-54)$$

$$p_\infty = \rho R T \quad (6-55)$$

低マッハ数近似を施した基礎方程式では、エネルギー式と状態方程式の圧力が空間平均圧力 p_∞ で表されている。これは、エネルギー式の圧力 p_∞ が、状態方程式の密度 ρ と温度 T の変化に結びつくものの、空間座標には依存しない時間の関数として表せることを示している。なお、都市火災を考える場合の p_∞ は大気圧 $1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ のオーダーを持つが、 p_∞ の変化は低気圧や高

気圧による地表面上の気圧分布の変化に対応している．これは，せいぜい 10^2Pa 程度の変化であることから，計算上はエネルギー式における p_∞ の時間変動は無視することができる．

一方，運動方程式における圧力は，空間圧力 p_∞ からの変動である p' で表されており，状態方程式中の圧力とはリンクが絶たれている．これは，運動方程式中の圧力 p' が密度 ρ や温度 T の変化には直接依存していないことを示している．逆に言うと，低マッハ数流れでは圧力変化に伴う密度変化が無視でき，これは主として温度変化に起因するものと考えることができる．

この方程式系の特徴は，状態方程式中の圧力と運動方程式中の圧力のリンクを絶ち，方程式系の扱いを簡略化した点にある．この場合には，非圧縮性流体と同じように音速が無限大とみなせ，圧力が無限大の速度で空間内を伝播する．すなわち，密度変化の時間スケールが温度変化の時間スケールに対応するので，密度変化の時間スケールを計算するための時間刻み間隔を圧縮性流体の場合に比べて長くとることができる．

(2) ブシネスク近似モデル

温度変化が小さい流れ場に対して適用されることの多いブシネスク近似モデルは，上に示した低マッハ数近似モデルより導くことができる．まず， p_∞ が時間的，空間的に変化しないものとみなすと，状態方程式(6-56)より次の関係が得られる．

$$\rho T = \rho_\infty T_\infty \quad (6-56)$$

ここで， ρ_∞ と T_∞ はそれぞれ基準状態における密度と温度を表している．これを用いると，運動方程式(6-53)の浮力項が，温度上昇の係数倍の形として次のように表される．

$$\begin{aligned} (\rho - \rho_\infty) g_{i3} &= -\rho \cdot \frac{T - T_\infty}{T_\infty} g_{i3} \\ &= -\rho \cdot \beta (T - T_\infty) g_{i3} \end{aligned} \quad (6-57)$$

ここからさらに，流れ場の密度変化が小さいものとみなすと ($\rho = \rho_\infty$)，ブシネスク近似を施した連続の式，運動方程式，エネルギーの輸送方程式がそれぞれ次のように得られる．

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6-58)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu}{\rho_\infty} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \beta (T - T_\infty) g_{i3} \quad (6-59)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial u_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{\rho_\infty c_p} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\dot{q}'''}{\rho_\infty c_p} \quad (6-60)$$

6.3.2 LES の基礎方程式

都市火災のように密度変化の大きな流れ場は、一般に非定常な乱流場となる。乱流は大小様々な渦によって構成されているが、現状では、計算機の性能と容量の制約から、全てのスケールの乱流渦を直接計算することは難しい。このため、粗い格子の利用を許容するための乱流モデル化を導入する必要がある。乱流のモデル化には、レイノルズ平均方程式に基づく RANS (Reynolds-averaged Numerical Simulation) による方法もよく利用されるが、ここでは、非定常な 3 次元渦構造の計算が可能な LES (Large Eddy Simulation) による方法を採用する。LES は、普遍性の期待できる小さな渦 (高波数成分) だけをモデル化し、流れ場の形態の影響を強く受ける大きな渦 (低波数成分) を直接解く方法である。LES による方法では、変動量の高波数成分を取り除く空間フィルター操作を行うことで基礎方程式を粗視化する。ある物理量 $f(x_1, x_2, x_3, t)$ を例にとると、これは次のようなたたみ込み積分によってなされる。

$$\bar{f}(x_1, x_2, x_3, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(\prod_{i=1}^3 G_i(y_i) \right) f(x_1 - y_1, x_2 - y_2, x_3 - y_3, t) \right] dy_1 dy_2 dy_3 \quad (6-61)$$

ここで、 $G(y)$ は $y=0$ の近くで正の値をもち、 $y \rightarrow \infty$ で $G(y) \rightarrow 0$ となるフィルター関数である。一般的に利用されるフィルター関数には、トップハットフィルター、

$$G(y) = \begin{cases} 1/\Delta & (|y| \leq \Delta/2) \\ 0 & (|y| \geq \Delta/2) \end{cases} \quad (6-62)$$

または、次のガウシアンフィルターなどが挙げられる。

$$G(y) = \sqrt{\frac{6}{\pi\Delta^2}} \exp\left(-\frac{6y^2}{\Delta^2}\right) \quad (6-63)$$

ただし、 Δ はフィルター幅であり、一般的には格子幅程度とされることが多い。このフィルター操作により、全スケールを含む物理量 f を低波数のグリッドスケール (GS) 成分 $\bar{f}$ と高波数のサブグリッドスケール (SGS) 成分 f' とに分離できる。

$$f = \bar{f} + f' \quad (6-64)$$

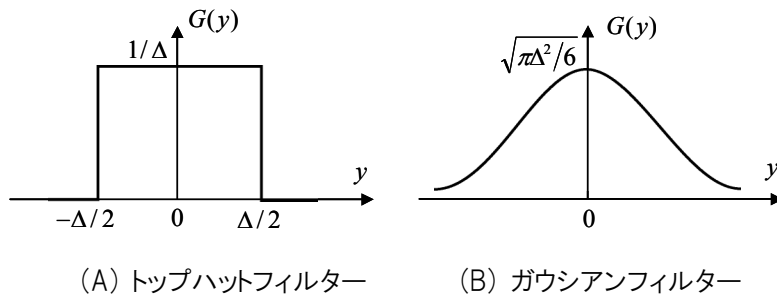


図 6-6 フィルター関数

(1) 低マッハ数近似モデル

まず、低マッハ数近似を施した流体運動の基礎方程式を、式(6-61)に示したフィルタリング操作に基づいて粗視化すると次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6-65)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - (\bar{\rho} - \rho_\infty) g \delta_{i3} \quad (6-66)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_j \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\bar{q}'''}{c_p} \quad (6-67)$$

$$p_\infty = \bar{\rho} \bar{T} R \quad (6-68)$$

このとき、気体の定圧比熱 c_p は場所や時間によらず一定とみなした。ただし、このままでは、密度の SGS 成分 ρ' と流速ならびに温度の相関項が数多く現れ、方程式が複雑となる。例えば、 $\bar{\rho} \bar{u}_i$ の場合には、

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \bar{u}_i &= \overline{(\bar{\rho} + \rho')(\bar{u}_i + u'_i)} \\ &= \bar{\rho} \bar{u}_i + \bar{\rho} u'_i + \bar{\rho}' \bar{u}_i + \bar{\rho}' u'_i \end{aligned} \quad (6-69)$$

そこで、上記の基礎方程式に対して、圧縮性流体の解析によく利用されるファール平均（密度加重平均）を行って相関項を排除する。ファール平均操作による平均値を $\widetilde{(\quad)}$ 、そこからの変動量を $(\quad)''$ で表すと、これは次のように表される。

$$\tilde{f} \equiv \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}}, \quad f \equiv \tilde{f} + f'' \quad (6-70)$$

この関係を用いれば、

$$\bar{\rho} \bar{u}_i = \bar{\rho} \tilde{u}_i, \quad \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j = \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j, \quad \bar{\rho} \bar{T} = \bar{\rho} \tilde{T} \quad (6-71)$$

のように、密度の GS 成分 $\bar{\rho}$ とそれ以外の成分とに分離して方程式の表現を簡単にすることができる。なお、この平均操作は単なる表現の簡略化方法ではない。乱流中では密度 ρ も物理量 f も大きく変動する。ここで、 f が示量的な値であるならば、このときの流れの基本となる量は密度との積 ρf と考えられることから、 f を式(6-70)のように定義するのは適切な方法といえる。

以上の関係を用いると、基礎式(6-65)～(6-68)は次のように変形できる。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6-72)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} u_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - (\bar{\rho} - \rho_\infty) g \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (6-73)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{T} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\bar{q}'''}{c_p} - \frac{1}{c_p} \frac{\partial h_j}{\partial x_j} \quad (6-74)$$

$$p_\infty = \bar{\rho} R \tilde{T} \quad (6-75)$$

ただし、式(6-72)、(6-73)において、 $\bar{\rho} u_i$ を分離せずに残したのは、後述する数値計算上の便を考えたためである。またこの操作により、SGS成分がGS成分に対して及ぼす影響である乱流応力（SGS応力） τ_{ij} ，ならびに乱流熱流束（SGS熱流束） h_j が新たに現れる。

$$\tau_{ij} \equiv \bar{\rho} (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (6-76)$$

$$h_j \equiv \bar{\rho} c_p (\widetilde{u_j T} - \tilde{u}_j \tilde{T}) \quad (6-77)$$

これらは、運動方程式の非線形性に由来するものであり、別途モデル化が必要な項である。

ここでは、LESにおいて最も一般的に用いられる渦粘性近似によりこれらのモデル化を行う。グリッドスケールから見たサブグリッドスケール渦の運動が、分子運動と同様にランダムで等方的であると仮定し、渦粘性近似を用いると τ_{ij} ， h_j は次のように表される。

$$\tau_{ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} - 2 \bar{\rho} \nu_T \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (6-78)$$

$$h_j = -\alpha_T \bar{\rho} c_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (6-79)$$

ただし、 ν_T はSGS動粘性係数、 α_T はSGS熱拡散係数、 $\tilde{S}_{ij}$ は次のひずみ速度テンソルである。

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6-80)$$

このうち、 τ_{ij} の式の右辺第1項の等方成分については、低マッハ数近似モデルの解法(次項6.3.3)において、圧力 p' がポアソン方程式より求まるため、これを p' に含めて計算することができる。

SGS動粘性係数 ν_T は、乱流エネルギーのSGS成分に対して局所平衡（生産=消散）を仮定することにより、次のようにモデル化できる[19]。

$$\nu_T = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \quad (6-81)$$

ここで、 C_s はモデル係数、 Δ はフィルター代表長さである。代表長さ Δ は、3次元デカルト座標系での各方向のフィルター幅を Δ_x ， Δ_y ， Δ_z とすれば、

$$\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3} \quad (6-82)$$

と計算できる．ここからも明らかなように，渦粘性近似により導かれるモデルでは，フィルター関数 G の性質が顕在化せず，フィルター幅だけが重要となる．なお，SGS 熱拡散係数 α_T は，乱流プラントル数 Pr_T を用いて次のように表す．

$$\alpha_T = \frac{\nu_T}{\text{Pr}_T} \quad (6-83)$$

(2) ブシネスク数近似モデル

次に，ブシネスク近似を施した流体運動の基礎方程式を，式(6-61)に示したフィルタリング操作に基づいて粗視化すると次のようになる．

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6-84)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu}{\rho_\infty} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \beta (\bar{T} - T_\infty) g \delta_{i3} - \tau_{B,ij} \quad (6-85)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{\rho_\infty c_P} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\bar{q}'''}{\rho_\infty c_P} - \frac{h_{B,j}}{\rho_\infty c_P} \quad (6-86)$$

ここでも，低マッハ数近似モデルの場合と同様に，SGS 応力 $\tau_{B,ij}$ と SGS 熱流束 $h_{B,j}$ が現れる．

$$\tau_{B,ij} \equiv \bar{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (6-87)$$

$$h_{B,j} \equiv \rho_\infty c_P (\bar{u_j T} - \bar{u}_j \bar{T}) \quad (6-88)$$

これは，密度変化を考慮したファールブル平均を行ったものか，空間フィルタリングを行ったものの違いだけで，形式上は低マッハ数近似モデルの式(6-76)，(6-77)と同じである．詳細は省略するが，これらについても，同様の手続きに基づいて，渦粘性近似によるモデル化を行う．

まず， τ_{ij} ， h_j は渦粘性近似によって次のように表される．

$$\tau_{B,ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} - 2\nu_{T,B} \bar{S}_{ij} \quad (6-89)$$

$$h_j = -\alpha_{T,B} \rho_\infty c_P \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (6-90)$$

ただし，下付き文字の B はブシネスク流体を表している．また，ひずみ速度テンソル $\bar{S}_{ij}$ は，

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6-91)$$

SGS 動粘性係数 $\nu_{T,B}$, SGS 熱拡散係数 $\alpha_{T,B}$ も, 式(6-81), (6-83)と同様にして次のように表す.

$$\nu_{T,B} = (C_{S,B} \Delta)^2 \sqrt{2\overline{S_{ij}}\overline{S_{ij}}} \quad (6-92)$$

$$\alpha_{T,B} = \frac{\nu_{T,B}}{\text{Pr}_T} \quad (6-93)$$

6.3.3 計算アルゴリズム

低マッハ数近似モデルでは流体の密度変化が考慮されるのに対し, ブシネスク近似モデルではこれが無視されるため, 両者の計算アルゴリズムは異なる. このうち, ブシネスク近似モデルについては, MAC 系の解法である部分段階法[23]を用いることとする. 一方の, 低マッハ数近似モデルの解法には, 文献[18,19]を参考にしてこれを修正したアルゴリズムを採用する.

(1) 部分段階解法

部分段階法は非圧縮性流体を対象としており, 数値的な誤差の発生を抑えて安定的な計算を可能にする方法である. まず, ブシネスク近似モデルの運動方程式を時間について離散化すると次式が得られる.

$$\bar{u}_i^{N+1} = \bar{u}_i^N + \Delta t \left[\frac{3}{2}(A_i + D_i + B_i)^N - \frac{1}{2}(A_i + D_i + B_i)^{N-1} \right] - \Delta t \frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \bar{p}'^N}{\partial x} \quad (6-94)$$

ここで, Δt は時間刻み間隔, 上付き文字の N は計算ステップ数であり,

$$A_i = -\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j}, \quad D_i = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu}{\rho_\infty} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{B,ij}}{\partial x_j}, \quad B_i = \beta(\bar{T} - T_\infty) g \delta_{i3} \quad (6-95)$$

はそれぞれ対流項, 拡散項, 浮力項を表す. また, 時間積分には 2 次精度のアダムス・バッシュフォース法を採用している.

既知の速度場 $\bar{u}_i^N$ が連続の式 $\partial \bar{u}_i^N / \partial x_i = 0$ を満たしているか否かにかかわらず, 上式(6-94)により得られる $\bar{u}_i^{N+1}$ は離散化誤差, 丸め誤差によって多かれ少なかれ連続の式を破る. 数値的な発散は, こうした時間進行のステップごとに蓄積される誤差により生じる. このような計算の破綻を防ぐため, 更新される速度場 $\bar{u}_i^{N+1}$ が $\partial \bar{u}_i^{N+1} / \partial x_i = 0$ を満たすように圧力を決定する. そこで, まず上式(6-94)の $\bar{p}'^N$ を $\bar{p}'^{N+1}$ に書き換えると,

$$\bar{u}_i^{N+1} = \bar{u}_i^N + \Delta t \left[\frac{3}{2}(A_i + D_i + B_i)^N - \frac{1}{2}(A_i + D_i + B_i)^{N-1} \right] - \Delta t \frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \bar{p}'^{N+1}}{\partial x} \quad (6-96)$$

この場合, 圧力勾配項は未知となるから, 上式は $\bar{u}_i^{N+1}$ に関する単純な前進解法ではなくなり, 速度場と圧力場を連成する必要が生じる. 部分段階法では, この計算を次の二段階に分ける.

$$\bar{u}_i^F = \bar{u}_i^N + \Delta t \left[\frac{3}{2} (A_i + D_i + B_i)^N - \frac{1}{2} (A_i + D_i + B_i)^{N-1} \right] \quad (6-97)$$

$$\bar{u}_i^{N+1} = \bar{u}_i^F - \Delta t \frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \bar{p}'^{N+1}}{\partial x} \quad (6-98)$$

ただし、上付き文字の F は計算の途中の段階で得られる値を示している． $\partial \bar{u}_i^{N+1} / \partial x_i = 0$ を得るため、部分段階法ではこの二つの手続きの間に圧力 $\bar{p}'^{N+1}$ を求める．ここで、二番目の式(6-98)の空間微分をとると、

$$\frac{\partial \bar{u}_i^{N+1}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{u}_i^F}{\partial x_i} - \Delta t \frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial^2 \bar{p}'^{N+1}}{\partial x^2} \quad (6-99)$$

となるが、 $\partial \bar{u}_i^{N+1} / \partial x_i = 0$ となるにはこの左辺が 0 となればよい．すなわち、圧力 $\bar{p}'^{N+1}$ には次に示す圧力のポアソン式の解を用いればよい．

$$\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial^2 \bar{p}'^N}{\partial x_i^2} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial \bar{u}_i^F}{\partial x_i} \quad (6-100)$$

なお、エネルギー式には圧力勾配の項が含まれないので、上記の部分段階法からは独立して次式より温度の時間更新を行うことができる．

$$\bar{T}^{N+1} = \bar{T}^N + \Delta t \left(\frac{3}{2} R^N - \frac{1}{2} R^{N-1} \right) \quad (6-101)$$

ただし、 R はエネルギー式(6-86)の時間微分項以外の項であり、

$$R = -\frac{\partial \bar{u}_j \bar{T}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{\rho_\infty c_p} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\bar{q}'''}{\rho_\infty c_p} - \frac{h_{B,j}}{\rho_\infty c_p} \quad (6-102)$$

以上、ブシネスク近似モデルの計算の流れを示したものが図 6-7(B)である．

(2) 修正部分段階解法

低マッハ数近似モデルにおいて式(6-97)、(6-98)に相当する式は、次のようになる．

$$\bar{\rho} \bar{u}_i^F = \bar{\rho} \bar{u}_i^N + \Delta t \left[\frac{3}{2} (A_i + D_i + B_i)^N - \frac{1}{2} (A_i + D_i + B_i)^{N-1} \right] \quad (6-103)$$

$$\bar{\rho} \bar{u}_i^{N+1} = \bar{\rho} \bar{u}_i^F - \Delta t \frac{\partial \bar{p}'^{N+1}}{\partial x} \quad (6-104)$$

ただし、ここでの対流項、拡散項、浮力項はそれぞれ次のとおりである．

$$A_i = -\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j}, \quad D_i = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad B_i = -\beta(\tilde{p} - \rho_\infty) g \delta_{i3} \quad (6-105)$$

なお、ファール平均により $\overline{\rho u_i}$ を $\bar{\rho}$ と $\tilde{u}_i$ に分解すると、上に示した $\overline{\rho u_i}$ の時間更新式は $\tilde{u}_i$ のそれに置き換えることも可能となる。ただし、 $\tilde{u}_i$ に分解して計算した場合には、より多くの離散化手続きが必要となり、これに伴う誤差の発生は避けられない。このため、精度の良い計算をするに $\overline{\rho u_i}$ を一つの変数として扱ったほうが望ましい。

ここでも、圧力のポアソン式を求めるために第2式の空間微分をとると、

$$\frac{\partial \overline{\rho u_i}^{N+1}}{\partial x_i} = \frac{\partial \overline{\rho u_i}^F}{\partial x_i} - \Delta t \frac{\partial^2 \bar{p}'^{N+1}}{\partial x^2} \quad (6-106)$$

この場合には、非圧縮性流体の場合のように左辺を消去することはできないが、連続の式(6-72)の関係をここに代入すると、次のような圧力のポアソン式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \bar{p}'^{N+1}}{\partial x^2} = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial \overline{\rho}^{N+1}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u_i}^F}{\partial x_i} \right) \quad (6-107)$$

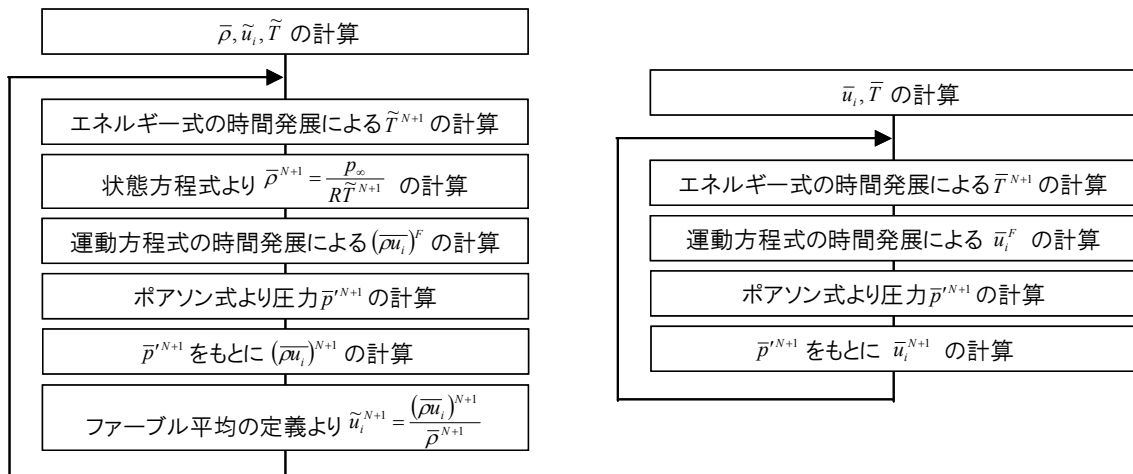
これにより $N+1$ 計算ステップにおける $\overline{\rho u_i}$ が分かれば、ファール平均の定義式(6-70)より、

$$\tilde{u}_i^{N+1} = \frac{\overline{\rho u_i}^{N+1}}{\bar{\rho}^{N+1}} \quad (6-108)$$

のように新しい $\tilde{u}_i^{N+1}$ を求めることができる。ただし、 $\bar{\rho}^{N+1}$ は状態方程式より、

$$\bar{\rho}^{N+1} = \frac{p_\infty}{R \tilde{T}^{N+1}} \quad (6-109)$$

であり、ここに含まれる $\tilde{T}^{N+1}$ については、エネルギー式を用いる。式(6-74)を時間に関して離



(A) 低マッハ数近似モデル

(B) プシネスク近似モデル

図 6-7 流体運動の計算の流れ

散化すると、 $\tilde{T}^{N+1}$ は次式より時間発展により計算することができる。

$$\tilde{T}^{N+1} = \tilde{T}^N + \Delta t \left(\frac{3}{2} R^N - \frac{1}{2} R^{N-1} \right) \quad (6-110)$$

ただし、連続の式(6-72)を用いてエネルギー式(6-74)を勾配型に変形すると、

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \bar{\rho} u_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\bar{q}'''}{c_p} - \frac{1}{c_p} \frac{\partial h_j}{\partial x_j} \quad (6-111)$$

なので、 R は次式で表される。

$$R = \frac{1}{\bar{\rho}} \left[-\bar{\rho} u_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\bar{q}'''}{c_p} - \frac{1}{c_p} \frac{\partial h_j}{\partial x_j} \right] \quad (6-112)$$

以上、低マッハ近似モデルの計算の流れを示したものが図 6-7(A)である。

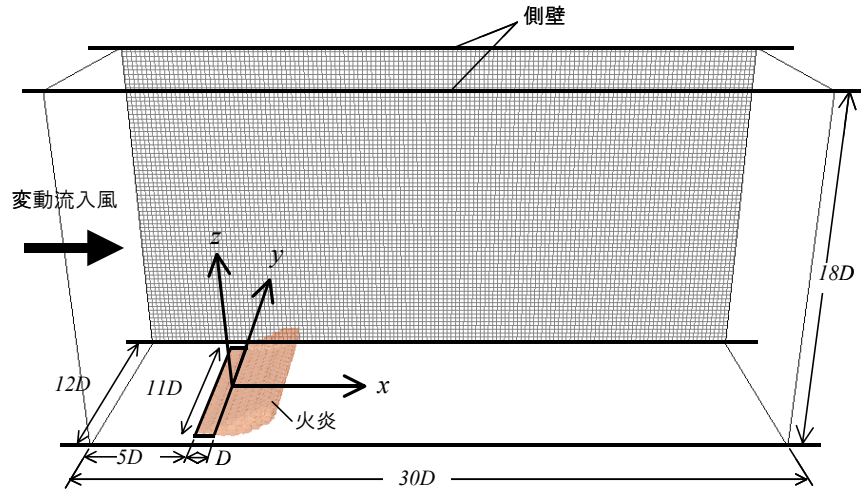


図 6-8 計算領域

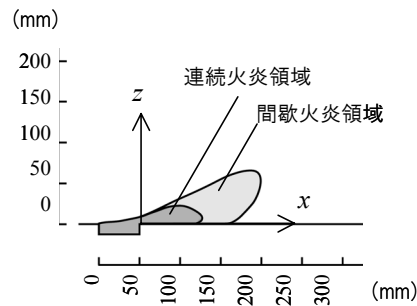


図 6-9 実験時に観察された火炎の形状

6.3.4 計算モデルの検証

ここでは、既往の風洞実験[24]に準ずる熱流場の計算を行い、その結果を比較することで計算モデルの検証を行う。実験は、繊維混入セメント板（厚さ 6mm）で作った幅 600mm、高さ 840mm、長さ 5600mm の耐火チャンネルを風洞内に設け、床面の帯状火源から後方の風速・温度変動の測定を行ったものである。なお、燃料にはメタノールが用いられており、実験時の基準風速は $U_{\infty}=1.9\text{m/s}$ 、基準温度は $T_{\infty}=12^{\circ}\text{C}$ (285K) であった。

(1) 計算条件

本計算で設定した計算領域を図 6-8、流体運動の計算スキームを表 6-1 に示す。ここでは説明の便を考え、座標軸 xyz の原点を燃料容器中央の後端におき、主流方向に x 軸、鉛直方向に z 軸、これらと直角に y 軸をとる。計算格子には等間隔のスタガード格子を用いることとし、火源幅 D に対して x 軸方向に $35D$ 、 y 軸方向に $12D$ 、高さ z 軸方向に $18D$ だけとってある。ただし、格子幅 Δ は $0.25D$ であり、計算格子数は $140(x) \times 48(y) \times 72(z) = 483,840$ である。また、計算は時間刻み Δt を 0.0001s として次元を有する形で行ったが、基準流速 U_{∞} と火源幅 D を参照した無次元の時間刻み間隔は 3.8×10^{-3} (-) である。

境界条件は表 6-2 に示すとおりである。流入の速度境界には、実測結果に基づいて人工的に

表 6-1 計算条件

火源寸法	幅 $D=0.05\text{m}$ 、奥行き $11D=0.55\text{m}$ ($A=0.0275\text{m}^2$)
発熱速度	$\dot{Q}=10.5\text{kW}$ (実験の観察結果から形状を決定)
基準流入風速	$U_{\infty}=1.9\text{m/s}$ (実測値に基づいて変動風を生成[22])
座標系	3次元デカルト座標系
計算格子	等間隔スタガード格子、 $\Delta=0.25D$
計算領域	$35D(x) \times 12D(y) \times 18D(z)$
計算格子数	$140(x) \times 48(y) \times 72(z)$
アルゴリズム	低マッハ数近似モデル: 修正部分段解法 ブシネスク近似モデル: 部分段解法
圧力解法	SOR 法
空間スキーム	2次精度中心差分
時間スキーム	2次精度アダムス・バッシュフォース法
時間刻み	$\Delta t \cdot U_{\infty}/D = 3.8 \times 10^{-3}(-)$

表 6-2 境界条件

流入面	流速: 実測値に基づいて変動風を生成[22] 温度: $T=T_{\infty}(12^{\circ}\text{C})$ (密度: $\rho=p_{\infty}/RT_{\infty}$)
流出面	流速・温度・密度: 対流型流出境界条件
上方境界	自由境界条件
側方・下方境界	流速: 粘着境界条件 温度: 第一セルに実測値 (密度: $\rho=p_{\infty}/RT$)

生成した変動風を用いた[25]。なお、本モデルでは可燃性ガスの燃焼を考慮していないため、酸素との反応に伴う発熱速度の計算を陽に行うことができない。そこで、実験の観察結果から熱源である火炎の最大占有領域を図 6-9 に示すように特定し、メタノールの重量減少速度から求めた単位時間あたりの発熱量 10.5kW を等配分した。

(2) 温度上昇の比較

図 6-10 は温度上昇の時間平均値 ΔT を流入温度 T_∞ で除して正規化したものを比較しており、図 6-11 は同じく温度上昇の標準偏差 σ_T を T_∞ で正規化したものを比較してある。

まず、平均値 ΔT を見ると、火源により熱せられた高温の流体が周囲の空気を巻き込むことで拡散され、温度を低下させながら風下側に流されていく様子が捉えられている。ただし、火源後方の各位置での最大温度上昇幅を比較すると、ブシネスク近似モデルによる結果が良好に

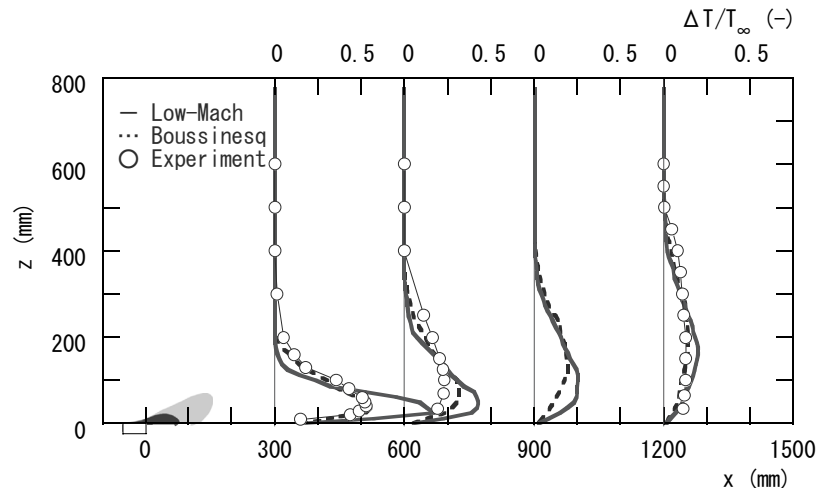


図 6-10 火炎後方の温度上昇(時間平均値)の比較

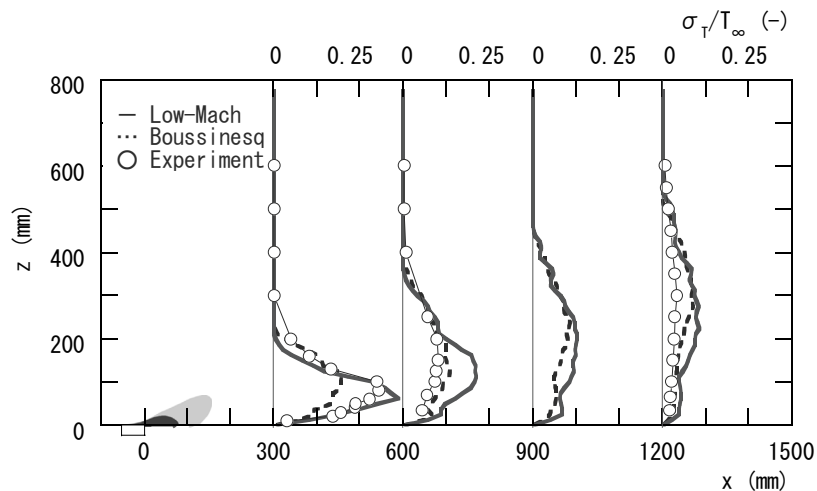


図 6-11 火炎後方の温度上昇(標準偏差)の比較

実験結果と一致しているのに対して、低マッハ数近似モデルの結果は温度上昇を過大に算出する結果となっている。この差は、火口から遠ざかるにつれて小さくなるものの、火口後方 300mm の位置での温度上昇は、実験結果のほぼ 2 倍の値となっている。また、 z 軸方向の最大温度上昇点の高さについても、ブシネスク近似モデルの結果は比較的良好に実験結果を再現しているのに対して、低マッハ数近似モデルの最大温度上昇点は実験結果より低い位置となっている。つまり、低マッハ数近似モデルによる計算では、火炎後方の熱気流が床面を這うように流れる予測となっている。

こうした不一致は、主に熱源の設定によるものと考えられる。すなわち、本来の火炎であれば酸素と可燃性ガスの分布に伴って発熱領域が変動し、発熱の大きさも場所によって異なるのに対して、今回の計算では火炎領域を固定し、かつ内部での発熱を一律と与えたため、火炎の揺らぎに起因する気流の乱れの影響が計算結果に反映されなかったものと考えられる。このため、火源後方に形成される高温の流体が十分に拡散されることなく流され、突出した温度上昇を与えたものと考えられる。

一方、同じ熱源の条件であるにもかかわらず、ブシネスク近似モデルの結果が実験結果と良好一致を示すことについては、計算の過程で気流の密度変化を考慮しているか否かの違いによるものと考えられる。すなわち、低マッハ数近似モデルでは温度上昇に伴って気流の膨張が起こり、高温の流体が通過した床面付近では大きな圧力の低下が起こったことが予想される。このため、熱気流が床面方向へと引き寄せられ、気流の付着が起こったものと考えられる。

温度上昇の標準偏差 σ_T についても、平均温度上昇 ΔT の場合と同様に、ブシネスク近似モデルに対して低マッハ数近似モデルが大きく σ_T を算出する結果となった。ただし、これを実験結果と比較すると、火源に近い $x=300\text{mm}$ の位置での σ_T こそ低マッハ数近似モデルの結果と同程度の値であるものの、それより後方では全般的に実験結果の方が小さくなる結果が得られた。これは、平均値 ΔT の比較の際に見た、突出した高温領域に対して時間変動が連動して大きくなったものと考えられる。

なお、実験、計算の双方とも、標準偏差 σ_T の最大値を与える z 軸方向高さが、平均温度上昇 ΔT のそれに比べて高い位置となることを示している。これは、熱気流域の上方で、高温の気流と新鮮な気流の混合が起こっているためと考えられる。

(3) 流速(x 成分)の比較

次に、流速の x 方向成分に関する結果について示す。図 6-12 は時間平均値 u 、図 6-13 は標準偏差 σ_u をそれぞれ基準流入風速 U_0 で除して正規化したものである。

平均流速 u については、低マッハ数近似モデル、ブシネスク近似モデルの差がほとんどなく、双方とも実験結果と良好に一致している。特に、火源のない場合には現れなかった床面近傍での流速の上昇が再現されている。これは、火源により暖められた気流が膨張を起こしたことや、流入気流が浮力を得て加速したことによるものと考えられる。こうした床面付近の流速の上昇

は、低マッハ数近似モデルを用いた場合には $x=1200\text{mm}$ に至っても続いており、温度上昇 ΔT の結果から推察される熱気流の床面への付着の可能性を裏付けている。なお、この間の流速の全体的なプロファイルは大きく変化することはない。

流速 x 方向成分の標準偏差 σ_u は、床面付近で最も高い値をとり、高さ (z 軸) 方向に上につれ漸減している。ただし、 σ_u が 0 以上となっているのは $z=700\text{mm}$ 程度までであり、これは乱流境界層の厚さに概ね一致する。また、この範囲は、図 6-10 の温度上昇に関する結果から類推される熱気流の到達範囲に比べて明らかに大きいことから、ここでの流速変動の主要因は流入風の乱れによるものと考えられる。低マッハ数近似、ブシネスク近似の両モデルの計算結果にほとんど違いが見られない点も、流速変動が熱源に起因していないことを裏付けている。

なお、両モデルによるプロファイルは全般的に実験結果と類似しているものの絶対的な大きさは小さくなっている。これは、適切な流入風が生成されていなかったか、もしくは、格子解

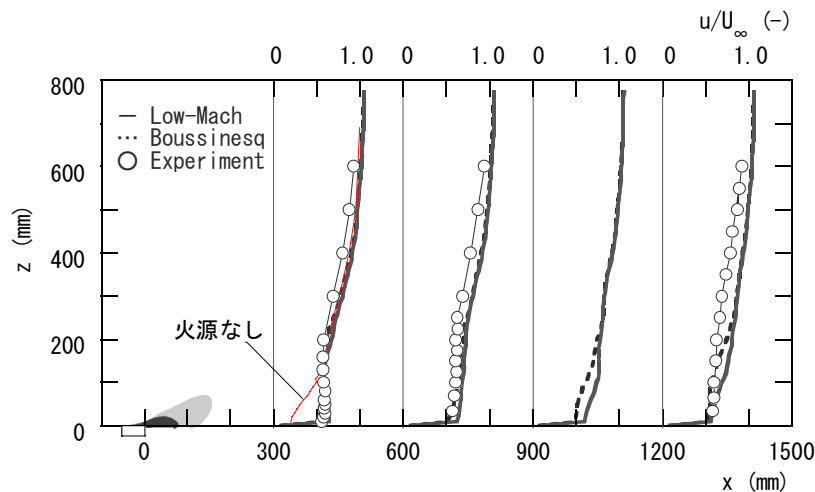


図 6-12 火炎後方の流速 x 成分(時間平均値)の比較

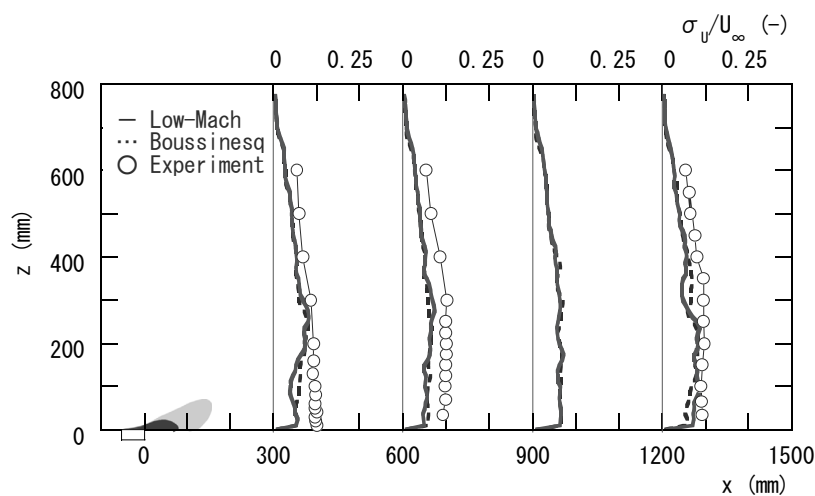


図 6-13 火炎後方の流速 x 成分(標準偏差)の比較

像度が十分でなかったために、本来の流速変動を過小に見積もったものと考えられる。

(4) 流速(z 成分)の比較

最後に、流速の z 方向成分に関する結果について示す。図 6-14 は時間平均値 w ，図 6-15 は標準偏差 σ_w をそれぞれ基準流入風速 U_∞ で除して正規化したものである。

まず、流速の平均値 w について見ると、実験では $x=300, 600\text{mm}$ において既に気流の上昇が起こっているのに対し、低マッハ数近似モデルでは $x=900\text{mm}$ 以降、ブシネスク近似モデルでは $x=600\text{mm}$ 以降になった段階でようやく顕著な上昇が起こっている。これは、既に見てきたように火源の設定方法によるもので、火源後方の熱の拡散が適切に予測されないために、床面に対して気流の付着が起こっているためと考えられる。

なお、実験結果を見ると、火源近傍の気流の上昇は床面から高さ 300mm ほどの範囲で生じており、それより上方では逆に下降流が生じている。すなわち、この境界で高温の気流と新鮮な

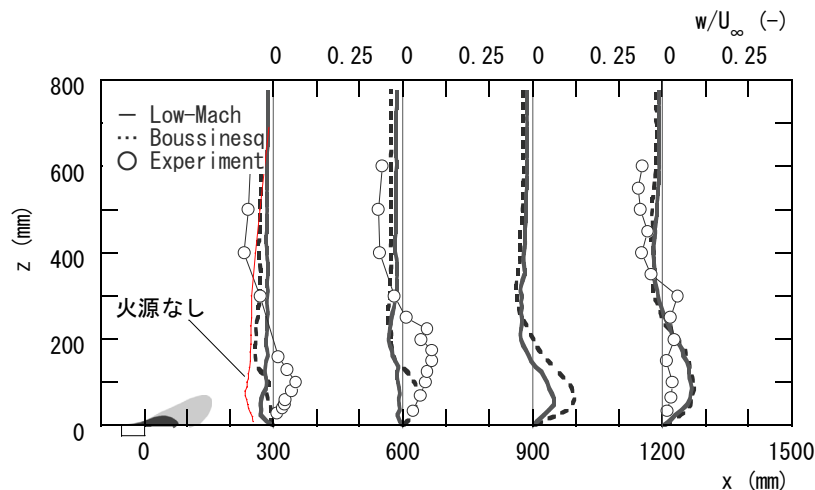


図 6-14 火炎後方の流速 z 成分(時間平均値)の比較

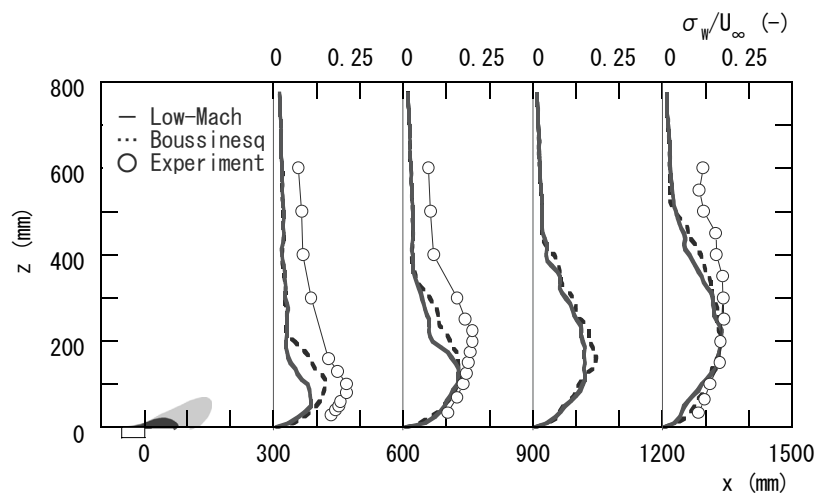


図 6-15 火炎後方の流速 z 成分(標準偏差)の比較

気流の混合が起こっているものと考えられる。ただし、火源のない場合の流速の測定結果を見ると、耐火チャンネル内には全体的な下降流が生じていることから、流入風の条件や耐火チャンネルの形状が混合境界の高さに大きな影響を及ぼしているものと考えられる。こうした下降流の発生は計算でも予測できているものの、その大きさは実験結果に比べて小さなものとなっている。これは、火源の設定方法だけでなく、境界条件や、計算領域の設定にもよるものと考えられる。

次に、図 6-15 の標準偏差 σ_w の比較を見ると、実験値の流速変動が大きくなっており、その幅も計算結果より広がっている。実験では、 $z \leq 600\text{mm}$ の範囲における測定が行われているが、このうち、図 6-14 に見られる下降流となっている領域の σ_w は、主に流入風の変動によるものと考えられる。また、それより下方の流速変動が顕著となっている範囲は、図 6-10 において温度上昇が起こっている範囲とほぼ一致することから、この範囲の流速変動が主に温度上昇によるものと考えられる。

なお、この場合も温度上昇の標準偏差 σ_T の場合と同じように、 σ_w が最大となる高さが平均値 w のそれよりも高い場所に位置している。この理由も σ_T の場合と同様に、流入空気との混合領域の存在によるものと考えられる。

6.4 火の粉の飛散性状シミュレーション

ここでは、火の粉の飛散性状に関する一般的な知見を得るため、乱流境界層内に正形状の火源を設定し、その後方に形成される熱流場に火の粉を投入して飛散性状シミュレーションを行う（図 6-16）。また、飛散範囲の支配無次元数を導き、これを用いて数値シミュレーションの結果を整理することで、延焼モデルで利用可能な相似則を導く。以降の説明の便を考え、ここでは空間座標系 xyz の原点は火源中央の後端におき、主流方向に x 軸、鉛直方向に z 軸、これらと直角に y 軸をとる。

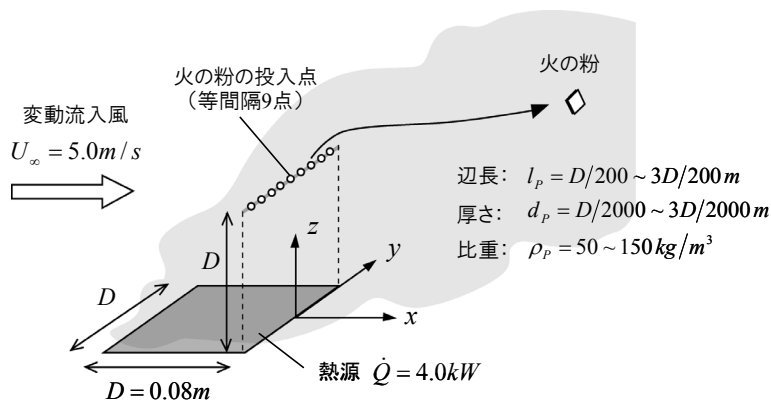


図 6-16 火の粉の飛散性状シミュレーション

表 6-3 計算条件

火源寸法	$D=0.08\text{m}$ ($A=0.064\text{m}^2$)
発熱速度	$\dot{Q}=4.0\text{kW}$ (発熱を第 1 セルに配分)
基準流入風速	$U_{\infty}=5.0\text{m/s}$, $u(z)/U_{\infty} = \begin{cases} (z/z_{\infty})^{1/4} & (z \leq z_{\infty}) \\ 1 & (z \geq z_{\infty}) \end{cases}$ ただし, $z_{\infty}(=9D)$ は境界層高さ. ここから変動風を生成[26].
計算格子	等間隔スタガード格子, $\Delta=0.25 D$
計算領域	$31D(x) \times 12.5D(y) \times 12.5D(z)$
計算格子数	$124(x) \times 50(y) \times 50(z)$
アルゴリズム	修正部分段解法 (低マッハ数近似モデル)
圧力解法	SOR 法
空間スキーム	2 次精度中心差分
時間スキーム	2 次精度アダムス・バッシュフォース法
時間刻み	$\Delta t \cdot U_{\infty} / D = 6.25 \times 10^{-3} (-)$

表 6-4 境界条件

流入面	流速: 事前に生成させた変動風を使用[26] 温度: $T = T_{\infty} (20^{\circ}\text{C})$ (密度: $\rho = p_{\infty} / RT_{\infty}$)
流出面	対流型流出境界条件
上方・側方境界	自由境界条件
下方境界	流速: 粘着境界条件 温度: 断熱条件 (密度: $\rho = p_{\infty} / RT$)

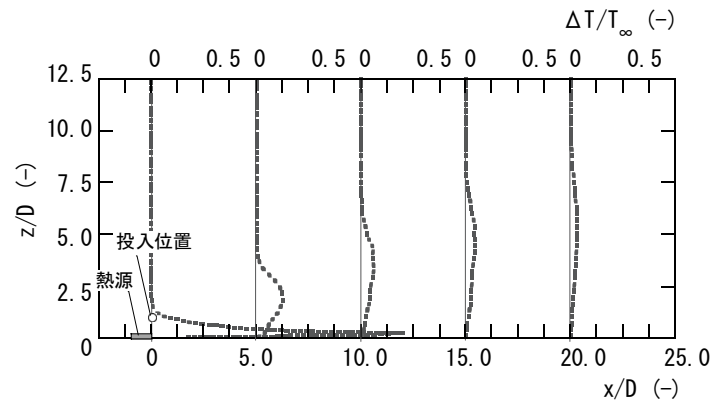
表 6-5 火の粉の条件

		辺長比 l_p/D (-)	厚さ比 d_p/D (-)	アスペクト比 l_p/d_p (-)	比重 ρ_p (kg/m ³)
A	1	1/200	1/2000	10	50.0
	2				100.0
	3				150.0
B	1	1/100	1/1250	12.5	50.0
	2				100.0
	3				150.0
C	1		1/1500	15	50.0
	2				100.0
	3				150.0
D	1		1/1000	10	50.0
	2				100.0
	3				150.0
E	1	3/200	3/2000		50.0
	2				100.0
	3				150.0

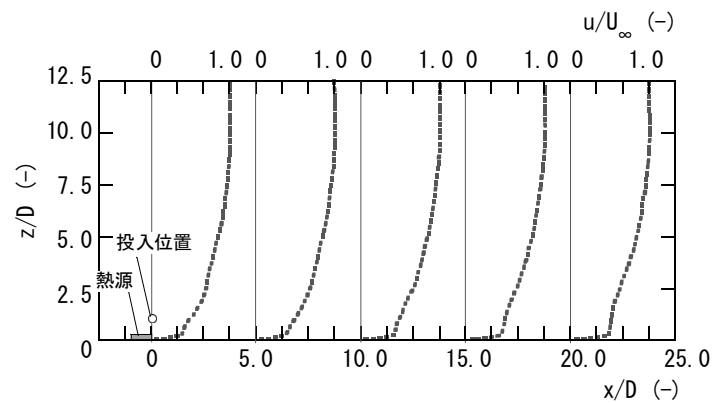
6.4.1 計算条件

(1) 熱流場

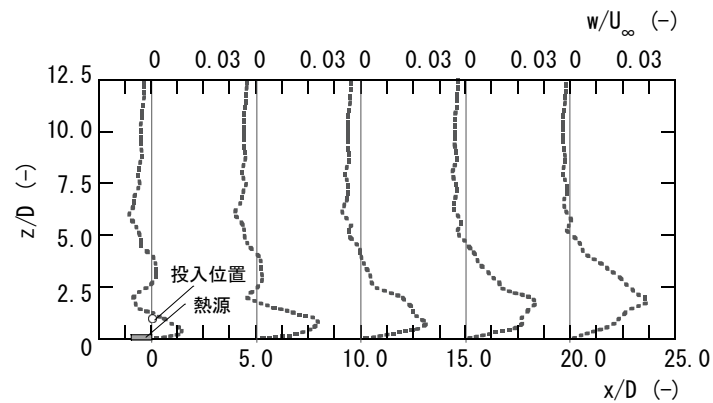
計算に使用した条件を表 6-3, このときの境界条件を表 6-4 に示す. ここでは, 辺長 D が 0.08m の正形状の火源を考え, その発熱速度 $\dot{Q}=4.0\text{kW}$ を計算第 1 セルに配分する. 流入風の基準



(A) 火源後方の平均温度上昇



(B) 火源後方の平均流速(主流成分)



(C) 火源後方の平均流速(鉛直成分)

図 6-17 火源後方の熱流場の様子

風速 U_∞ は 5.0m/s とし、鉛直方向のプロファイルはべき法則に従うものとして表 6-3 に示すように設定する。ただし、計算ではこれをそのまま使用するのではなく、平均プロファイルを基に事前に生成しておいた変動風を流入面に適用する[26]。

計算格子には等間隔のスタガード格子を用いることとし、火源幅 D ($=0.08\text{m}$) に対して x 軸方向に $31D$ 、 y 軸方向に $12.5D$ 、高さ z 軸方向に $12.5D$ だけとってある。ただし、格子幅 Δ は $0.25D$ であり、計算格子数は $124 (x) \times 50 (y) \times 50 (z) = 310,000$ である。また、計算には有次元形の方方程式を用いており、時間刻み Δt は 0.0001s とした。このとき、基準流速 U_∞ と火源幅 D を参照した無次元の時間刻み間隔は 6.25×10^{-3} (-) となる。

なお、前 6.3 節では、低マッハ数近似モデルに比べてブシネスク近似モデルの予測が実験結果と良い一致を示す結果が得られたが、ここでは過去の実績を考慮して、低マッハ数近似モデルを採用して流体運動の計算を行う。

図 6-17 は、上記の条件の下で得られた熱流場の様子を示してある。前 6.3 節での計算結果と同様、火源を通過した直後に大きく温度を上昇させた後は、風下方向に流される過程で拡散され、次第に温度が低下している。ただし、前 6.3 節での計算では帯状の火源を設定していたのに対して、ここでは面状の火源を設定していることや、発熱速度 $\dot{Q}$ および風速 U_∞ の違いなどにより、流速の鉛直成分 w は前 6.3 節での結果に比べて小さくなっている。

(2) 火の粉

火の粉の条件は表 6-5 に示すとおりである。ここでは、火の粉の飛散性状に影響を及ぼす要因として辺長比 l_p/D 、厚さ比 d_p/D 、比重 ρ_p を考え、これらの組み合わせによる計 15 条件について飛散性状の検討を行う。

火の粉の投入位置は、火源の後端 ($x=0$)、高さを火源の代表長さ ($z=D$) とし、 y 軸方向には $y=0$ を中心として $D/10$ の間隔で計 9 点を設定した。ただし、火源の影響は十分大きく、火の粉の周囲気流に対する追随性は大きいものと考え、投入時の火の粉の速度と角速度には、その時点、その位置における気流の速度と角速度を与えた。なお、投入時の平板の向きは、数値的に発生させた乱数に基づいてランダムに与えた。

6.4.2 計算結果とその考察

表 6-5 に示した条件のうち、比重 ρ_p を変化させた D1, D2, D3 について得られた床面上の落下分布に、幾つかの火の粉の軌跡を併せて図 6-18 に示す。浮力流によって風下側へ火の粉の流される様子が捉えられている。これによると、各条件における落下分布のピークは、それぞれ $7D$ (条件 D1)、 $5D$ (条件 D2)、 $3D$ (条件 D3) 程度となっており、比重 ρ_p が小さいほどより遠方へ飛散する結果が得られた。

今回の計算条件では、上昇流の影響がそれほど大きくなかったこともあり、火の粉が火源上方に高く巻き上げられることはなく、ほとんどが投入時と同程度の高さを維持しつつ風下側に

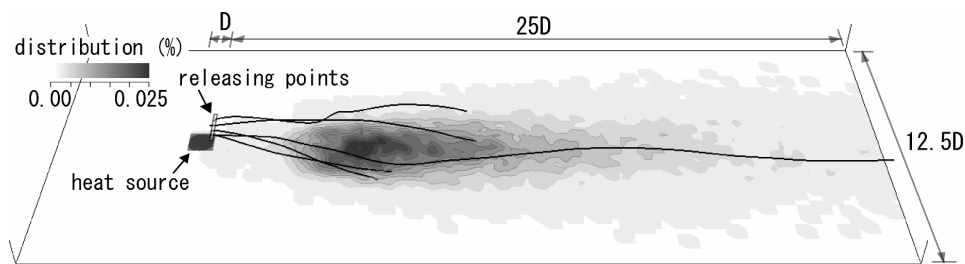
流される結果が得られた。しかし、それにもかかわらず、一部の火の粉は計算領域の外まで到達しており、主流方向へは広い範囲に火の粉が飛散する結果が得られた。一方、主流と直角な方向への分布は、比重の大きいものほど幅広い分布をとる結果が得られた。しかし、いずれの条件でもこれが計算領域を外れることはなく、主流方向と比べると小さい分布幅をとっている。

軌跡に着目すると、多くの場合には滑らかな曲線を描いているが、中には不規則的な運動をするものもある。これは気流性状の非定常な変化により、火の粉の受ける流体力が大きく変わったためと考えられる。回転の影響を無視すると、火の粉の加速度は式(6-1)より、

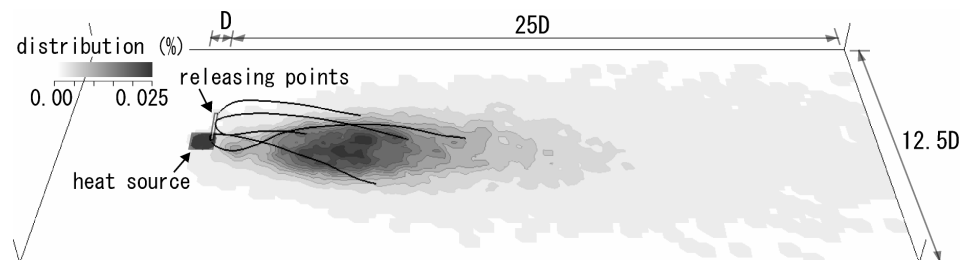
$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{\sum \mathbf{F}}{\rho_p V_p} \quad (6-113)$$

となるから、比重 ρ_p 、体積 V_p が小さいほど同じ力を加えられた際の変化は大きくなる。

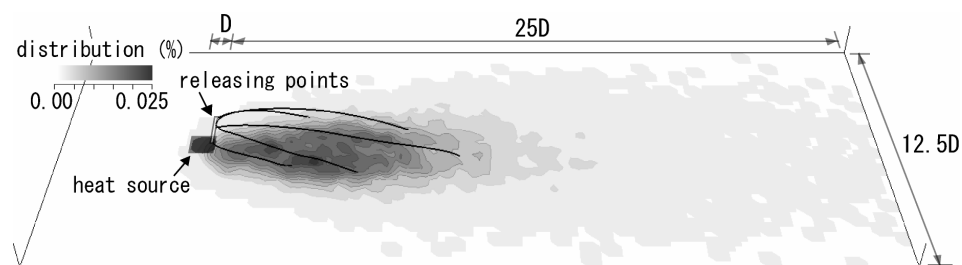
図 6-19 は、 $y=0$ を中心にして格子幅 Δ の間に落下した主流 (x 軸) 方向の分布確率、ならびにその平均値を与える点 $x=\mu_x$ を中心にして格子幅 Δ の間に落下した主流と直角な (y 軸) 方向



(A) 条件D1 ($\rho_p=50\text{kg/m}^3$) の場合



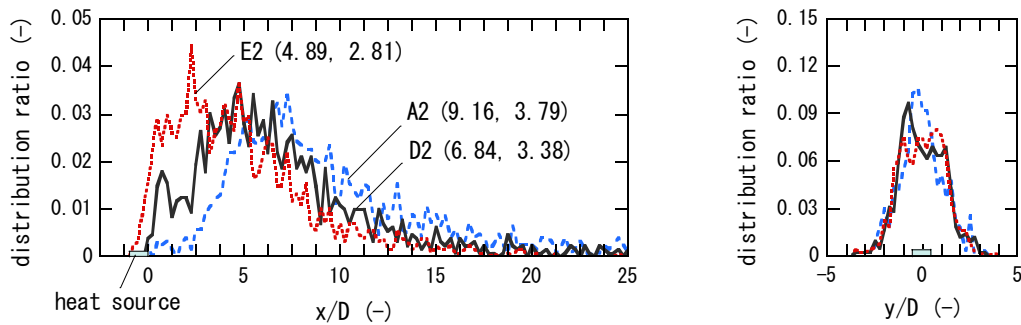
(B) 条件D2 ($\rho_p=100\text{kg/m}^3$) の場合



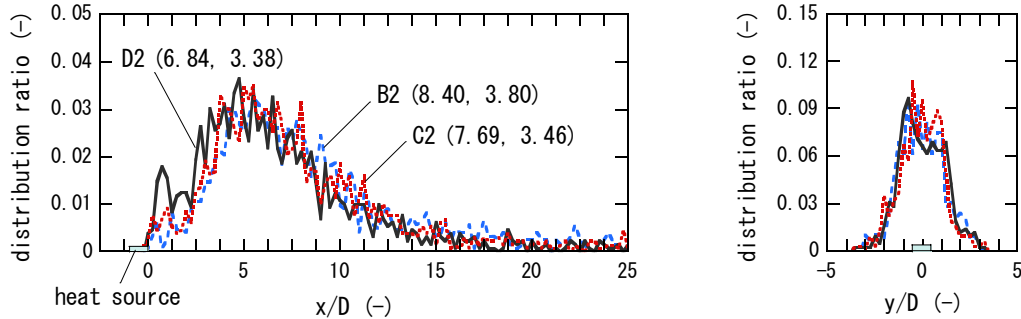
(C) 条件D3 ($\rho_p=150\text{kg/m}^3$) の場合

図 6-18 火の粉の軌跡と床面上の落下分布

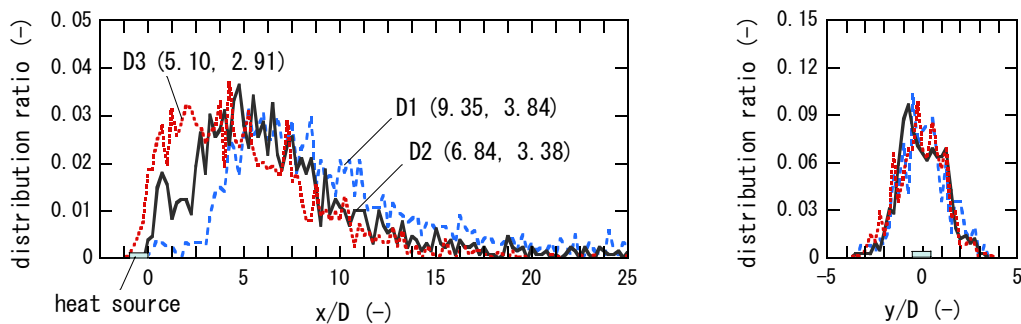
の分布確率を示している。ただし、図中の各条件の横に示した数字は（平均，標準偏差）である。このうち，図 6-19(A)，(B)はそれぞれ辺長比 l_p/D と厚さ比 d_p/D を変化させた場合の分布の違いを示している。また，図 6-19(C)で比較を行った条件は，比重 ρ_p の違いを示した図 6-18の各図に対応している。なお，条件ごとの平均値 μ と標準偏差 σ を求める際に使用した標本数の平均は x 軸方向が 1220， y 軸方向が 340 であった。ただし， y 軸方向の平均と標準偏差は， x 軸方向の平均値を与えた位置での値であり，計算領域の外に達した火の粉の影響については考慮していない。



(A) 条件 A2, D2, E2 の比較(辺長比 l_p/D の差)



(B) 条件 B2, C2, D2 の比較(厚さ比 d_p/D の差)



(C) 条件 D1, D2, D3 の比較(比重 ρ_p の差)

図 6-19 落下した火の粉の分布(条件記号に付した数字は(平均，標準偏差))

これによると、いずれの条件においても、 y 軸方向へは概ね左右対称な分布となっているのに対し、 x 軸方向の分布は火源方向に歪んだ形となっている。特徴的な点は、辺長比 l_p/D や比重 ρ_p を変化させた場合にそれぞれ l_p/D 、 ρ_p が小さいほど飛散分布のピークが火源から遠ざかるのに対し、厚さ比 d_p/D を変えた際にはそれほど明確なピークの違いが現れなかったことである。また、平均と標準偏差の変動も l_p/D や ρ_p を変えた場合に比べて小さくなっている。ただし、 l_p/D や d_p/D を変えることによって火の粉全体の質量も変わっているから、こうした結果が一概に l_p/D と d_p/D の差に由来するものとは言えない。この点については次項 6.4.3 で相似則を導出する際に考察する。

6.4.3 飛散距離の相似則

以上の計算結果を整理するにあたり、飛散距離に関する相似則を導く。一般に、熱源上方に放出された火の粉の軌跡は図 6-20 に示すようになる。浮力により上昇した火の粉は、放出から間もなくして最高到達点 z_p に達し、その後は、重力の影響が卓越することにより高度を低下させると同時に風下方向に吹き流される。本来、こうした飛散性状は、基礎式(6-1)、(6-2)により表されるように三次元空間的な変化を示すが、ここでは簡単のため、主流 (x 軸) 方向と鉛直 (z 軸) 方向の運動のみを考える。

まず、 x 軸方向の運動については、主流の影響が強いことと、気流性状に対する火の粉の追従性が高い (応答時間が小さい) ことを考慮して、

$$u_p = U_\infty \quad (6-114)$$

z 軸方向については、上昇流によりもたらされる鉛直上方への力 F_B と、重力により鉛直下方への力 F_G を考慮して、運動方程式を次のように表す。

$$\rho_p V_p \frac{dw_p}{dt} = F_B - F_G \quad (6-115)$$

この中で上昇力 F_B は、抗力 F_D と揚力 F_L の複合的な力であると考え、式(6-13)に示したように、 F_D と F_L はいずれも火の粉と周囲流体の相対速度に基づく運動量に比例する。両者の違い

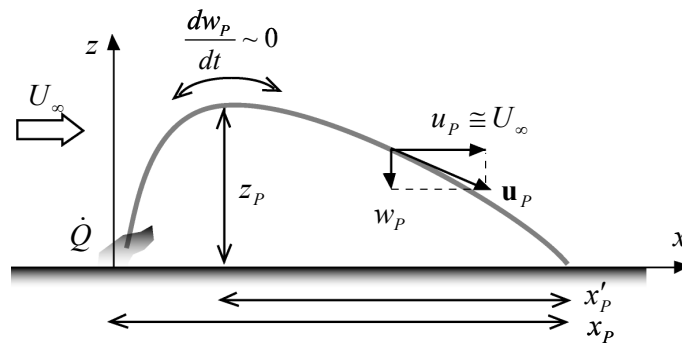


図 6-20 火の粉の飛散距離

は、比例係数 (C_D と C_L)、および作用方向に現れるが、飛散時にはこれらを組み合わせた平均的な値が存在するものと仮定し、 F_B を次のように表す。

$$F_B = CA_p \cdot \frac{1}{2} \rho_\infty (W_\infty - w_p)^2 \quad (6-116)$$

ただし、 W_∞ は浮力による気流の上昇速度である。x 軸方向の場合とは異なり、火の粉に対しては鉛直下方に向かって継続的に重力が加わるため、火の粉の上昇速度 w_p は W_∞ に比べて小さい。このことを踏まえ、ここでは上式(6-116)を次のように近似する。

$$F_B \cong CA_p \cdot \frac{1}{2} \rho_\infty W_\infty^2 \quad (6-117)$$

ここで想定するような有風化における W_∞ について調べられた研究はこれまでにないが、ここでは、側方からの空気の流入が鉛直上方への気流の上昇速度に大きな影響を及ぼさないものと考え、次式により W_∞ を表す[27]。

$$W_\infty \propto \sqrt{gz} \cdot \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} z^{5/2}} \right)^{1/3} \quad (6-118)$$

この関係を用いると、式(6-117)は次のように表される。

$$F_B \cong C_B A_p \cdot \frac{1}{2} \rho_\infty g z \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} z^{5/2}} \right)^{2/3} \quad (6-119)$$

ここで、 C_B は新たな比例係数である。

一方、重力 F_G については、

$$F_G = (\rho_p - \rho_\infty) V_p g \quad (6-120)$$

と表されるが、火の粉のような固体の飛散を考える場合、 $\rho_\infty \ll \rho_p$ であるので、

$$F_G \cong \rho_p V_p g \quad (6-121)$$

火の粉の飛散距離 x_p を見積もるにあたって、ここではまず最高到達点 z_p について考える。 z_p は運動方程式(6-115)を時間について積分すれば求めることができるが、ここに F_B の式(6-119)、および F_G の式(6-121)を代入すると、 F_B にも z のべき条項が含まれるために計算が煩雑となる。そこで、最高到達点では、 z 軸方向の加速度 dw_p/dt が概ね 0 となることに着目すると、

$$\rho_p V_p \frac{dw_p}{dt} = F_B - F_G \sim 0 \quad (6-122)$$

これを解くことで、 z_p を次のように求める。

$$z_p \sim \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} d_p^{5/2}} \right) \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_p} \right) \cdot d_p \quad (6-123)$$

ただし、 d_p は火の粉の厚みである。

さて、火の粉が最高到達点に達した後は、浮力に対して重力の影響が卓越するので、運動方程式は重力のみを考慮した式で表すことができる。

$$\rho_p V_p \frac{dw_p}{dt} \cong -F_G = -\rho_p V_p g \quad (6-124)$$

これは、以降の火の粉が加速度 g の等加速度運動を行うことを示している。最高到達点において、速度 w_p は 0 であることに注意すると、そこから t 時間後における火の粉の落下距離 z は、

$$z = \frac{1}{2} g t^2 \quad (6-125)$$

となるので、高さ z_p から落下を始めた火の粉が地表面上に到達する時間 t'_p は、

$$z_p \sim \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} d_p^{5/2}} \right) \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_p} \right) \cdot d_p = \frac{1}{2} g t_p'^2 \quad (6-126)$$

より計算できる。これを解くと、落下時間 t'_p が次のように求まる。

$$t'_p = \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_p} \right)^{3/4} \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} d_p^{5/2}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{2d_p}{g} \right)^{1/2} \quad (6-127)$$

この間、式(6-114)より、 x 軸方向の速度は一定なので、移動距離 x'_p は、

$$\begin{aligned} x'_p &= U_\infty t'_p \\ &= \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_p} \right)^{3/4} \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} d_p^{5/2}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{2U_\infty^2 d_p}{g} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (6-128)$$

この式を火源の代表寸法 D により無次元化すると、最高到達点からの移動距離 x'_p は、

$$\frac{x'_p}{D} \propto \frac{U_\infty}{(gD)^{1/2}} \left(\frac{\rho_p}{\rho_\infty} \right)^{-3/4} \left(\frac{d_p}{D} \right)^{-3/4} \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} D^{5/2}} \right)^{1/2} \quad (6-129)$$

なお、上式に表される x'_p は、あくまで最高到達点からの移動距離であり、火源からの移動距離 x_p と一致するわけではない。しかし、 x_p の少なくとも割合を x'_p が占めていることから予想されるように、 x_p と x'_p の間には何らかの相関関係が存在するものと考えられる。すなわち、

$$\frac{x_p}{D} = f\left(\frac{x'_p}{D}\right) \quad (6-130)$$

ここに、無次元風速 $U_\infty/\sqrt{gD}$ ，無次元比重 ρ_p/ρ_∞ ，無次元厚さ d_p/D ，無次元発熱速度 $\dot{Q}/(\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} D^{5/2})$ からなる，

$$B^* \equiv \frac{U_\infty}{(gD)^{1/2}} \left(\frac{\rho_p}{\rho_\infty}\right)^{-3/4} \left(\frac{d_p}{D}\right)^{-3/4} \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} D^{5/2}}\right)^{1/2} \quad (6-131)$$

で定義される無次元数 B^* を導入すると、 x_p を与える相似関係が次のように得られる。

$$\frac{x_p}{D} = f(B^*) \quad (6-132)$$

ちなみに、支配無次元数 B^* に含まれる火の粉の形状に関する変数は、厚み d_p のみであり、辺長 l_p は含まれない。これは式(6-122)で上昇力 F_B と重力 F_G を等置した際に、 F_B に含まれる面積 A_p が消去されたことによるものである。

6.4.4 相似則の検証

(1) 飛散距離の平均値と標準偏差

式(6-131)に得られた無次元数 B^* を用いて、 x 軸方向の飛散距離の平均値 μ_x と標準偏差 σ_x を整理したものが図 6-21 である。いずれも、無次元数 B^* により良好に計算結果を整理することができた。これらのプロットに対して近似曲線を引くと、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mu_x}{D} &= 0.47 B^{*2/3} \\ \frac{\sigma_x}{D} &= 0.88 B^{*1/3} \end{aligned} \right\} \quad (6-133)$$

により良い精度で計算結果を再現できる。

一方、主流と直角な y 軸方向の飛散距離の標準偏差 σ_y について整理したものが図 6-22 になる。 x 軸方向の結果とは異なり、 σ_y は B^* によらずほぼ一定の値をとる結果となり、近似直線を引くと次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mu_y}{D} &= 0 \\ \frac{\sigma_y}{D} &= 0.92 \end{aligned} \right\} \quad (6-134)$$

この結果は、 σ_y は火源寸法 D のみに依存することを示しているが、今回の計算では流入風速 U_∞ や発熱速度 $\dot{Q}$ の流れ場に関する条件は一つしか想定しなかった。このため、こうした条件を追

加的に行った場合には今回と異なる結果が得られることも予想される。また、計算時の火の粉の投入点高さが、ちょうど火源高さ D に等しかったことも、 σ_y が D に比例するとの結果に関係している可能性もあり、今後さらなる検討が必要である。ただし、複数の火の粉の条件（辺長、厚み、比重）について検討を加えているにもかかわらず、 σ_y に変化が表れなかったことは、 σ_y に対する火の粉の条件の影響が小さいことを示唆している。

なお、図 6-18 において比重の大きいものほど主流と直角な方向に広く分布する結果が得られているが、これは上式(6-134)を求めた主流方向の平均値の位置ではなく、それより後方での分布であった。こうした結果は、上式(6-134)で表すことはできない。

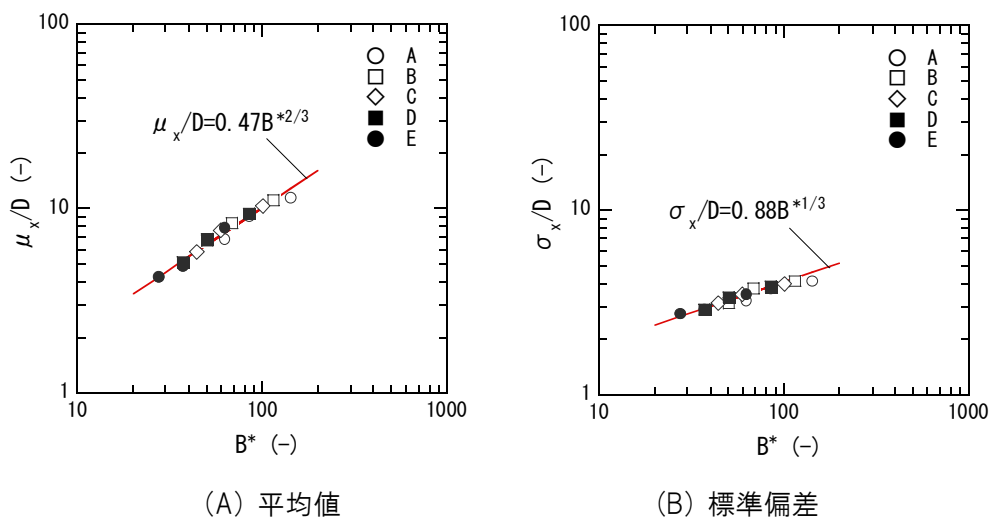


図 6-21 主流(x)方向への飛散距離(x を変数にとった場合)

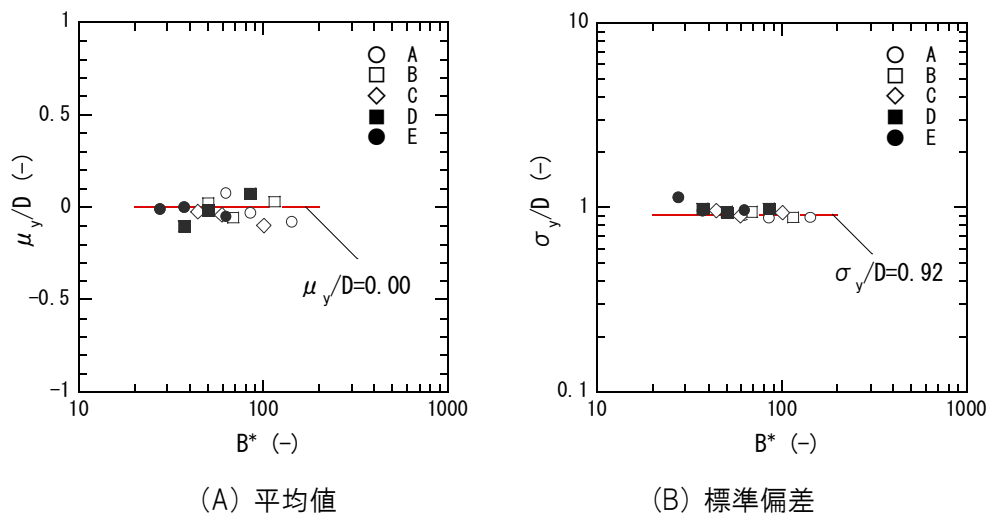


図 6-22 主流と直角な(y)方向への飛散距離(標準偏差)

(2) 飛散分布の再現性

ここでは、火の粉の x 軸方向の落下分布を対数正規分布、

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{L,x}} \exp\left\{-\frac{(\ln x - \mu_{L,x})^2}{2\sigma_{L,x}^2}\right\} \quad (0 < x < \infty) \quad (6-135)$$

また、主流と直角な y 軸方向の落下分布を正規分布、

$$g(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (-\infty < y < \infty) \quad (6-136)$$

により近似する。ただし、式(6-136)において、 y 軸方向の分布の平均 μ_y は式(6-134)に基づいて

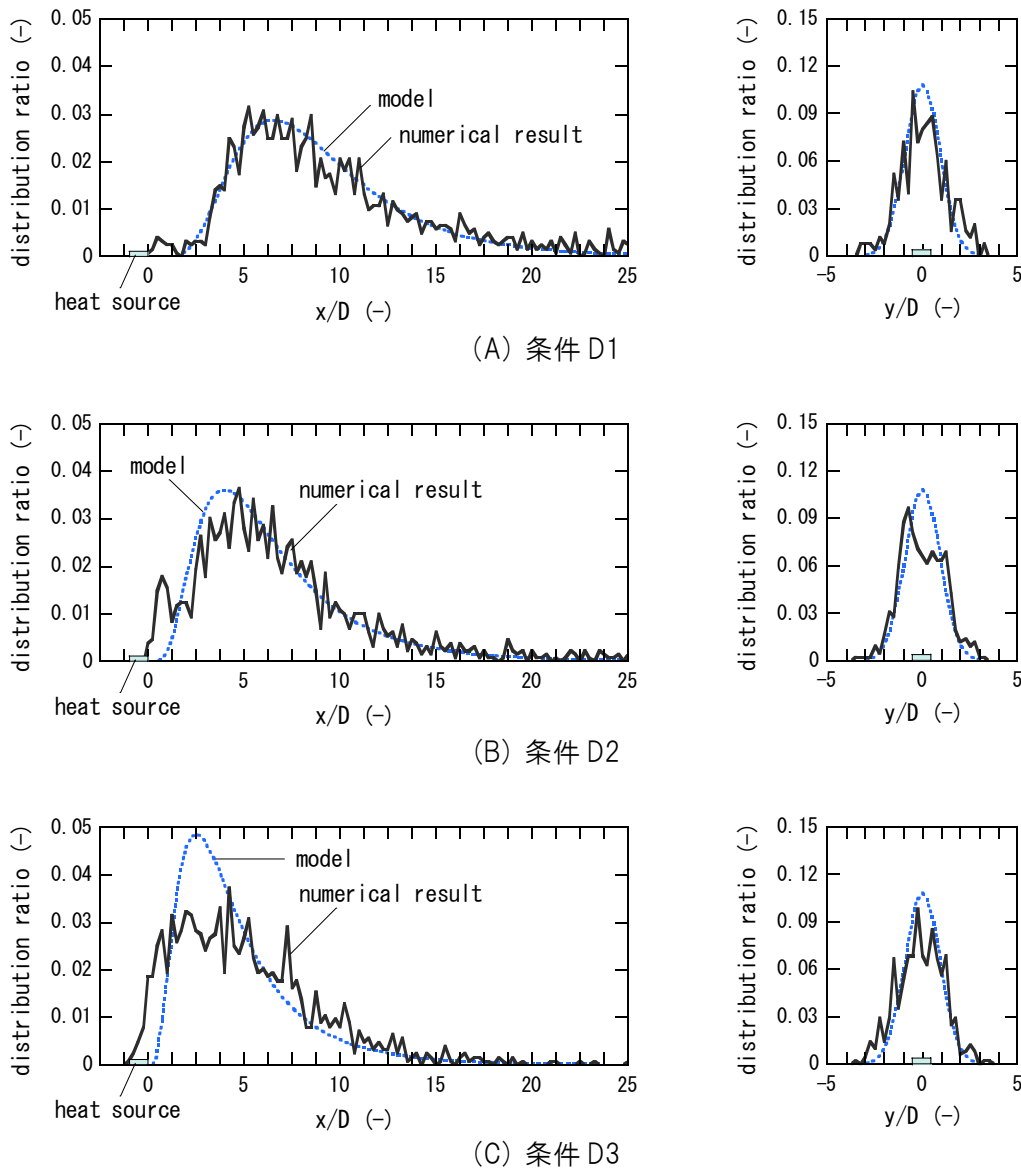


図 6-23 相似則による落下分布の再現性

0 とみなしてある．なお， x 軸方向の落下分布に対数正規分布を採用するにあたっては，式(6-133)に得られた平均値 μ_x と標準偏差 σ_x を，距離 x に代えて自然対数 $\ln x$ を変数とした場合の平均値 $\mu_{L,x}$ と標準偏差 $\sigma_{L,x}$ に変換する必要がある．これは，次の変換式に μ_x と σ_x を代入すればよい．

$$\left. \begin{aligned} \mu_{L,x} &= \ln \left[\frac{\mu_x^2}{\sqrt{\mu_x^2 + \sigma_x^2}} \right] \\ \sigma_{L,x} &= \sqrt{\ln \left[\frac{\mu_x^2 + \sigma_x^2}{\mu_x^2} \right]} \end{aligned} \right\} \quad (6-137)$$

以上の関係をもとに得られる落下分布予測と，条件 D1，D2，D3 に関する数値シミュレーションの結果と比較を行ったものが図 6-23 になる．条件 D1，D2 については非常に良い精度でシミュレーション結果を再現できている．条件 D3 の x 軸方向の分布については，対数正規分布による近似を行っているために尖度の大きくなる予測となったが，火源近傍にその多くが落下するという定性的な傾向は捉えられている．

6.5 まとめ

本章では，火の粉の飛散性状シミュレーションを行い，この結果を新たに導いた相似則で整理することで，延焼モデルのサブモデルを構築した．

まず 6.2 節では，本章の展開の中心となる火の粉の運動方程式を示した．ここでは，地表面上に設定された空間座標系のほかに火の粉上に動座標系を設定し，これらの関係を四元数で定義した．これにより，回転に伴って変化する非球形な火の粉に作用する力の計算ができ，時々刻々の火の粉の位置，姿勢角の追跡が可能となった．なお，ここでは火の粉が正方形の平板状である場合の定式化を行ったが，形状に固有な空力係数と慣性テンソルが分かれば，ここで示した手順を適用することで任意の形状をした火の粉の飛散性状の計算が可能となる．

次に 6.3 節では，前 6.2 節に示した火の粉の運動モデルと連成させる流体の運動モデルを示した．ここでは，火災時に発生する高温の浮力流の解析を可能とするため，基礎方程式に低マッハ数近似を施したモデルを採用した．また，非定常な乱流運動の解析を行うため，低マッハ数近似モデルに対してさらに空間フィルタリングを施して方程式の粗視化を行った．なお，このモデルにより得られた計算結果を既往の風洞実験の結果を比較することによって，モデルの精度に関する検証を行った．

6.4 節では，ここまで示したモデルを用いて火の粉の飛散性状シミュレーションを行い，辺長比 l_p/D ，厚さ比 d_p/D ，比重 ρ_p の違いが飛散性状に及ぼす影響について調べた．さらに，火の粉の飛散距離が無次元数 B^* により支配されることを示し，計算結果を整理した．これにより，以下の知見が得られた：

- (A) 支配無次元数 B^* は, 無次元風速 $U_\infty/\sqrt{gD}$, 無次元比重 ρ_p/ρ_∞ , 無次元厚さ d_p/D , 無次元発熱速度 $\dot{Q}/(\rho_\infty c_p T_\infty g^{1/2} D^{3/2})$ からなり, 火の粉の辺長 l_p は関係しない.
- (B) 飛散距離の平均値 μ_x と標準偏差 σ_x は, それぞれ B^* の 2/3 乗, 1/3 乗に比例して増加する.
- (C) 主流と直角な (y 軸) 方向の飛散距離の標準偏差 σ_y は B^* に因らずほぼ一定の値をとる.
- なお, 今回の計算では火の粉の飛散性状に関連すると考えられる条件のうち, 一部の影響しか検討できていないため, ここで得られた結果は暫定的なものである. 今後は, 幅広い風速 U_∞ , 発熱速度 $\dot{Q}$ について計算を行うと同時に, 火の粉の投入位置などの初期条件が飛散性状に及ぼす影響についても考慮する必要がある.

<主な記号>

英字

- A_p : 平板状火の粉の広がり面の面積 (m^2)
- B^* : 火の粉の飛散性状を規定する無次元数 (-)
- c_p : 気体の定圧比熱 ($\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$)
- C_D : 抗力係数 (-)
- C_L : 揚力係数 (-)
- C_M : モーメント係数 (-)
- C_S : スマゴリンスキ定数 (0.15 (-))
- d_p : 平板状火の粉の厚み (m)
- D : 火源の代表長さ (m)
- $\mathbf{e}$: 単位ベクトル (m)
- $\mathbf{F}_D$: 火の粉に加わる抗力 (N)
- $\mathbf{F}_G$: 火の粉に加わる重力 (N)
- $\mathbf{F}_L$: 火の粉に加わる揚力 (N)
- $\mathbf{g} (0,0,g)$: 重力加速度ベクトル (m/s^2) ($g=9.8 \text{ m/s}^2$)
- h_j : 乱流熱流束 (kW/m^2)
- $\mathbf{I}_p$: 火の粉の慣性テンソル ($\text{kg} \cdot \text{m}^2$)
- k : 気流の熱伝導率 ($\text{kW/m} \cdot \text{K}$)
- l_p : 平板状火の粉の一辺の長さ (m)
- $\mathbf{M}$: 火の粉に加わるモーメント ($\text{N} \cdot \text{m}$)
- p : 圧力 ($\text{Pa}=\text{N/m}^2$)
- p' : 圧力の変動成分 ($\text{Pa}=\text{N/m}^2$)
- p_∞ : 基準大気圧力 (Pa)
- Pr_T : 乱流プラントル数 (0.5 (-))

- $\dot{q}'''$: 単位体積あたりの気流の発熱速度 (kW/m³)
 $\dot{Q}$: 熱源から単位時間あたりに放出される熱量 (kW)
 $\mathbf{q}_p$ (q_0, q_1, q_2, q_3) : 四元数 (-)
 $\mathbf{Q}_p$ (α, β, γ) : 空間座標系に対する平板座標系の姿勢を表すオイラー角 (rad)
 R : 気体定数 (kJ/kg・K)
 $\tilde{S}_{ij}$: ひずみ速度テンソル (1/s)
 t : 時間 (s)
 t'_p : 最高点から地表面上に落下するまでに要する時間 (s)
 T : 温度 (K)
 T_∞ : 外気温度 (°C)
 ΔT : T_∞ からの温度上昇 (K)
 $\mathbf{u}$ (u, v, w) : 気流の速度ベクトル (m/s)
 $\mathbf{u}_p$ (u_p, v_p, w_p) : 火の粉の速度ベクトル (m/s)
 $\mathbf{u}_R$ ($=\mathbf{u}-\mathbf{u}_p$) : 火の粉に対する気流の相対速度ベクトル (m/s)
 U_∞ : 市街地風の基準風速 (m/s)
 V_p : 火の粉の体積 (m³)
 W_∞ : 浮力による気流の上昇速度 (m/s)
 x : 気流の主流方向 (m)
 x_p : 火の粉上に設定された座標, 火源からの飛散距離 (m)
 x'_p : 最高点から落下点までの水平方向距離 (m)
 y : 主流と直角な方向 (m)
 y_p : 火の粉上に設定された座標 (m)
 z : 鉛直方向 (m)
 z_p : 火の粉上に設定された座標, 火源からの最高到達点 (m)

ギリシャ文字

- α_T : 渦拡散係数 (m²/s)
 β : 気体の体積膨張係数 (1/K)
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ (-)
 Δ : 空間フィルターの代表長さ (m)
 θ : 火の粉に対する気流の入射角 (rad)
 μ : 粘性係数 (Pa・s), 火の粉の飛散分布の平均 (m)
 ν_T : 渦動粘性係数 (m²/s)
 ρ : 密度 (kg/m³)
 ρ_p : 火の粉の密度 (kg/m³)

- ρ_{∞} : 外気の密度 (kg/m^3)
 σ : 火の粉の飛散分布の分散 (m)
 τ_{ij} : 乱流応力 (N/m^2)
 ω : 気流の角速度 (rad/s)
 ω_p (ξ_p, η_p, ζ_p) : 火の粉の角速度 (rad/s)
 ω_R ($=\omega_p - \omega$) : 気流に対する火の粉の相対角速度 (rad/s)

添え字

- B : 発熱速度, 飛び火による延焼
 L : 対数正規分布
 P : 火の粉
 ∞ : 基準, 外気
 $()'''$: 単位体積あたり
 $()^*$: 無次元数
 $(\cdot)$: 単位時間あたり
 (---) : 空間フィルタリング操作により得られる低周波成分
 $(\wedge)$: ファーブル平均値

<参考文献>

- 1) 中田金市：火災，共立出版，1969
- 2) 大宮喜文・岩見達也：白浜温泉ホテル火災における被害調査，日本火災学会研究発表会概要集，pp.126-133，1999
- 3) 鍵屋浩司・岩見達也：稚内中央地区火災の延焼拡大要因に関する検討，日本火災学会研究発表会概要集，pp.372-375，2003
- 4) C.S.Tarifa, P.P. del Notario, & F.G.Moreno: On the flight paths and lifetimes of burning particles of wood, 10th Symp. (Int.) Comb., pp.1021-1037, 1965
- 5) S.L.Lee, & J.M.Hellman: Firebrand trajectory study using an empirical velocity-dependent burning law, Comb. Flame, Vol.15, pp.265-274, 1970
- 6) F.A.Albini: Transport of firebrands by line thermals, Comb. Sci. Tech., Vol.32, pp.277-288, 1983
- 7) 白石靖幸・加藤信介・吉田伸治・村上周三：都市火災伝播における火の粉飛散の数値解析，日本建築学会計画系論文集 No.546, pp.187-192，2001
- 8) 黄弘・大岡龍三・加藤信介・林吉彦・大竹宏：市街地火災における燃焼モデリングと火の粉の飛散性状の CFD 解析，第 18 回 NST シンポジウム講演論文集，pp.7-12，2003
- 9) J.P.Woycheese, & P.J.Pagni: Combustion models of wooden brands, Proc. 3rd Int. Conf. Fire Res. Eng., pp.53-71, 1999
- 10) 立川正夫・福山雅弘：台風時の飛散物の軌跡と速度に関する研究 その 1 平板の空力特性と

- 運動方程式, 日本建築学会論文報告集, Vol.302, pp.1-11, 1981
- 11) H.Goldstein: Classical Mechanics, Addison-Wiley, 1950 (野間進, 瀬川富士 訳: 古典力学, 吉岡書店, 1959)
 - 12) 上田顕: コンピュータシミュレーション, 朝倉書店, 1990
 - 13) 神山新一・佐藤明: 分子動力学シミュレーション, 朝倉書店, 1997
 - 14) D.J.Evans: On the representation of orientation space, Molecular Phys., Vol.34, No.2, pp.317-325, 1977
 - 15) D.J.Evans, & S.Murad: Singularity free algorithm for molecular dynamics simulation of rigid polyatomics, Molecular Phys., Vol.34, No.2, pp.327-331, 1977
 - 16) R.Rehm & H.Baum: The equations of motion for thermally driven, buoyant flows, J. Res. the National Bureau of Standards, Vol.83, No.3, pp.297-308, 1978
 - 17) A.Majda, & J.Sethian: The derivation and numerical solution of the equations for zero Mach number combustion, Combustion Sci. Tech., Vol.42, pp.185-205, 1985
 - 18) P.A.McMurtry, W.H.Jou, J.J.Riley, & R.W.Metcalf: Direct numerical simulations of a reacting mixing layer with chemical heat release, AIAA J., Vol.24, No.6, pp.962-970, 1985
 - 19) 加藤信介・村上周三・義江龍一郎: 鉛直加熱壁近傍の2次元層流解析 密度変化を伴う高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 第1報, 日本建築学会計画系論文集, Vol.449, pp.19-27, 1993
 - 20) H.R.Baum, K.B.McGrattan, & R.G.Rehm: Three dimensional simulation of fire plume dynamics, Fire Safety Sci., Proc. 5th Int. Symp., pp.511-522, 1997
 - 21) 白石靖幸・加藤信介・石田義洋: 低マッハ数近似式との比較による Boussinesq 近似式の予測精度の検討 -圧縮性高浮力流れの数値解析に関する研究-, 日本建築学会環境系論文集, Vol.577, pp.13-18, 2004
 - 22) J.Smagorinsky: General circulation experiments with the primitive equations, Monthly Weath. Rev., Vol.91, No.3, pp.99-164, 1963
 - 23) J.Kim, and P.Moin: Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations, J. Comp. Phys., No.59, pp.308-323, 1985
 - 24) 丸山敬・田中哮義: 高温乱流場における風速・温度の計測 -乱流境界層内の二次元火炎後方熱流場の気流・温度性状に関する実験的研究(その1), 日本建築学会計画系論文集, Vol.557, pp.9-16, 2002
 - 25) 盛川仁・丸山敬: 条件付確率場の理論と応用, 京都大学学術出版会, 2001
 - 26) 片岡浩人・水野稔: 流入変動風を用いた三次元角柱周りの気流解析, 日本建築学会計画系論文集, Vol.523, pp.71-77, 1999
 - 27) B.R.Morton, G.Taylor, & J.S.Turner: Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, Proc. Royal Soc., Vol.234-A, pp.1-23, 1956

第 7 章

延焼性状予測モデルの検証

7.1 はじめに

ここまでの章では、都市火災の延焼拡大性状の定式化を行ってきた。本延焼モデルでは、都市火災を複数の建物火災の集合と捉え、周囲の火災の影響を受ける個々の建物の火災性状を予測することで、市街地全体の延焼性状予測へとつなげることにした。これにより、本モデルは、

(A) 建物内部の火災性状予測モデル（第 2 章）と、(B) 建物間の火災拡大性状予測モデル（第 3 章）、の二つのモデルを統合したモデルとなっている。

図 7-1 は、本モデルを利用した延焼予測計算の流れを示したものである。ここでは、まず、(i) 開口、扉、壁等への失熱、(ii) 建物内部の換気、(iii) 可燃物の燃焼・発熱、などの建物内部の火災性状に関連する計算を行い、建物を構成する各区画に充満する気体の状態（温度、密度、ならびに化学種濃度）の変化を調べる。このとき得られる建物火災性状に関する結果は、(i) 噴出火炎による伝達熱流束、(ii) 火災気流による温度上昇、(iii) 火の粉の飛散、といった要因の計算に利用され、建物間の火災拡大発生 の判定が行われる。これにより、市街地における建物の燃焼状態の時間更新がなされ、時々刻々の火災拡大性状を追跡することができる。なお、以上の手続きにおいては、市街地を構成する個別の建物が計算の単位となることから、基本的に市街地上に存在する全ての建物について繰り返し計算を行う必要があるが、本モデルでは第 2, 3 章で示した手法により、燃焼領域に近接する建物のみを計算の対象とすることで計算負荷の軽減を図っている。

以上の計算手順からも明らかなように、本モデルでは、都市火災という大きな枠組みの現象を、区画火災や噴出火炎・火災気流・飛び火などといった下位の現象に分解し、これらを個別に（かつ物理的に）定式化するアプローチを採っている。これにより、各種火災安全対策の効果を定量的に評価することが可能となっているが、当然のことながら、これにはモデルが適切な精度をもって火災拡大性状を予測できることが前提となる。そこで本章では、数値シミュレ

ーションによる計算結果と、既往の実験結果ならびに過去に発生した大火の調査結果を比較することで、ここまでに構築したモデルの妥当性について検討を加える。

まず、7.2節では、複数の室から構成される建物を対象とした火災性状計算を行い、この結果を既往の実大火災実験の結果と比較する。本モデルでは、都市火災を複数の建物火災の集合と捉えているが、この比較により、個別の建物レベルの火災性状に関する予測精度の検証を行う。一方、噴出火炎、火災気流、飛び火といった市街地レベルの火災拡大性状に関しては、過去に大きな被害をもたらした大火との比較を行うことでモデルの妥当性を検討する。ここでは、詳細な被災調査報告によって当時の状況が把握しやすく、また、計算に必要な情報が比較的容易に入手可能な酒田市大火（1976）をとりあげ、火災拡大のシミュレーション結果を、実際の延焼状況と比較する。

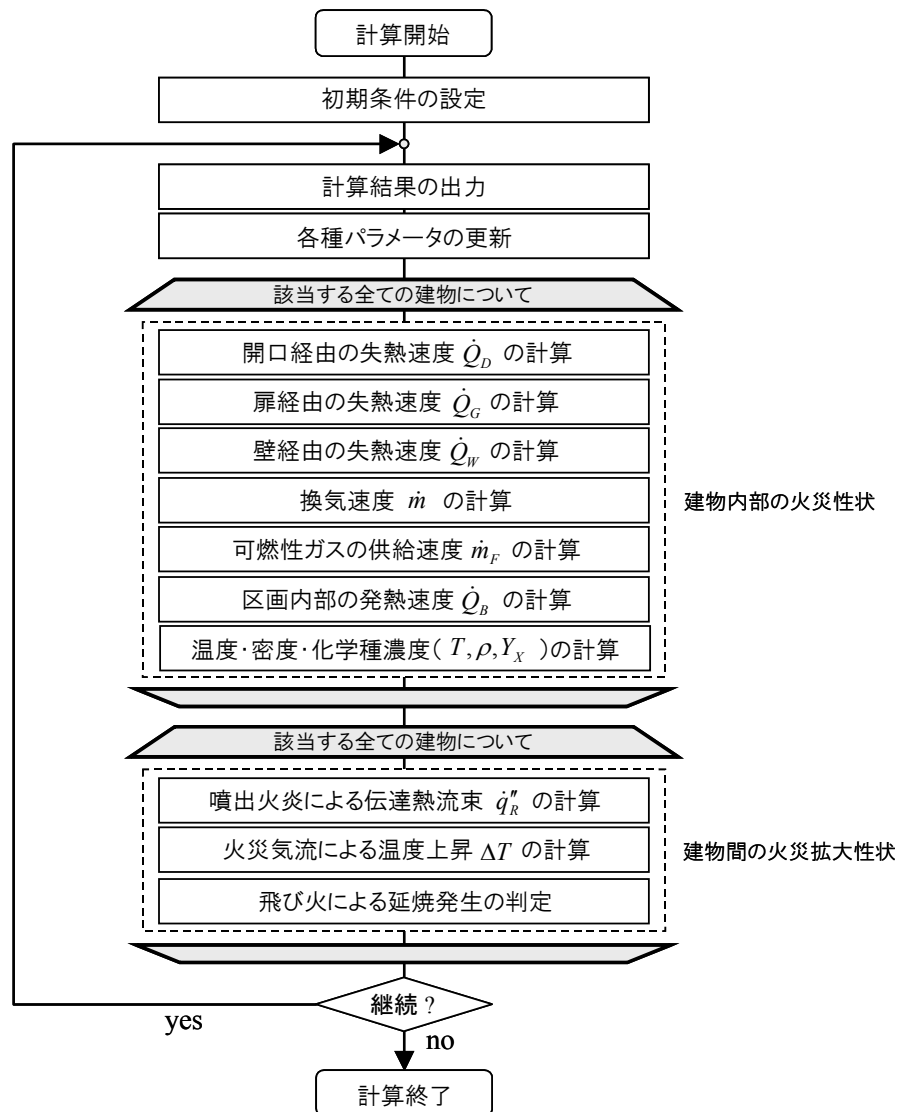


図 7-1 延焼予測計算の流れ

7.2 複数室からなる建物の火災性状

7.2.1 実験の概要

火災実験は、1983年に建築研究所にて行われた。実験建物は1階床面積54.38m²、2階床面積62.02m²の実大の2階建てブレースドパネル形式の鉄鋼系プレハブ住宅（エヌケーホーム社製）であり、その平面図を図7-2、構造の概要を表7-1に示す。

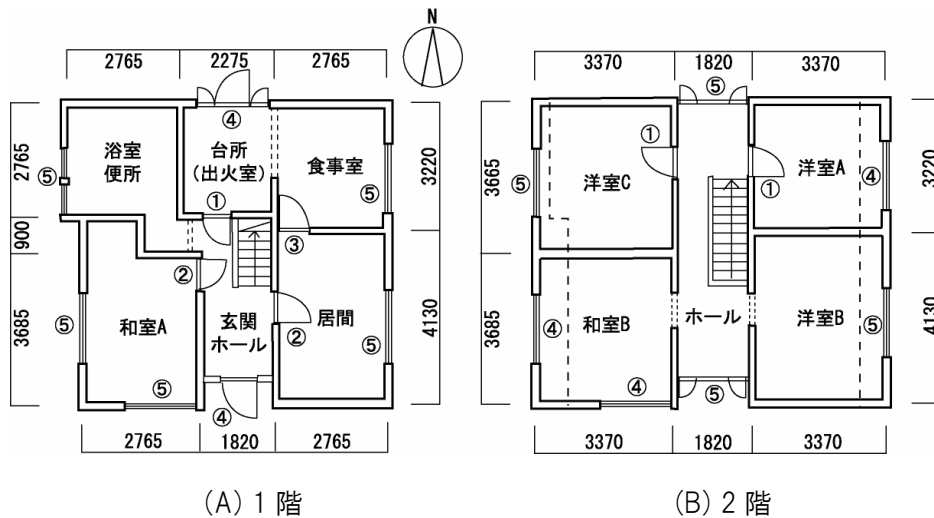


図 7-2 実験建物の平面図(単位:mm)

表 7-1 実験建物の構造概要

部位	仕様
構造	鉄鋼系組み立て構造(ブレースドパネル方式)
基礎	鉄筋コンクリート打ち, 布基礎・独立基礎
床	1階:木造床組み, 2階:鉄骨梁の上に木造床組み
外壁	軽量鉄骨軸組みパネル(断熱材:グラスウール)
内壁	木造軸組み
天井	木造野縁組み
小屋根	軽量鉄骨造, 母屋木造
屋根	切妻形式, 40/100 勾配

表 7-2 各室の火災荷重

階	室	火災荷重kg/m ²	階	室	火災荷重kg/m ²
1	和室 A	34.0	2	和室 B	32.1
	玄関ホール	6.0		ホール	6.0
	居間	33.1		洋室 A	27.9
	浴室・便所	0.0		洋室 B	29.6
	台所(出火室)	31.8		洋室 C	29.5
	食事室	27.6			

建物は1階に6室、2階に5室の計11室からなっている。各室には、用途に合わせた家具、ならびに木材（廃材）が収納されており、単位面積あたりの積載木材重量（火災荷重）は表7-2に示す通りとなった。ただし、プラスチック系製品の単位消費量あたりの発熱量は木材の約2倍であるとして、同発熱量を有する木材の重量に換算してある。このとき、1階と2階の平均積載可燃物量はそれぞれ22、25kg/m²であった。

各室をつなぐ開口部については、扉のない1階の浴室・便所・玄関ホール、台所・食事室の開口、および2階の和室B・ホール、ホール・洋室Bの開口部以外、全ての内壁上の開口部が閉鎖された。外壁面上の開口については、台所の二つある片開き窓の片方、および食事室の掃き出し窓が半分開放された。その他の外壁開口部は全て閉鎖された。なお、実験時には居間の燃焼が緩慢であったため、点火後23分には、居間の掃き出し窓の一枚が、半分だけ開放されている。

出火室は1階台所とされた。出火室のほぼ中央には、クリブ木材(2×2×60cm×60本)が井桁状に積み上げられ、その最下段の隙間にメチルアルコールを含浸させたインシュレーションボードが11本挿入して点火された。出火室では点火から約13分後にフラッシュオーバーに至り、その後、各室へと延焼していった。実験は、建物全体が燃焼し、構造の部分的な倒壊が始まった約1時間後に終了した。なお、実験当日の外気温は20.0℃、平均して0.9~1.5m/sの風が北東から吹いていた。

7.2.2 計算条件

本計算で使用した物性値は、文献[2]を参考にして表7-3に示すように設定した。ただし、燃焼面積の成長係数 α_F については、出火室（台所）の温度上昇が実験結果と一致するように調整した。また、燃え抜け潜熱 L_M の大きさは、燃え抜けによって形成される開口の拡大速度を左右するが、これに伴う高温ガスの流入は火災室に隣接する室の温度上昇をもたらす。そこで、

表 7-3 計算で使用した物性値

c_p	気体の定圧比熱	1.0 kJ/(kg·K)
h	対流熱伝達率	0.02 kW/(m ² ·K)
ΔH_O	単位消費量あたりの発熱量(酸素)	13100 (kJ/kg)
ΔH_F	単位消費量あたりの発熱量(可燃性ガス)	17000 (kJ/kg)
L_V	水分の蒸発潜熱	2440 (kJ/kg)
L_P	木質系材料の熱分解潜熱	1700 (kJ/kg)
L_M	燃え抜け潜熱	2000 (kJ/kg)
$\dot{q}_{cr}''$	可燃物の着火限界熱流束	15 (kW/m ²)
T_V	水分の蒸発温度	373 (K)
T_P	木質系材料の熱分解温度	573 (K)
α_F	燃焼面積の成長係数	1.0×10^{-4} (m ² /s ²)
γ	可燃性ガスと反応する酸素の余剰率	4.0 (-)
ε	部材輻射率	1.0 (-)
Ψ_0	固定可燃物の初期露出比率	0.2 (-)

燃え抜け直後の室温上昇を実験結果と比較することで L_M の値を調整した。

その他の条件は、基本的に上に示した実験条件に準ずる値を設定した。ただし、実験建物で使用された扉や壁は、室ごとに厚みや材種などの仕様が異なっていたため、計算ではこのうち、仕様のほぼ等しい扉を図 7-3 に示す 5 種類、壁を図 7-4 に示す 4 種類に分類した。図 7-3 に示す扉①～⑤の設置場所は、図 7-2 の平面図に記した番号に対応している。また、これらを構成する各材料の物性値は、文献[3~5]を参考に表 7-4 に示すように設定した。

ところで、本モデルでは、部材の対燃え抜け性能を、部材が ISO834 標準加熱を受けた際に燃え抜けに至るまでの時間として扱っている。しかし、現時点では知見に乏しく、この燃え抜け時間の値を合理的な根拠に基づいて設定することが難しい。そこで本計算では、区画間の延焼時刻などを参考にして試行錯誤的な調整を行い、表 7-5 に示す値を採用した。なお、火災時には、必ずしも部材レベルの燃え抜けによってのみ延焼が起こるわけではなく、接合部に隙間が生じて延焼経路が形成される場合もあり得る。このため、ここで調整された燃え抜け時間は、部材単体の性能ではなく、工法や施工の精度などを含めた総合的な指標とみなす必要がある。

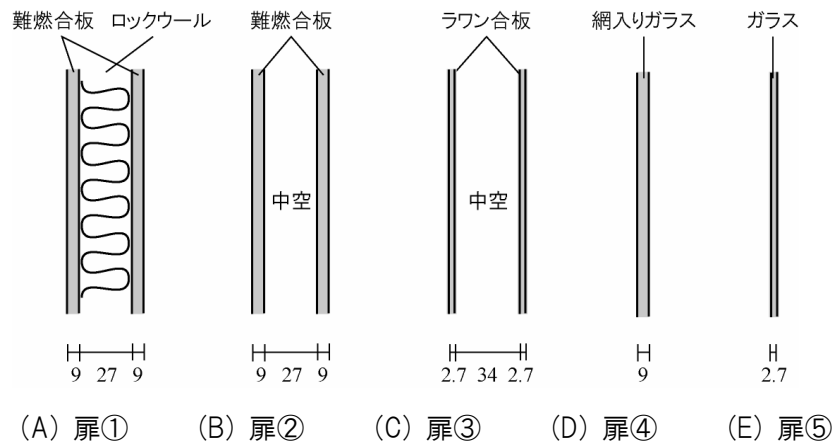


図 7-3 開口部材の構成(単位:mm)

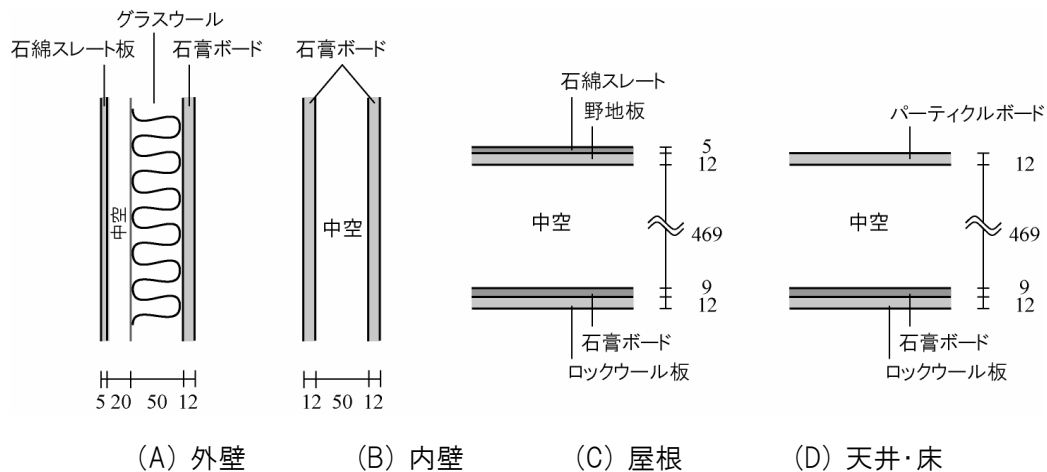


図 7-4 壁部材の構成(単位:mm)

表 7-4 開口部材および壁部材の熱物性

部材	熱伝導率 kW/(m・K)	比重 kg/m ³	比熱 kJ/(kg・K)
難燃合板	0.15×10^{-3}	500	1.8
ラワン合板	0.15×10^{-3}	500	1.8
野地板	0.15×10^{-3}	500	1.8
パーティクルボード	0.15×10^{-3}	500	1.8
石膏ボード	0.17×10^{-3}	700	1.13
石綿スレート	1.2×10^{-3}	1500	1.2
石綿スレートフレキシブル板	0.15×10^{-3}	700	0.8
ロックウール吸音板	0.06×10^{-3}	300	0.84
ロックウール	0.04×10^{-3}	120	0.84
グラスウール	0.04×10^{-3}	40	0.84
網入りガラス	0.78×10^{-3}	2540	0.77
ガラス	0.78×10^{-3}	2540	0.77

表 7-5 各部材の燃え抜け時間(ISO834 標準加熱に基づく)

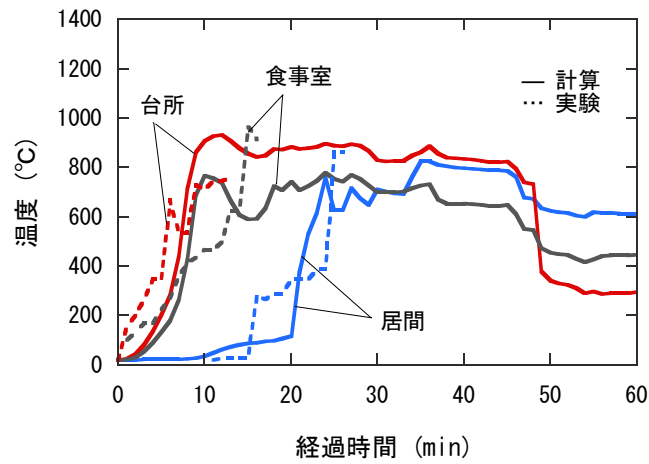
	部位	燃え抜け時間 (min)		部位	燃え抜け時間 (min)
開口部	扉①	30	壁	外壁	20
	扉②	20		内壁	35
	扉③	10		天井・床	30
	扉④	10		屋根	30
	扉⑤	5			

7.2.3 1 階各室の火災性状

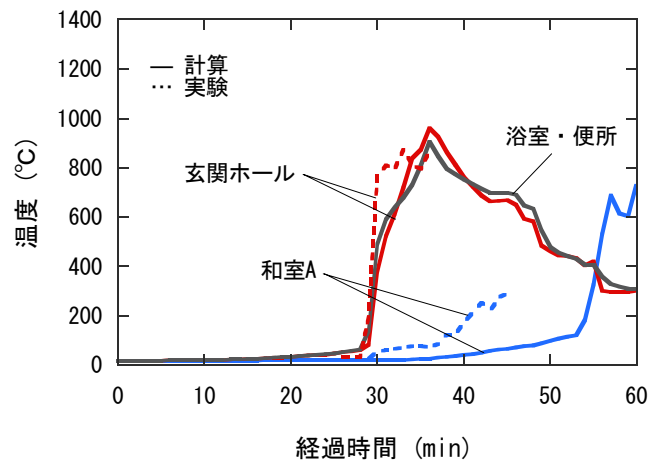
まず、出火室のある 1 階各室の温度の推移を比較したものが図 7-5 になる。比較に用いた実験結果は、各室のほぼ中央、床上 1.1m の高さ（ただし、和室 A のみ床上 1.8m）で測定された温度である。熱電対の断線により、各室が燃焼を開始して 10 数分ほどで測定値が途切れているため、火災性状の全体的な比較を行うことは難しいが、各室の燃焼開始時間、すなわち火災室から隣接する室への延焼時刻については、扉や壁の燃え抜け時間を調整することで概ね良い一致が得られている。

(1) 台所(出火室)

出火室である台所の温度は、出火から 10 分後には 900℃近くまで上昇し、この高温状態が出火後 50 分を経過するまで続いた。この間、区画内部の発熱が最も激しかったものと考えれば、盛期火災状態は約 40 分間続いたことになる。その後、収納可燃物が燃え尽きたことで、区画内の温度は大きく低下したが、計算の終了する出火後 60 分に至るまで、区画内温度は 400℃前後の高温に保たれる結果となった。これは、建物内の他の火災区画からの伝熱や、柱や梁といった固定可燃物の燃焼が継続したことによるものと考えられる。



(A) 台所(出火室), 食事室, 居間



(B) 玄関ホール, 和室 A, 浴室・便所

図 7-5 1 階各室の温度の推移

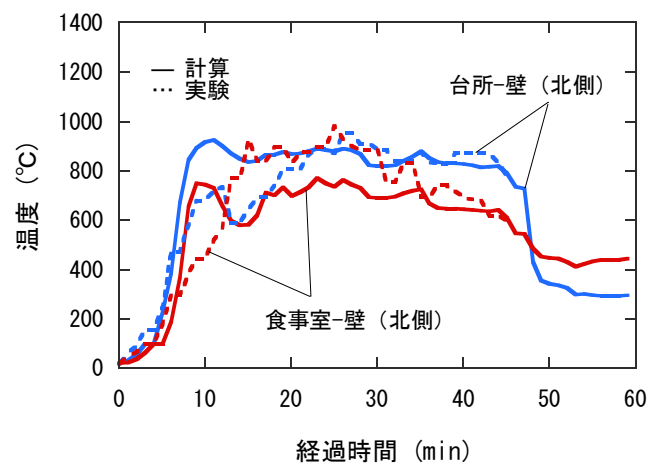


図 7-6 食事室および台所の壁表面温度(北側)の推移

(2) 食事室

出火室である台所との間には扉が設置されていなかったことから、食事室の温度は、出火から間もなく上昇を始め、出火後 10 分を経過した段階で 700℃程度の高温状態となった。その後、ほぼ定常的な燃焼が継続したが、隣接する台所での温度が低下を始める出火後 50 分とほぼ時を同じくして、食事室でも温度の低下が徐々に始まっている。

ここでも熱電対の断線により区画内温度の推移は部分的にしか記録されておらず、盛期火災時の室温を直接比較することはできないが、台所と食事室については、両室の北側の壁表面温度が出火から 50 分間にわたって記録されている。この比較を行ったものが図 7-6 である。これによると、出火直後から室温に対応して壁表面の温度が上昇し、実験では、両室とも 900℃ほどの高温となっており、この状態が、台所については 50 分、食事室については 30 分を過ぎるあたりまで続いている。この間の計算値は、台所については良く一致した一方、食事室については実測値に比べて低い値が算出される結果となった。火災室温度の高低を左右する要因は様々であり、この原因を特定することは難しいが、考えられる原因の一つには、可燃物の露出表面積を実際に比べて小さく見積もったために、可燃性ガスの生成が過小評価されたことが挙げられる。

なお、食事室の温度が出火後 30 分を経過したあたりで減少を始めた原因には、可燃物の燃え尽きが始まったことと並び、燃え抜けによって壁に開口が形成されたことにより、屋外へ熱が放出されやすくなったことなどが挙げられる。また、計算により求められた壁表面温度が区画内温度とほぼ一致するのは、区画内ガスを黒体と近似しているためで、区画内ガスと壁面とが比較的早い段階で定常的な伝熱過程に移行したためと考えられる。

(3) 居間

実験時の居間への延焼時刻は、出火から約 15 分となっており、それから 10 分間ほど区画内温度が 400℃前後で停留した後に、さらなる温度上昇が発生している。温度の停留は、居間の東側開口が閉鎖されており、酸素の供給が妨げられることでフラッシュオーバーが起こりにくい状態にあったために起こったものと考えられる。一方、計算では、食事室との間の扉が燃え抜ける出火後 20 分あたりで延焼が起こっており、実験結果に比べて 5 分ほど遅く算出された。また、区画内温度はこの直後に 800℃ほどの最高温度に到達し、実験時に観察された温度の停留は発生しなかった。

(4) 玄関ホール

玄関ホールの温度上昇は、出火後 29 分ほどで始まり、それから 5 分ほどの間で約 1000℃まで室温が上昇している。しかし、内部に積載される可燃物量（可燃物密度 6kg/m²）が少なかつたためにこの高温状態は長く続かず、出火後 45 分を経過したあたりから温度低下が顕著となり始めた。また、延焼が発生した時刻は実験結果と良好に一致しており、台所との間の扉の燃え抜けが適切に予測されたことが伺える。

(5) 浴室・便所

浴室・便所では、隣接する玄関ホールとの間に扉が設置されていなかったことで熱の移動が容易となり、台所から玄関ホールへの延焼の発生とほぼ同時に温度上昇が始まった。このとき、室内には可燃物が収納されておらず、内部での発熱はなかったため、その後の温度変化の推移は、玄関ホールのそれをほぼ追従する結果となっている。ただし、後述する図 7-8 から分かるように、燃え抜けによって台所との間にも開口が形成されていたため、ここを経由した台所からの高温ガスの流入により、浴室・便所の温度が玄関ホールの温度を上回ることもあった。

(6) 和室 A

実験時には、玄関ホールへの延焼が起こってから 10 分ほど経った後に、和室 A の温度上昇が始まっているのに対し、計算では玄関ホールへの延焼後 23 分ほど経ってからようやく延焼が発生している。この原因としては、延焼元である玄関ホールの温度が低く見積もられていたことや、部材の燃え抜け時間の設定値が適切でなかったために、玄関ホールと和室 A を隔てる扉（扉②）の燃え抜けが起こり難かったことが考えられる。ただし、居間と玄関ホールの間に設置された同じ扉②については、こうした燃え抜けの遅れは生じなかったことから、計算値と実験値の差は、部材ごとの耐燃え抜け性能のばらつきに起因した可能性も考えられる。

7.2.4 2 階各室の火災性状

次に、2 階各室の温度を比較したものが図 7-7 になる。ここでも 1 階の場合と同様、比較に用いた実験結果は、各室のほぼ中央、床上 1.1m の高さで測定された温度である。

(1) 2 階ホール

2 階ホールへの延焼は、実験では出火後 28 分、計算では 30 分前後に起こっている。いずれの場合にも 1 階玄関ホールの急激な温度上昇とほぼ同時に延焼が起こっていることから、1 階から 2 階への延焼は、玄関ホールと 2 階ホールをつなぐ階段を経由して起こったものと考えられる。ただし、実験時には、1 階の玄関ホールが 29 分、2 階ホールが 28 分に温度上昇を開始しており、両者の延焼時刻が前後する。これは、熱電対の設置高さが床上 1.1m と低かったために、1 階の火災室から玄関ホールに流入する高温ガスが、熱電対の顕著な温度上昇をもたらすことなく 2 階へ運ばれたことによるものと考えられる。

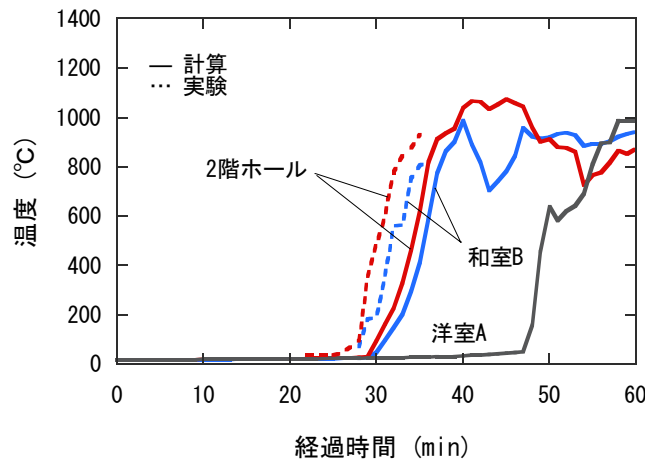
(2) 和室 B, 洋室 B

2 階ホールは、2 階のその他全ての室と開口を経由してつながっているが、このうち、扉の設置されていない和室 B と洋室 B では、いずれも 2 階ホールへの延焼が起こった直後に燃焼が始まっている。実験結果に対する 2 階ホールの温度上昇の遅れに対応するように、和室 B と洋室 B の温度上昇も数分遅れる結果が得られた。以降の温度は、いずれも最高で 900~1000℃ほどとなったが、このときの両室の温度が異なる経過をたどって変化したのは、区画内に積載される

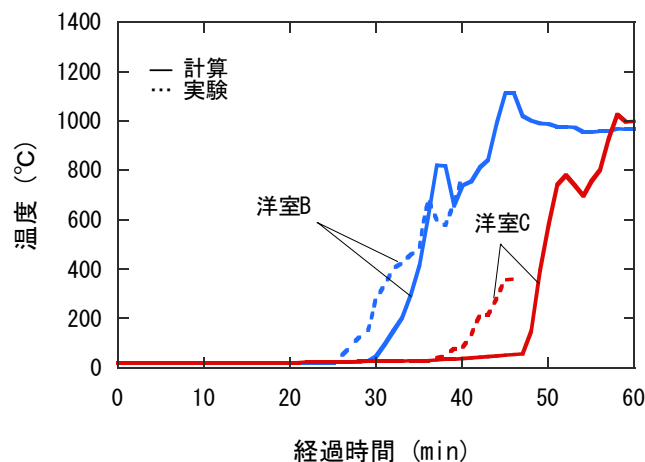
可燃物の条件や、区画および開口の形状に関する条件が異なっていたのみならず、隣接する（下階を含めた）火災区画からの異なる加熱に曝されたことによるものと考えられる。

(3) 洋室 A, 洋室 C

一方、扉の設置されていた洋室 A と洋室 C については、同じ扉①が使用されていたため、いずれも出火後 48 分ほどで 2 階ホールからの延焼が起こっている。洋室 A については室温の測定がなされていなかったため比較はできないが、洋室 C の延焼時刻は実験値に比べて 10 分ほど遅れる結果となった。両室の温度は、その後 10 分ほどかけて約 1000℃に上昇したが、その間の温度上昇は必ずしも滑らかでなく、途中、温度の不連続的な停留が発生した。これは、開口部の扉が破れることで、区画内に充満した高温ガスが屋外へ放出され、一時的に区画内温度の低下がもたらされたこと等によるものと考えられる。



(A) 2 階ホール, 和室 B, 洋室 A



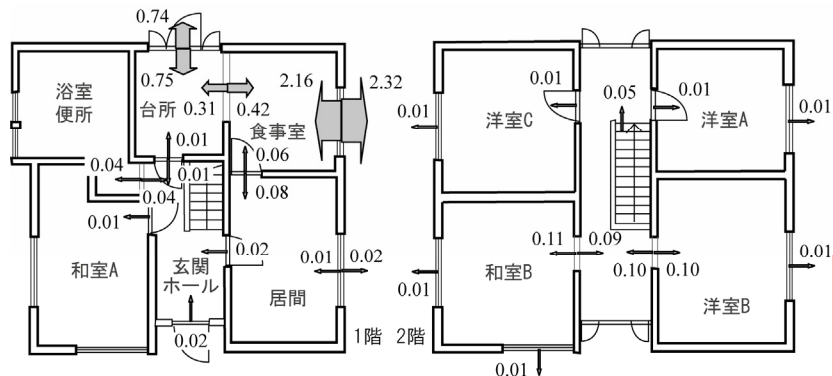
(B) 洋室 B, 洋室 C

図 7-7 2 階各室の温度の推移

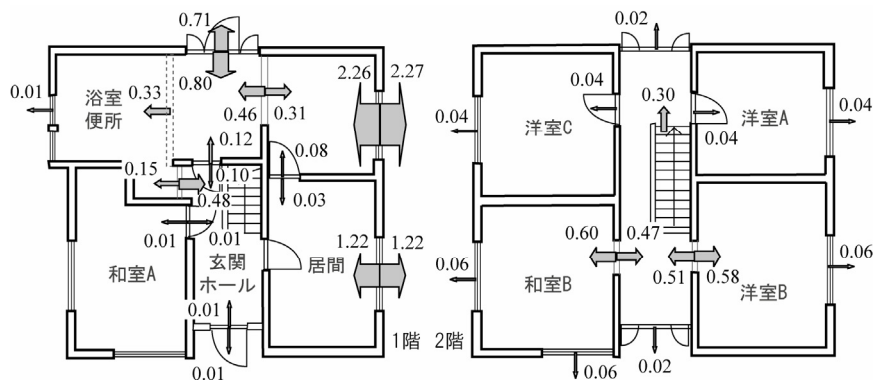
7.2.5 建物内部の換気性状

図 7-8 は、出火から 20 分、30 分、40 分経過した時点での、建物内部の換気の様子を示したものである。ただし、矢印は気流の流れる方向を示しており、単位時間当たりの流量が 0.01kg/s 以上となった質量移動のみを表示してある。

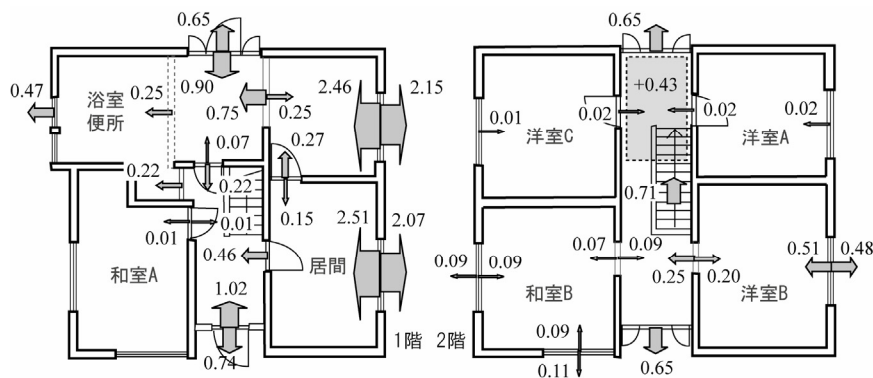
まず、出火から 20 分後の換気性状を示した図 7-8(A)を見ると、この段階で燃烧している区画が台所と食事室とに限られていたために、主な質量の移動はこの 2 室で起こっている。このと



(A) 出火後 20 分における建物内部の換気の様子



(B) 出火後 30 分における建物内部の換気の様子



(C) 出火後 40 分における建物内部の換気の様子

図 7-8 建物内部の換気性状の推移(単位:kg/s)

きの質量収支を区画ごとにとると、台所では -0.10kg/s 、食事室では -0.07kg/s と、いずれも負値をとる結果となった。これは、可燃物の燃焼に伴って、同量の可燃性ガスが区画内で生成されているためである。なお、燃焼を開始しておらず、火災室とは扉によって隔てられている室との間にも、微量の質量移動が起こっており、建物全体が少しずつ加熱されている様子が伺える。

図 7-8(B)は、ちょうど、出火室である台所から玄関ホールへの延焼が発生した時点での建物内部の換気性状を示している。出火後 20 分の様子と見比べると、換気の大きな区画が増え、建物全体の質量移動がより活発に起こり始めている様子が分かる。なお、図中の点線領域は、燃え抜けが起こって開口が形成された部分を示している。台所と浴室・便所の間の壁では燃え抜けが起こっており、台所から玄関ホールへ運ばれる高温ガスには、両室を隔てる開口を通じて直接流入するものだけでなく、浴室・便所を経由して流れ込んでいるものもあることが分かる。

図 7-8(C)は、2 階への延焼が発生した後の、出火後 40 分における建物内の換気性状を示したものである。これによると、1 階の開口部では、その大半で屋外から建物内部へ向かう流れが形成されているのに対し、2 階の開口部では、逆に建物内部から屋外に向かう流れが形成されている。すなわち、このときの建物内には、屋外→1 階→階段→2 階→屋外という流れがあり、1 階から流入した外気が火災室で温められ、浮力流となって 2 階へ上昇した後に屋外へ放出されていることが分かる。なお、2 階ホールの床には点線で囲った部分に燃え抜けが発生しており、こうした開口を経由して上階へ運ばれる高温ガス量が増大したものと考えられる。また、この時点で延焼の起こっていない 1 階の和室 A、2 階の洋室 A と洋室 C の換気量は、依然小さいままとっている。

7.3 酒田市大火(1976)の検証

7.3.1 大火の概要

1976 年(昭和 51 年)10 月 29 日に山形県酒田市で発生した火災は、風雨波浪注意報発令中の雨まじりの強風にあおられて拡大し、市街地の広範な領域を巻き込む大火へと発展した。繁華街にある映画館での火災に端を発した大火は、夕方 17:40 頃の発生から翌早朝 5:00 頃の鎮火に至るまで約 11 時間もの間燃え続け、焼失面積 22.5ha、焼失棟数 1,774 棟におよぶ大きな被害をもたらした。

当時の延焼の様子が撮影されたものを図 7-9 に、被災前の酒田市の全景を撮影したものを図 7-10 に示す。図 7-10 では被災した範囲を点線で囲ってあるが、火災は、出火建物を起点にして東南東の方角に拡大し、800m ほど離れた新井田川(幅約 50m)まで及んだ後によりややく焼け止まっている。以上の大火の概要を整理すると表 7-6 になる。

火災当日の気象状況は、酒田市内のいくつかの地点で観測されているが、このうち、被災地域の比較的近く(出火建物から 1km ほどの距離)に位置する測候所と保健所の観測結果を整理



図 7-9 酒田市大火での延焼の様子



図 7-10 被災前の酒田市の様子

表 7-6 酒田市大火の概要[6]

出火日時	1976 年(昭和 51 年)10 月 29 日(金) 17:40 頃
鎮火日時	同 10 月 30 日(土) 5:00 頃
出火場所	山形県酒田市中町 2-5-33 グリーンハウス(映画館)
出火原因	不明
出火時の気象状況 (測候所での観測値)	天候:にわか雨, 風向:西南西, 風速:12.2m/s 気温:8.5℃, 相対湿度 73%
焼失面積	焼失区域面積 22.5ha (焼失建築面積 15.2ha)
焼失棟数	1,744 棟 (うち全焼 1,767 棟, 半焼 7 棟)

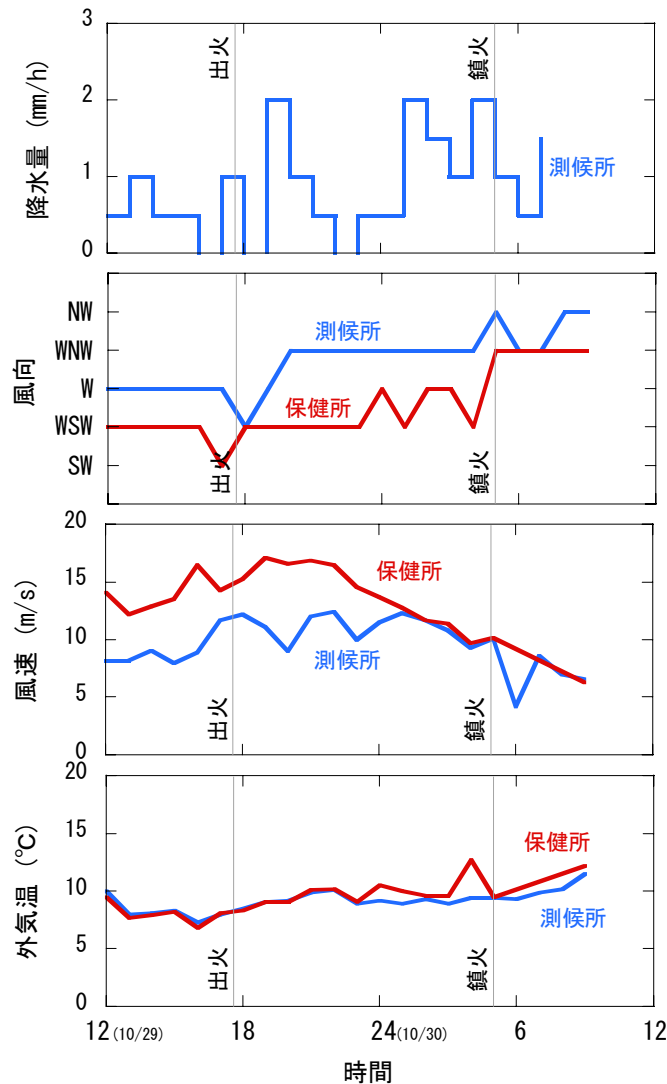


図 7-11 火災当日の気象状況(外気温, 風速, 風向, 降水量)

したものが図 7-11 になる．これによると，29 日 18 時から翌 30 日 5 時までの外気温の測定値平均は，測候所で 9.2℃，保健所で 9.8℃となっている．

一方，風速についても同様に平均値をとると，測候所で 11.0m/s，保健所で 13.9m/s となっており，特に出火から 6 時間の保健所での測定値が測候所のそれに比べて高くなっている．ただし，風速計の測定高さは，測候所で約 13m となっている（保健所については記録がない）．風向についても，出火から鎮火に至るまでの間，測候所の観測では西北西，保健所の観測では西南西の風が支配的となっており，観測値に違いが表れている．

また，火災時には降雨も観測されており，1h あたりの降水量は最大で 2mm，29 日 18 時から 30 日 5 時にかけての総降水量は 12mm となっている．降雨によって火災が燃え止まることはなかったが，火災拡大の抑制には寄与したものと考えられる．

7.3.2 計算条件

被災範囲とその周辺に建つ建物の、形状、階数、構造に関する情報は、当時の都市計画図（1/1000 縮尺）から読み取った（ただし、地形の高低差については考慮していない）。大火時の消失棟数1,744棟に対して、このとき入力した建物数は2,158棟となっている。これをもとに、市街地を再現した様子を示したものが図 7-12 になる。なお、建物内の空間構成は把握が困難なため、火災性状の計算単位となる検査体積は、各階の占有体積に設定してある。また、計算で使った物性値は表 7-3 に示す通りである。

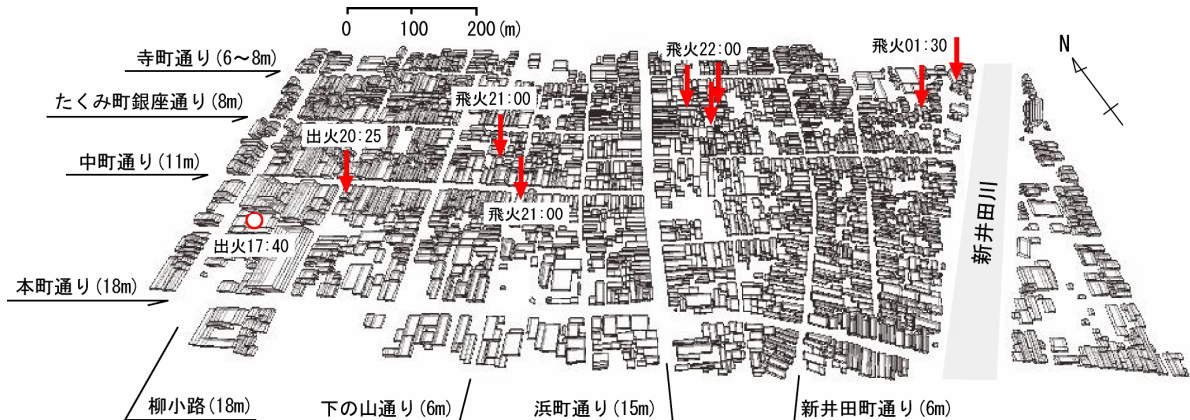


図 7-12 計算領域と飛び火の発生条件

(1) 建物条件

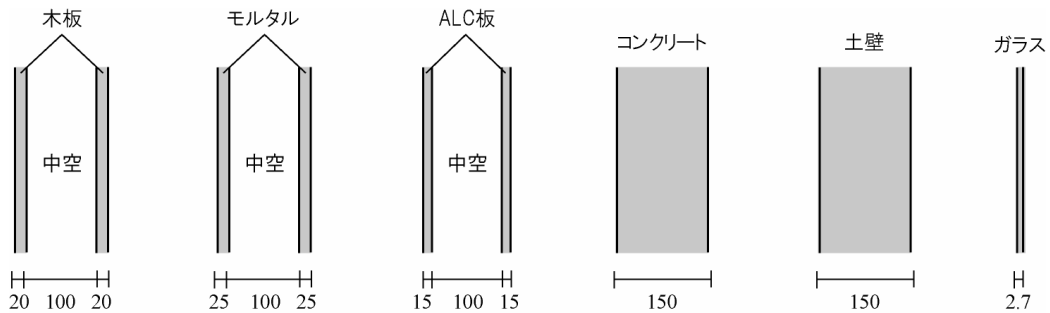
建物構造の内訳は木造、モルタル木造、鉄骨造、RC 造、土蔵の 5 種類となっている。ここでは、壁の構成を図 7-13 に示すように構造別に設定し、外壁や内壁といった部位の違いは無視することとした。また、壁部材の伝熱性状に関連する物性値は文献[3~5]を参考にして表 7-7 に、各部材の燃え抜け時間については表 7-8 に示すように設定した。

外壁面上の開口部については、構造によらず全てガラスで覆われているものとした。この形状や寸法は、火災の拡大性状に大きな影響を及ぼすことが知られているが、これを推定する手法は現段階で整備されていない。ここでは、隣接する建物との距離 D の関数として、次のように壁面積に対する開口面積の比率 ϕ を、モデル化した。

$$\phi = \begin{cases} 0.1D & (D \leq 2m) \\ 0.2 & (D \geq 2m) \end{cases} \quad (7-1)$$

すなわち、建物同士が近接して建つ場合には、 ϕ が D に比例して大きくなり、建物の隣棟間隔が確保されている場合には、 ϕ が 0.2 の一定値をとるものとした。ただし、このときの開口部の形状は長方形とし、その重心は各壁の重心に一致させ、高さは一様に 1.2m とした。

本計算では、各階を一つの検査体積で代表させるため、検査体積は外壁面と屋根、もしくは



(A) 木造 (B) モルタル木造 (C) 鉄骨造 (D) RC造 (E) 土蔵 (F) 開口部(ガラス)

図 7-13 区画境界部材の構成(単位:mm)

表 7-7 区画境界部材の熱物性

部材	熱伝導率 $\text{kW}/(\text{m}\cdot\text{K})$	比重 kg/m^3	比熱 $\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
木板	0.15×10^{-3}	500	1.8
モルタル	1.30×10^{-3}	2000	0.8
ALC板	0.15×10^{-3}	600	1.1
コンクリート	1.30×10^{-3}	2400	0.8
土壁	0.70×10^{-3}	1300	0.9
ガラス	0.78×10^{-3}	2540	0.77

表 7-8 構造別の部材燃え抜け時間(ISO834 標準加熱に基づく)

部材	燃え抜け時間 (min)
木造	20
モルタル木造	30
鉄骨造	40
RC造	なし
土壁	なし
ガラス	10

表 7-9 建物構造別の計算条件

建物構造	可燃物密度 (kg/m^2)	
	積載	固定
木造	30	100
モルタル木造		
鉄骨造		
RC造		0
土蔵		

床などの水平方向の間仕切りによって囲われる。このとき、屋根面上に開口はないものと考え、建物が複数階である場合の床については、上下階をつなぐ階段が存在する。本計算で対象とする市街地には個別住宅が多く、建物の規模は同程度と考えられることから、ここではこうした堅穴の面積 A_D が次の一定値をとるものとした。

$$A_D = 3.0 (m^2) \quad (7-2)$$

建物構造別の燃焼特性は表 7-9 に示すように設定した。各建物に積載される可燃物の密度は、構造によらず 30kg/m^2 としたが、固定可燃物については木造とモルタル木造を 100kg/m^2 、RC造と土蔵を 0kg/m^2 とした。

(2) 飛び火の発生条件

酒田市大火では、燃焼建物から多量の火の粉が放出され、これがきっかけとなって延焼が起こった例がいくつか確認されている[6]。本モデルでも、飛び火による延焼をモデル化しており、この予測は可能であるが、飛散性状を確率論的に定式化しているため、得られる計算結果は一意ではなくなる。こうした場合、多数回の計算を行って求めた統計的な平均値を比較することが考えられるが、実際の延焼性状自体も多数ある火災シナリオのうちの一例でしかない。そこで本計算では、被災調査で確認された飛び火の発生地点と時刻を、図 7-12 に示すように計算条件として入力することで、発生の予測に代えることとした。

(3) その他の条件

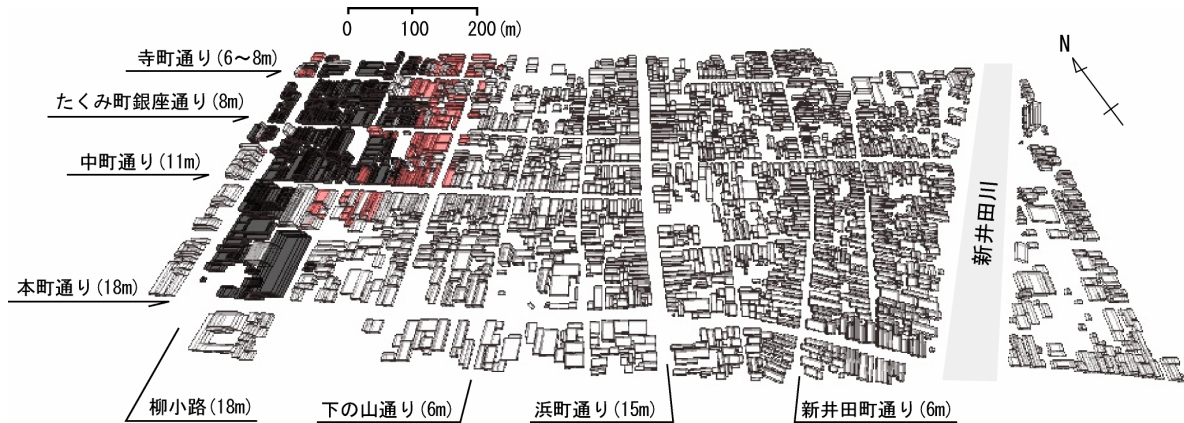
気象条件として利用可能な情報には、被災地から比較的近くに位置する測候所と保健所の観測記録があるが、いずれの記録が当時の燃焼領域における性状を良く示すものであるかは不明なため、ここでは図 7-11 に示した両地点での時系列観測データを使用した。ただし、降雨の影響については、現段階でこれを定量的に評価する手法がないことから無視することにした。また、大火時には、住民、消防隊、自衛隊によって消火活動が行われており、延焼拡大を抑制する効果があったものと考えられるが、これについても考慮しないこととした。

7.3.2 計算結果とその考察

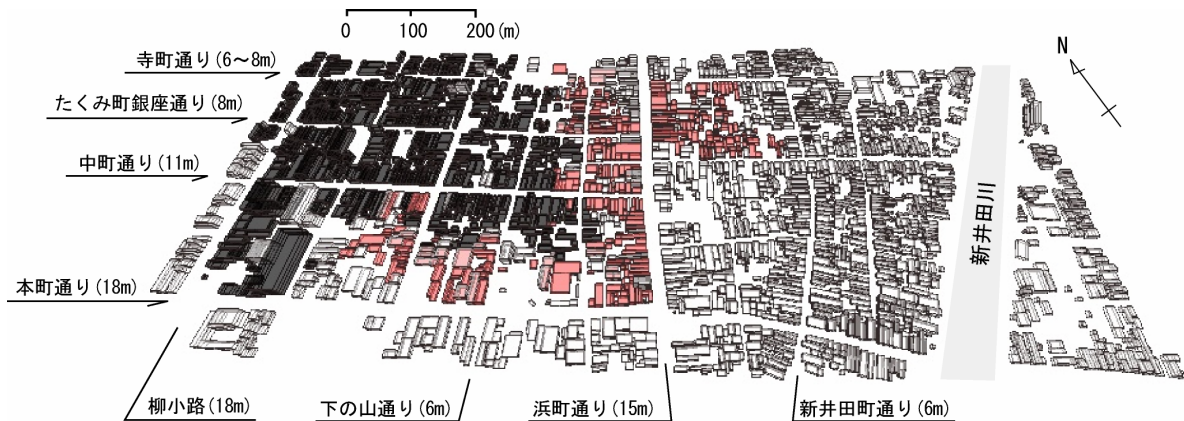
(1) 火災拡大性状

延焼計算を行った結果を、出火後 200 分、300 分、400 分と、100 分おきに可視化した結果を図 7-14（測候所の観測値を使用）、7-15（保健所の観測値を使用）に示す。この中で、燃焼中の建物は赤色で、燃え尽きた建物は黒色で表示してある。

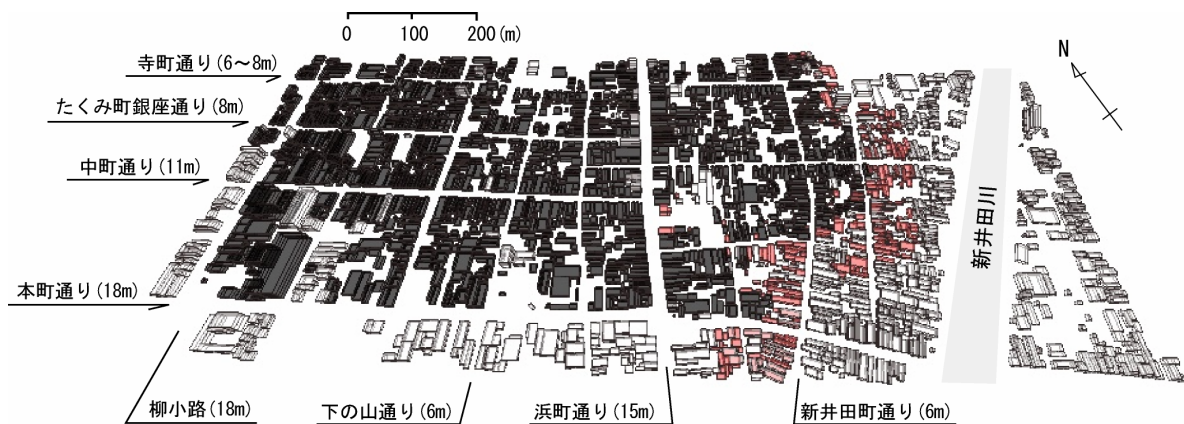
出火点から発生した火災が隣接する建物へ次々に延焼を起こし、燃焼範囲を拡大していく様子が捉えられた。ただし、火災建物は出火点付近から順に燃え尽きたため、火災前線の近くには帯状の燃焼領域が形成された。この帯状領域の風向方向の幅は 100m ほどとなっており、



(A) 出火後 200 分における延焼の様子

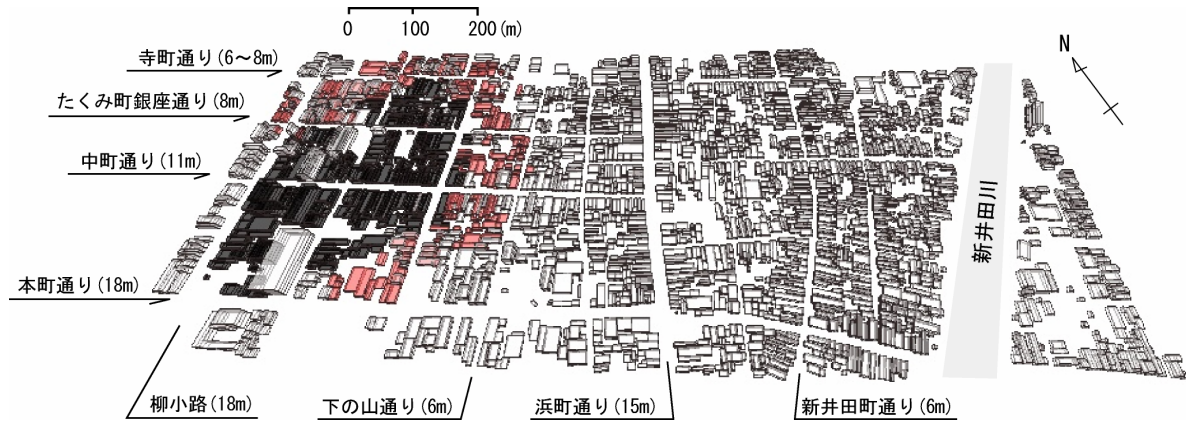


(B) 出火後 300 分における延焼の様子

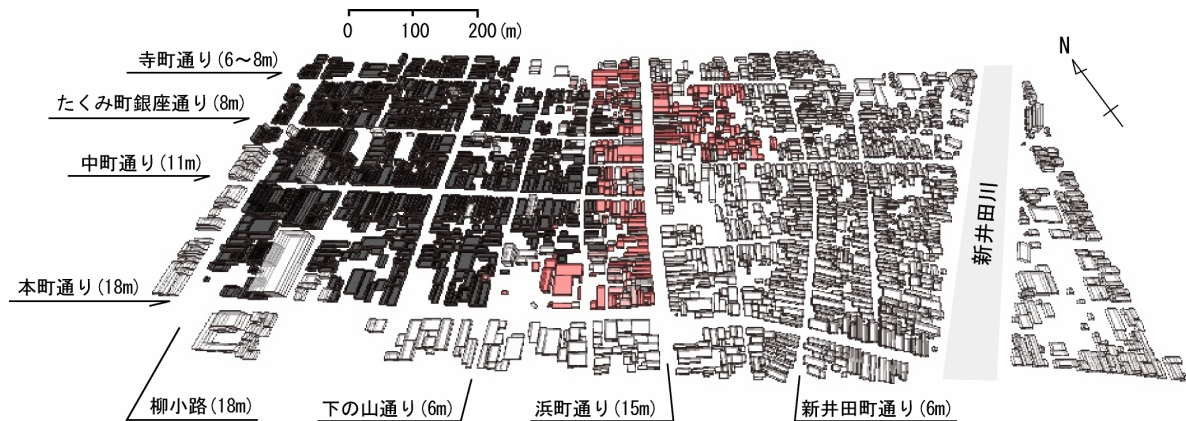


(C) 出火後 400 分における延焼の様子

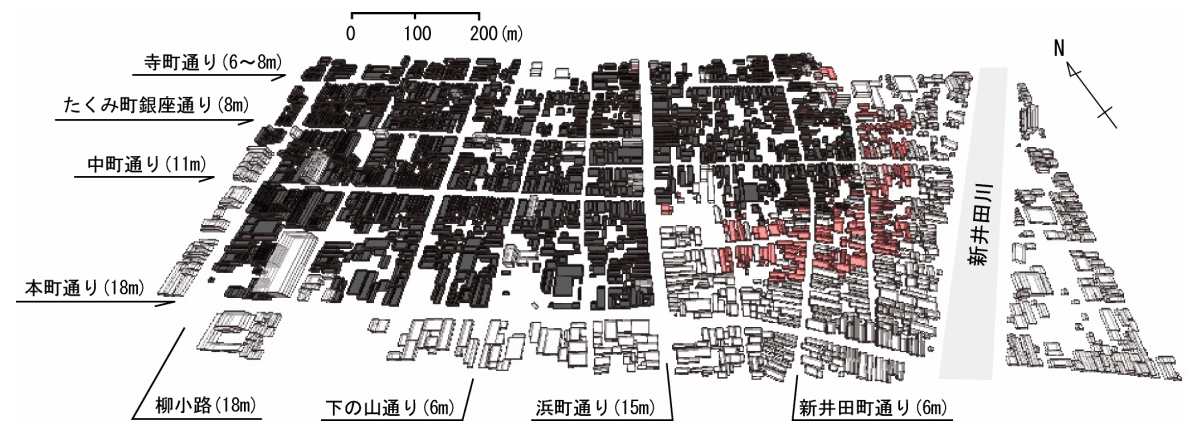
図 7-14 延焼シミュレーション結果(測候所データを使用)



(A) 出火後 200 分における延焼の様子



(B) 出火後 300 分における延焼の様子



(C) 出火後 400 分における延焼の様子

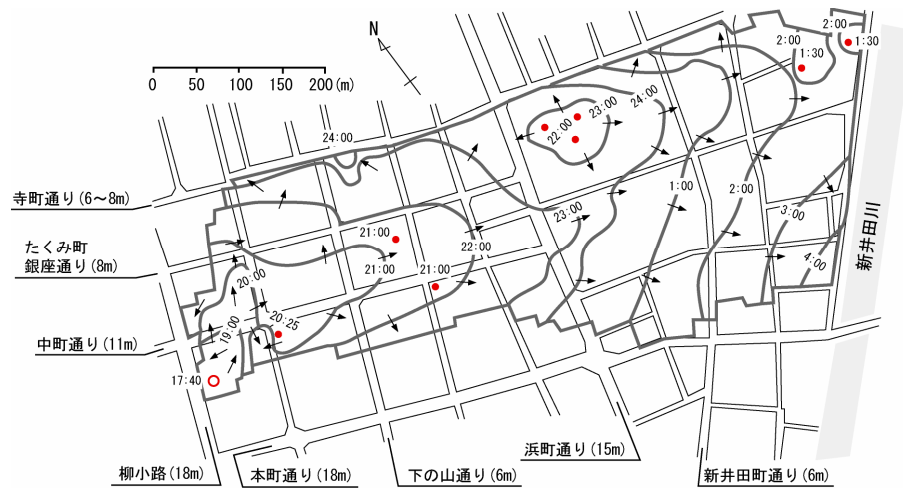
図 7-15 延焼シミュレーション結果(保健所データを使用)

150~200m という調査報告[6]に比べると短いものの、オーダーとしては同程度となった。燃焼帯の全体的な進行方向は風向に一致しており、熱気流が吹き倒されることでより強い加熱を受けたことや、飛び火などにより風下方向への延焼が促進されたことが伺われる。

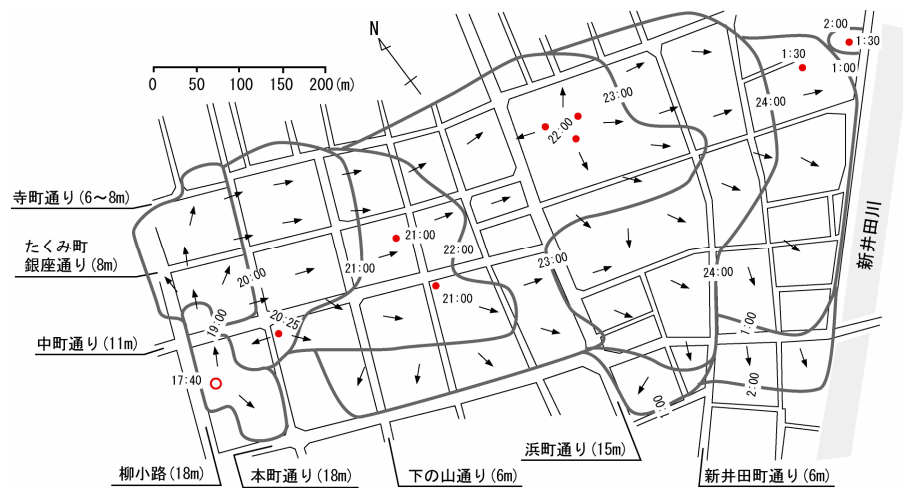
(2) 火災前線の移動

延焼シミュレーションにより得られた火災前線の移動の様子を、聞き取り調査により調べられた大火時の火災前線の移動と比較したものが図 7-16 になる。ただし、出火点を○印、飛び火による延焼が発生した地点を●印で示してある。火災時における市街地風は概ね西から東に向かって流れており、火災前線の移動もこれに対応するように風下方向に大きくなっている。これによると、計算により求められた当時延焼線の間隔が実際に比べて広く、火災の拡大速度が過大に算出されたことが分かる。これには次のような原因が考えられる：

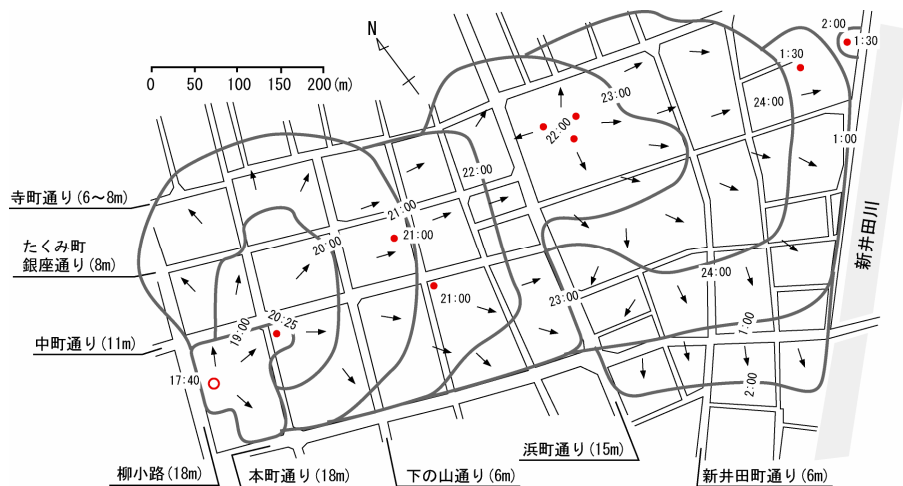
- 火災当日、燃焼の継続していた 29 日 18 時から翌 30 日 5 時までの 11 時間に降った総雨量は 12mm であったが、本計算ではこの影響を考慮に入れていなかった。このため、本来であれば雨水の蒸発に伴って消費されたはずの潜熱分だけ、火災発熱を過大に見積もった可能性がある。
- 大火時には、住民、消防隊、自衛隊により消火活動が行われていたが、本計算ではこの点を考慮していなかった。消火活動による効果は、降雨と同じく、潜熱の消費による火災発熱の抑制にある。図 16(A)の大火時の延焼動態図からは、風上、ならびに風横方向への延焼が、風下方向への延焼に比べて大幅に抑制されていることが分かるが、これは、市街地風の影響により燃焼域の風下側が高温の熱気流に曝されたため、風下側での消火活動が困難となって、火災の拡大を許してしまったことが原因と考えられる。
- 本計算では、市街地域の建物を、木造、モルタル木造、鉄骨造、RC 造、土蔵の 5 種類に分類し、構造別の燃焼特性を想定した。しかし、当然のことながら、実際の建物はこれらの数少ない分類に振り分けられるものではなく、同じ木造の建物であっても、例えば収納される可燃物量の違いや壁体の燃え抜け特性の違いなどから、火災性状にばらつきがあるものと考えられる。また、屋外には、建物以外の構造物、車両や樹木などが存在していて、火災の拡がりを遮断したり、もしくは逆に助長したりする場合もあるが、本計算ではこの影響を評価していなかった。
- 本計算では、式(7-1)をもとに壁面に対する開口面積の比 ϕ を推定した。このとき使用した変数は、建物間の距離 D のみであったが、実際には建物の構造や用途、さらには方角などの条件も関係しているものと考えられる。開口部は多くの火災延焼の経路となることから、その条件を適切に設定することは、計算結果の信頼性を保証する上で不可欠となる。
- 本計算では、火災温度の計算単位となる検査体積を、建物各階の占有体積にとっていた。このため、本来であれば間仕切りなどにより抑制されていた建物内部の火災成長を、過大に算出していた可能性がある。



(A) 大火時の観察記録 [6]



(B) 測候所データを使用した場合の計算結果



(C) 保健所データを使用した場合の計算結果

図 7-16 火災前線の移動の比較

また、上記の延焼速度を過大に算出した原因とは逆に、延焼速度を過小評価する原因となったものには、以下のようなものが挙げられる：

- 本計算では、大火時に観測された飛び火による延焼の発生地点と時刻を、計算条件として明示的に与えることで、延焼発生の動的な予測に代えていた。しかし、大火当時の混乱した状況の中で、実際に発生した飛び火による延焼を全て把握することは困難であったものと考えられることから、今回想定した延焼発生条件は全体のうちの一部であったものと考えられる。

7.4 まとめ

本章では、前章までに構築した延焼性状予測モデルの予測精度の検証を行った。

まず、7.2 節では、個別の建物火災の燃焼性状を適切に予測できることを確認するため、モデルによる計算結果を、既往の実大火災実験の結果と比較した。火災実験は2階建ての鉄鋼系プレハブ住宅を対象としたものであり、建物は間仕切りなどで隔てられる11室から構成される。ここでは、こうした部材の燃え抜け時間を調整することで、算出された区画内温度と実験結果が妥当な一致を示すことを確認した。盛期火災時における区画内温度は、いずれの室においても800~1100℃の間で推移したが、壁などの燃え抜けが起こって高温ガスが区画外へ放出されるようになると温度の低下が起こった。ただし、その後も、柱や梁といった固定可燃物の燃焼が継続することで、区画内部は300~600℃程度の高温状態に保たれた。

次に、7.3 節では、建物間の火災拡大性状の予測精度を検討するため、酒田市大火の検証を行った。計算により、出火点から発生した火災が、前線に帯状の燃焼領域を形成しながら市街地全体に拡大していく様子が捉えられたものの、実際と比べると延焼速度を過大に算出する結果が得られた。この原因には：

- 降雨および消火活動による火災抑制効果を考慮していなかったこと
- 建物構造の類型化による各建物の燃焼特性を単純化したこと
- 建物以外の延焼媒介を考慮していなかったこと
- 開口部や空間構成の推定方法が整備されていなかったこと
- 火災性状計算の検査体積を各階の占有体積に設けたこと

一方で、計算条件の中には、延焼速度を過小に評価する要因も含まれており、これには：

- 飛び火による延焼の発生を一部しか想定していなかったこと

などが挙げられる。今後は、この違いが生じた原因を確認し、必要に応じてモデルの修正を図っていく必要がある。

<参考文献>

- 1) 中村賢一：鉄鋼系プレハブ住宅の火災実験，建築研究資料 No.40，1983
- 2) 田中哮義：改訂版 建築火災安全工学入門，日本建築センター，2002
- 3) 日本建築学会編：建築設計資料集成（1 環境），丸善，1978
- 4) 日本建築学会編：建築材料の熱・空気・湿気物性値，丸善，2001
- 5) 日本建築学会編：防火材料パンフレット，丸善，1993
- 6) 消防研究所：酒田市大火の延焼状況等に関する調査報告書，消防研究所技術資料 第 11 号，1977

第 8 章

延焼シミュレーションによる 密集市街地の火災リスク評価

8.1 はじめに

多くの建物が建て詰まった状態にある密集市街地では、ひとたび火災が発生すると容易に隣棟へ延焼する可能性があり、良好な都市生活を営むためには、何らかの対策を講じて市街地の火災安全性能を確保する必要がある。

ただし、市街地で要求される性能は安全性だけでなく、快適性・利便性・経済性・文化性など多岐にわたるため、これらとの調和を考えると火災安全のみを追求した対策は合理的でない。また、個別の要求性能に対する改善方法は、他の要求性能との間に齟齬を生じさせることも少なくないので、要求される全ての性能に対して遍く最適な対策を見出すことは困難である場合が多い。こうした場合には、他の要件に配慮しながらも、現実的な観点から満足のいく漸進的対策を見出すことが、市街地の総合的な生活環境を向上させる上で不可欠になるものと考えられる。ただし、市街地を取り巻く状況は地域によって大きく異なる場合がほとんどであるから、当然、ある対策が任意の市街地に対して普遍的に有効であることは稀であり、地域の特性を反映させた対策を個別に求めていく必要がある。

本章では、ここまで構築した延焼モデルを利用し、市街地に対して効果的な火災安全対策を立案する手続きについて考える。図 8-1 はこの過程を示したものである。まず、実態調査ならびに延焼シミュレーションの結果に基づいて、市街地が現時点で保有している問題点の把握を行い、これを参考にして目標とすべき火災安全性能の設定を行う。次に、抽出された問題点に対して対応策を講じた場合、どの程度の火災安全性能の向上が期待できるのかを延焼シミュレーションによって定量的に評価する。このとき達成される安全性能が、事前に設定した目標と比較して満足のいくものであれば、これが採用しうる対策の一つとなる。仮に満足のいく結

果が得られない場合には、再び調整作業を繰り返してより適切な対策を見出す必要がある。

ここでは、以上の内容を具体的に検討するため、高山市三町地区を対象としたケーススタディを行う。三町地区は重要伝統的建造物群保存地区に指定されており、文化的価値の高い美しい街並みを形成している。反面、市街地を構成する建物の大半が伝統的な木造工法で建てられているため、火災安全上の課題が多いことも否定できない。一般に、市街地の火災安全性能を向上させるには、老朽化した建物の建て替えや、道路の拡幅による隣棟間隔の確保などといった方法が採られることが多い。しかし、このような市街地構造の大規模な改変を伴う対策を三町地区に適用した場合、現有する市街地の文化的特性が損なわれかねず、伝統的街並みを保全する観点からは好ましくない。本章では、こうした背景を持つ市街地に対する火災安全対策の可能性について検討を加える。

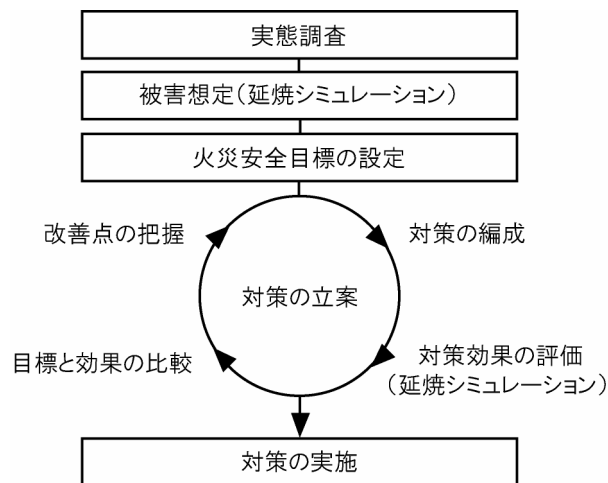


図 8-1 延焼シミュレーションを利用した火災安全対策の立案過程

8.2 密集市街地の火災リスク

8.2.1 火災リスクの定義

いくつかある火災安全対策の中からより有効な対策を選択するには、対策の効果を定量的に評価した上でそれらを比較する必要がある。この基準となる尺度は様々であるが、延焼シミュレーションを利用する場合には、焼失棟数や焼失面積などの直接的に求め易い指標を、対策の実施前後で比較することが考えられる。ただし、市街地における火災の拡大性状は、出火位置や時刻、市街地風の風向・風速を始めとする気象条件など、事前には把握の難しい不確実な要因に大きく影響されるため、こうした計算条件の設定は慎重に行う必要がある。

一般に、自治体の地域防災計画策定などに併せて実施される被害想定では、当該の市街地で

発生が予想される最悪の被害，もしくは平均的な被害を与える（と考えられる）条件を経験的に与えて延焼シミュレーションが行われることが多い．しかし，このとき得られる結果が，最初に予想したような（最悪の，もしくは平均的な）被害を予測できているのか否かについては，各種の不確定要因と延焼性状との関係が十分に明らかになっていないために判断が難しい．また，計算条件の設定にあたっては，火災性状に関する専門的な知識が必要とされるために，計算結果が評価者の経験に左右されることも考えられ，合理的な火災安全性能の評価を行うためには，可能な限り主観性が排除された計算手続きが必要となる．

そこで，本研究では火災リスクの概念を導入し，市街地が有する本質的な火災安全性能を，延焼シミュレーションを利用して評価することを試みる．一般に，火災リスク R は，損失の発生確率 P と損失 L の積，すなわち損失期待値として，

$$R \equiv \sum_{i=1}^N (P_i L_i) \quad (8-1)$$

のように定義される．ここで，下付き文字 i は発生の想定される火災， N は発生確率 P と損失 L の組み合わせ（火災シナリオ）の数を表している．火災性状を左右する要因は多岐にわたることから，それらが有機的に影響を及ぼしあう火災シナリオは事実上無数に存在する ($N \rightarrow \infty$)．したがって，上式(8-1)で計算される火災リスク R は確率論的な指標である．これに対し，経験的に計算条件を設定する場合には，このうち特定の発生確率 P と損失 L の組み合わせを点的に抽出して計算を行っていることに等しく，このとき得られる R は決定論的な指標となる．

8.2.2 火災リスク計算の流れ

ここでは，モンテカルロシミュレーションを利用することで，式(8-1)に定義した火災リスク R の計算を行う．モンテカルロシミュレーションは，損失 L の大きさを左右する不確定量のモデル化を行い，モデルに含まれる確率分布から標本を無作為に抽出することにより，多数回のシナリオを生成する手法である．この場合，大数の法則によると，標本数（試行回数）が大きくなるほど得られる結果がモデル上の正解に漸近することになる．

図 8-2 は火災リスク計算の流れを整理したものである．まず，あらかじめモデル化しておいた確率分布から不確定量を抽出し，計算条件の設定を行う．次に，この条件のもとで延焼シミュレーションを行い，計算条件に応じた損失 L を計算する．不確定量の抽出が無作為に行われるのであれば，各試行は発生確率 $P=1/N$ の事象の損失 L を求めていることに他ならないから，この操作を N 回繰り返して求めた L より，リスク R が次のように計算できる．

$$R = \sum_{i=1}^N (P_i L_i) = P \left(\sum_{i=1}^N L_i \right) = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N L_i \right) \quad (8-2)$$

ただし，ここでは火災の発生自体は所与の条件と考え，ある火災が発生した際にその損失の大きさが L となる確率を P とみなす．損失 L の大きさを左右し，モデル化の必要な不確定量には，

例えば表 8-1 に示すようなものが挙げられる．ここでは，(A) 出火条件，(B) 気象条件，(C) 建物条件，(D) 人的条件に分類してある．モンテカルロシミュレーションを行うにあたっては，これらの不確定条件の発生確率そのものを損失の発生確率 P とみなすことができる．なお，上式において，損失 L の尺度（焼失棟数や焼失面積）を決定すれば，リスク R の基準が統一され，異なる複数の市街地についても求められた R を直接比較することができる．

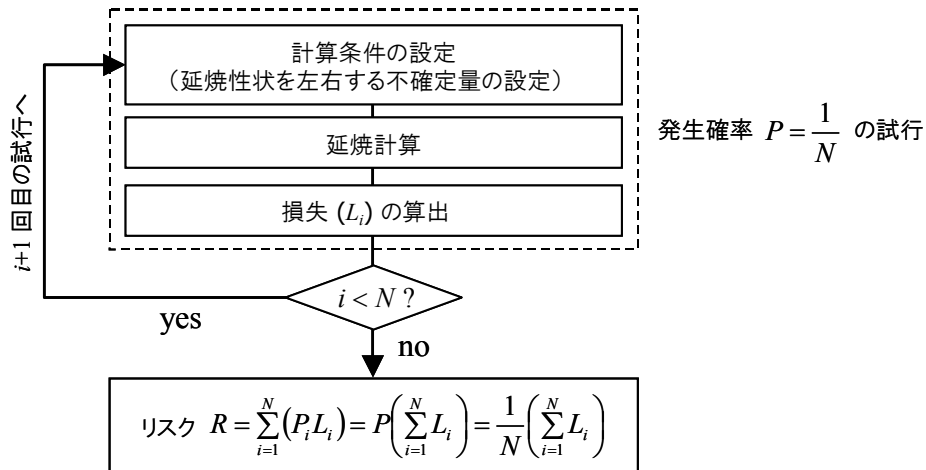


図 8-2 モンテカルロシミュレーションによる火災リスク計算の流れ

表 8-1 火災損失 L の規模を左右する不確定要因の例

(A)出火条件	(B)気象条件	(C)建物条件	(D)人的条件
出火時間	外気温	建物構造	消火活動
出火建物	風速・風向	防火性能(施工、経年等)	避難行動
・	降水量	可燃物量	・
・	湿度	開口部の状況	・
・	・	地震等による損傷	・
・	・	・	・
etc.	etc.	etc.	etc.

8.3 高山市三町伝建地区の火災リスク

8.3.1 高山市三町地区の概要

高山市は天正年間に城下町として建設されて以降，飛騨の商業経済活動の中心地として発展し，数多くの歴史的文化的資産を現在に残している（図 8-3）．昭和 54 年（1979 年）には，「高山市三町地区」が重要伝統的建造物群保存地区に選定されている[1~3]．一般的な伝統的木造市街地の例にもれず，高山は古くから火災の被害に見舞われており，享保 7 年（1724 年）以降に消失家屋が数百件以上の大火災が 6 回，そのうち，明治八年（1875 年）には消失家屋が千件を越す大火災があった．このときの被災範囲は高山の旧町域のほぼ全体に及んでおり，現在残る町

家の多くはそれ以降に建てられたものである。

高山における町家の火災安全上の特徴を整理すると次のようになる[3]：

- 各戸の敷地は道路に面して短冊状に宅地割が行われており、建物配置は、道路側に奥行き深い主屋、そこから庭を挟んで土蔵を建てていることが多い。これにより、敷地裏手には敷地を跨いだ土蔵の連なりが形成されており、延焼火災時には防火帯としての働きが期待される。
- 主屋の多くは木造真壁造りであり、木部が外回りに露出した造りとなっているため、建物の道路側の防火性能は高くない。ただし、隣接する建物とは土壁を共有している場合が多く、道路側に比べて比較的高い防火性能を有していると考えられる。
- 屋根葺き材は板葺きが伝統的であったが、近年は亜鉛鉄板で覆うものが多い。近代初頭までの大火では、飛び火によって屋根から延焼するというのが火災拡大の典型的な様態であったから、屋根の不燃化はその改善に役立ってきた。



図 8-3 高山市三町地区の街並み

8.3.2 高山市の気象条件

市街地における火災の拡大性状は、気象条件に大きく左右されることが知られている。そこで、1991~1995 年にかけての 5 年間に高山測候所 AMeDAS (Automated Meteorological Data Acquisition System) で観測されたデータを利用して高山市の気象条件[4]を整理する。

(1) 外気温

都市火災の発生する時間スケールは数時間～数日となる。そこで、これに対応する時間 (h) 単位の外気温の平均値と標準偏差の日変動を季節ごとにまとめたものがそれぞれ図 8-4 になる。ただし、ここでは、3~5 月を春期、6~8 月を夏期、9~11 月を終期、12~2 月を冬期としてある。

年間を通じた外気温の変化は-5~30℃となっており、一日の変動も季節によらず 10℃程度である。標準偏差については、夏期と冬期が3℃程度となっているのに対し、春期と秋期で6℃程度と比較的大きな値をとっているが、一日の変動は季節によらず 1℃程度である。

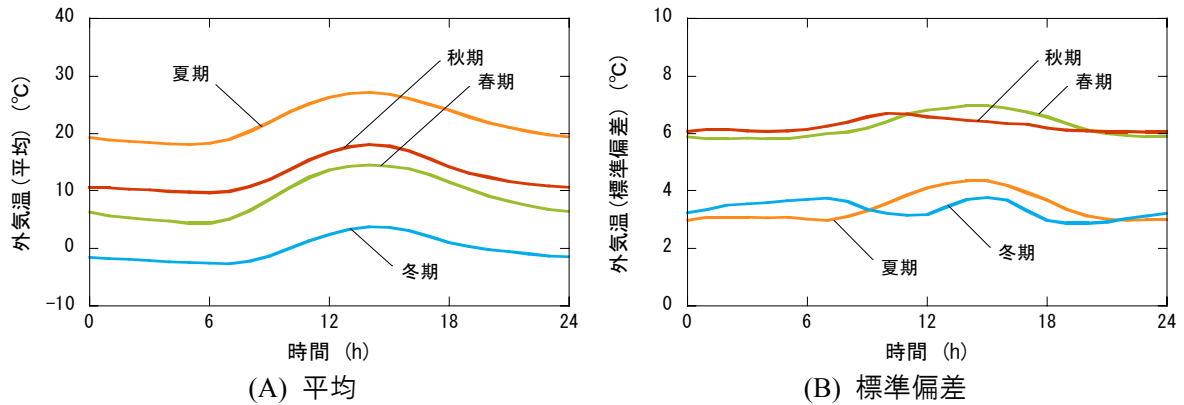


図 8-4 高山市における外気温の日変動

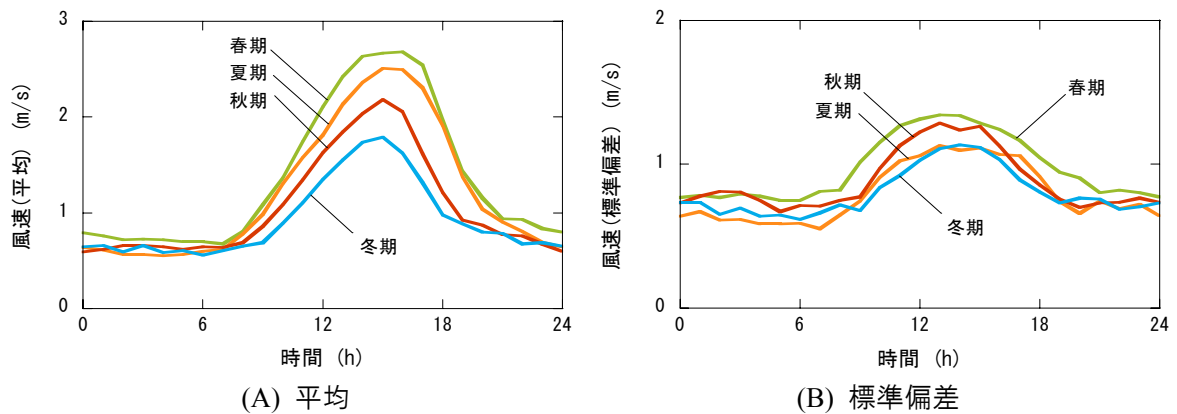


図 8-5 高山市における風速の日変動

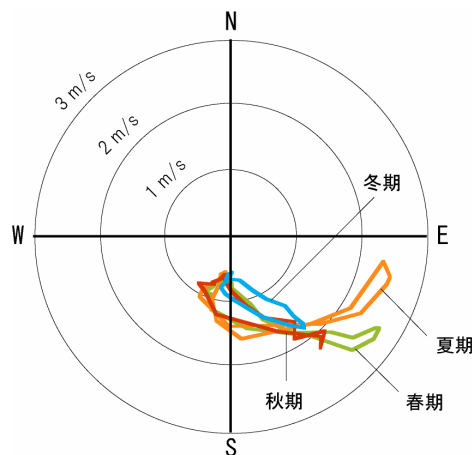


図 8-6 高山市における平均風速ベクトルの日変動

(2) 市街地風

市街地風の風速についても外気温と同様にして、季節ごとの時間（h）単位の変動の平均と標準偏差をまとめたものがそれぞれ図 8-5 になる。

平均風速は、季節によらず夜間の変動がほとんどなく、8、9 時以降の外気温の上昇とともに上昇し、15 時前後に最大値をとる。以降は外気温の低下に対応するように平均風速も低下する。季節ごとの風速の最大値は、春期（15 時）における約 2.6m/s を最大として、冬期（14 時）の約 1.7m/s が最小となっている。

標準偏差の日変動は平均風速のそれに類似しており、夜間に小さく、昼間に大きくなっている。季節ごとの風速標準偏差の最大値は春期（13 時）における約 1.3m/s を最大として、夏期（14 時）における約 1.0m/s が最小となっている。偏差が最大となる時間は、平均風速が最大となる時間に比べ 1 時間ほど早くなることが分かる。

図 8-6 は、平均風速ベクトルの日変動を示したものである。高山では北～北西の風が季節によらず支配的であることが分かる。ただし、平均風速の最も小さい冬期は、風向の日変動も小さくなっている。

8.3.3 計算条件

三町地区に建つ建物の、形状、階数、構造といった情報は文献[1~3]から読み取った。このとき入力した建物数は 471 棟となっている。第 7 章に示した酒田市大火の延焼シミュレーションを行う場合と同様、建物内部の構成を知ることは困難であったため、ここでは各階を検査体積とみなしている。ただし、酒田市に建つ多くの建物とは異なり、三町地区には伝統的な木造建物が多く、建物内部の間仕切りは建具などの簡易なものが多いことから、比較的開放的な空間構成になっている。このため、この仮定が計算結果に及ぼす影響は小さいものと考えられる。また、計算で使用した各種変数は表 8-2 に示すとおりである。



図 8-7 計算領域と出火建物（点線で囲った建物は土蔵を表す）

(1) 出火条件

市街地の保有する火災リスクを考える場合、火災の出火に関する不確実性を含めた計算を行うことが望ましい。市街地は連続的な拡がりを持つことを考慮すると、火災の発生から鎮火までが評価対象領域内で完結するものとも限らないことから、これより広い範囲を計算領域として確保しておき、その中で出火点を割り振る必要がある。しかし、今回の計算では、連続した市街地のうち火災リスクの評価対象領域となる、一部の地域しか計算領域として確保することができなかった。このため、本計算では火災が計算領域内で始まり、計算領域内で終了するものと考え、出火点も図 8-7 に示す地域のほぼ中心の建物に設定する。ただし、出火時間については、季節と時間をランダムに選定し、そこから 6 時間分の計算を行うこととした。

(2) 気象条件

外気温の変動は 10^1K のオーダーであるのに対して、可燃物の着火や燃え抜けに関する特性的な温度は 10^2K のオーダー、温度火災時の温度変動は 10^3K のオーダーであることから、外気温の変動が火災性状に及ぼす影響は比較的小さいものと考えられる。そこで、外気温には、図 8-4(A) に示した季節ごとの日変動の平均値を用いる（図 8-9）。

一方、風速については、経験的に風速が大きいほど火災による被害も大きくなることが知られていることから、日常的な風速変動の影響が大きくなることが予想される。本計算では、平均値からの変動も含めた条件設定を行う。そこで風速変動の詳細を見るため、一日のうちで平均風速が最大となる 15 時の段階での風速の発生頻度を示したものが図 8-8 となる。各季節の頻度を比べると、春期、夏期、冬季の場合には単峰型の分布となっているのに対し、秋期の場合には $0\sim 1\text{m/s}$ と $3\sim 4\text{m/s}$ にピークを持つ双峰型の分布となっている。ここでは、一日の最大風速を図 8-8 から無作為に抽出して平均値からの変動比 r （抽出値/平均値）を求めておき、図 8-9

表 8-2 計算で使用した物性値

c_p	気体の定圧比熱	1.0 kJ/(kg·K)
h	対流熱伝達率	0.02 kW/(m ² ·K)
ΔH_O	単位消費量あたりの発熱量(酸素)	13100 (kJ/kg)
ΔH_F	単位消費量あたりの発熱量(可燃性ガス)	17000 (kJ/kg)
L_V	水分の蒸発潜熱	2440 (kJ/kg)
L_P	木質系材料の熱分解潜熱	1700 (kJ/kg)
L_M	燃え抜け潜熱	2000 (kJ/kg)
$\dot{q}_{cr}''$	可燃物の着火限界熱流束	15 (kW/m ²)
T_v	水分の蒸発温度	373 (K)
T_p	木質系材料の熱分解温度	573 (K)
$\alpha\beta$	火の粉の発生頻度に関する係数	1.0×10^{-5} (kW ⁻¹)
α_F	燃焼面積の成長係数	1.0×10^{-4} (m ² /s ²)
γ	可燃性ガスと反応する酸素の余剰率	4.0 (-)
ε	部材輻射率	1.0 (-)
Ψ_0	固定可燃物の初期露出比率	0.5 (-)

に示すように、計算対象期間中の平均風速（図 8-5(A)）に対して r を掛け合わせることで、設定風速を決める。ただし簡単のため、風向の日変動には図 8-6 に示した平均値を用いる。

(3) 建物条件

本計算では、建物の構造として木造、モルタル木造、RC 造、土蔵の 4 種類を想定した。ここでは、壁の構成を図 8-10 に示すように構造別に設定し、外壁や内壁といった部位の違いは無視することとした。また、壁部材の伝熱性状に関連する物性値は文献[5~7]を参考にして表 8-3 に、

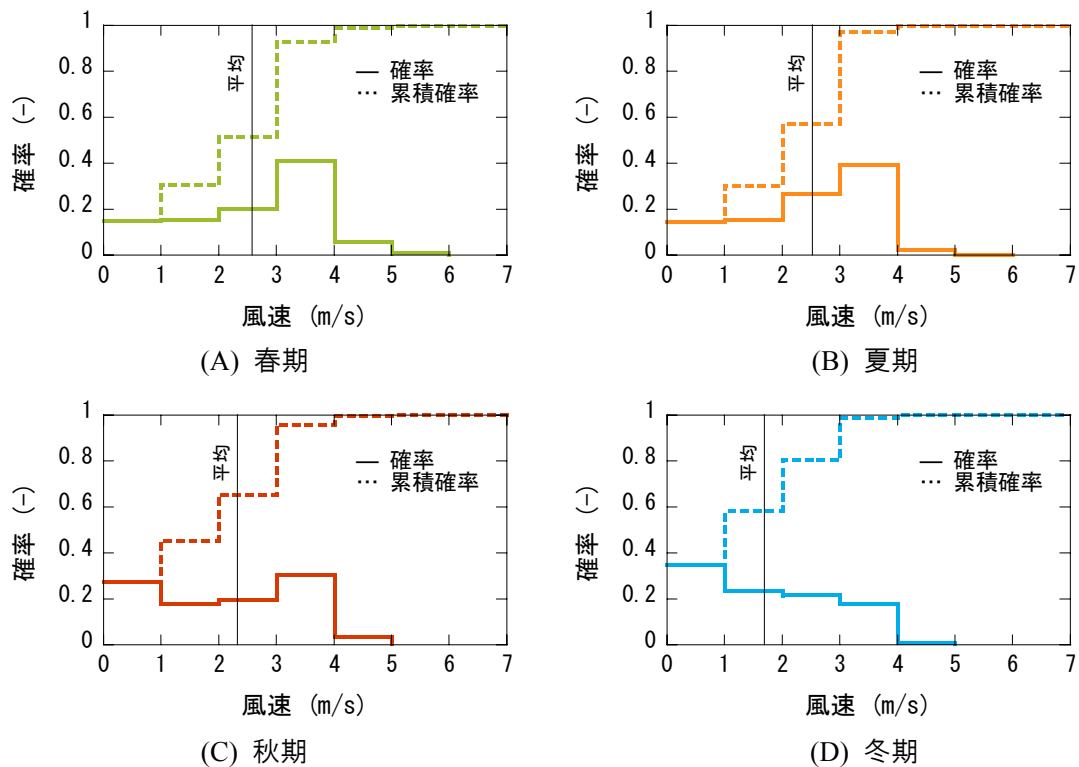


図 8-8 15 時における風速の発生頻度

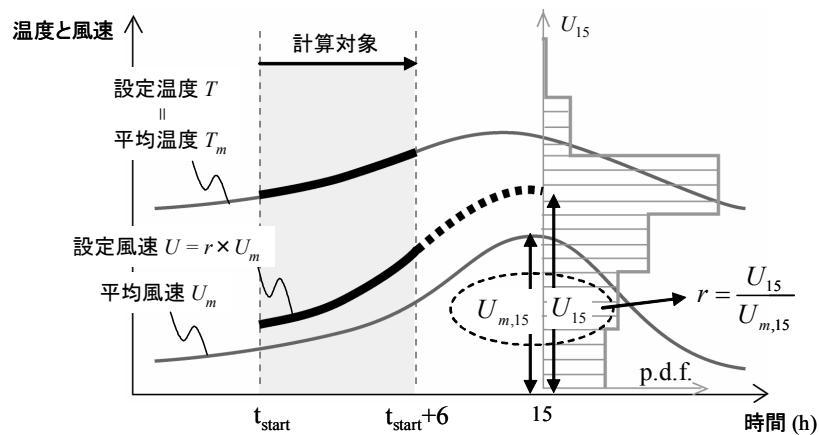


図 8-9 外気温および風速の設定方法

各部材の燃え抜け時間については表 8-4 に示すように設定した。

ここで想定した建物構造のうち、土蔵については、外壁面上に開口部がないものとした。その他の建物構造の開口部については、いずれもガラスで覆われているものとした。開口部の寸法を推定する方法は、酒田市大火の延焼シミュレーションを行う際に使用した方法をそのまま利用する。すなわち、壁面積に対する開口面積の比率 ϕ を次式より計算する。

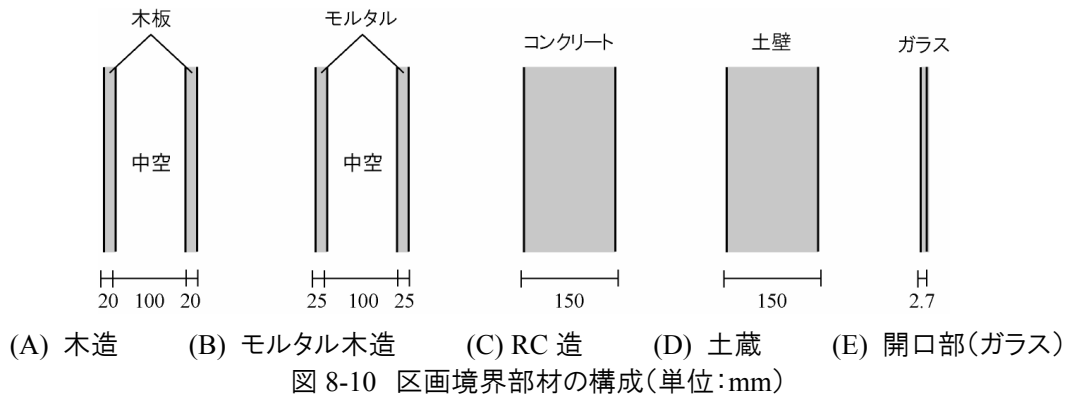


表 8-3 開口部材および壁部材の熱物性

部材	熱伝導率 $\text{kW}/(\text{m}\cdot\text{K})$	比重 kg/m^3	比熱 $\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
木板	0.15×10^{-3}	500	1.8
モルタル	1.30×10^{-3}	2000	0.8
コンクリート	1.30×10^{-3}	2400	0.8
土壁	0.70×10^{-3}	1300	0.9
ガラス	0.78×10^{-3}	2540	0.77

表 8-4 構造別の部材燃え抜け時間(ISO834 標準加熱に基づく)

建物構造	燃え抜け時間 (min)
木造	20
モルタル木造	30
RC 造	なし
土壁	なし
ガラス	10

表 8-5 建物構造別の計算条件

建物構造	可燃物密度 (kg/m^2)	
	積載	固定
木造	30	100
モルタル木造		
RC 造		0
土蔵		

$$\phi = \begin{cases} 0.1D & (D \leq 2m) \\ 0.2 & (D \geq 2m) \end{cases} \quad (8-1)$$

ただし、このときの開口部の形状は長方形とし、その重心は壁面の重心に一致させ、高さは一様に 1.2m とした。また、建物が複数階である場合の床については、上下階をつなぐ堅穴の面積 A_D を次のように与える。

$$A_D = 3.0 (m^2) \quad (8-2)$$

建物構造別の燃焼特性は表 8-5 に示すように設定した。各建物に積載される可燃物密度は構造によらず 30kg/m^2 としたが、固定可燃物については、木造とモルタル木造を 100kg/m^2 、RC造と土蔵を 0kg/m^2 とした。

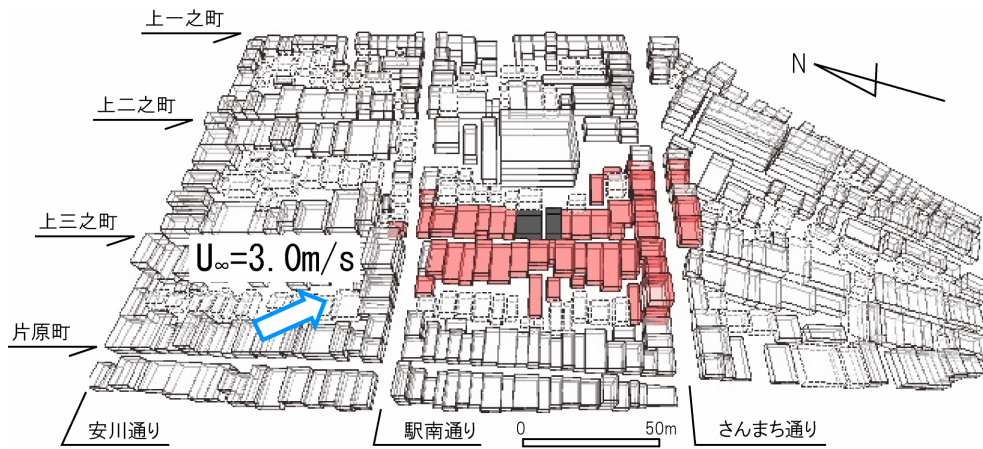
8.3.4 計算結果とその考察

モンテカルロシミュレーションによる火災リスク評価を行うのに先立ち、計算例として、外気温 10°C 、風速 3m/s （北西風）と固定して与えた場合の結果を図 8-11 に示す。ただし、燃焼中の建物を薄色、燃え尽きた建物を濃色、土蔵を点線で表してある。火災は出火点を中心に四方へ拡大したが、より高温の熱気流にさらされ、火の粉の飛散する風下方向の延焼速度が最も速くなる結果が得られた。燃焼建物は出火点付近から燃え尽き始め、火災前線には帯状の燃焼領域が形成された。なお、当該地区では道路に面して奥行き深い主屋、その裏手に土蔵が連なって配置されることが多いが、この列がいわゆる延焼遮断帯としての役目を果たし、土蔵列とは直角な方向への延焼は抑制されたことが分かる。

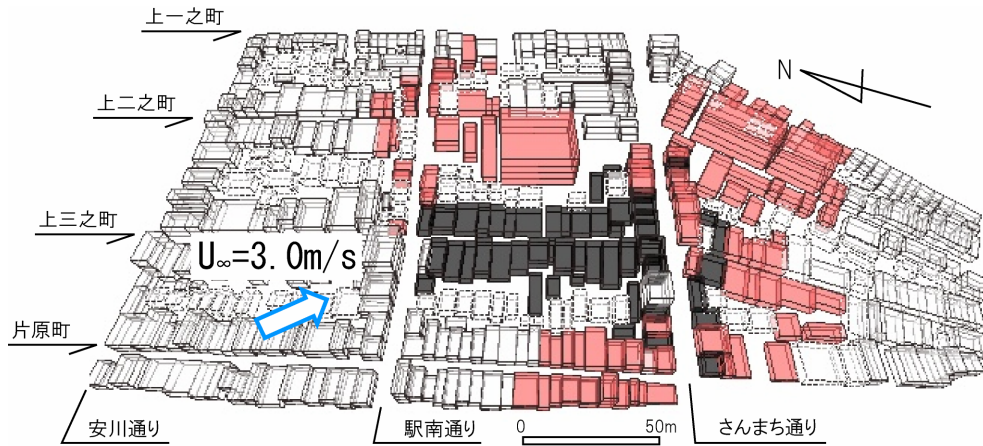
モンテカルロシミュレーションでは、算出される消失棟数の平均値のばらつきが小さくなる様に試行回数 N を 500 回とした。図 8-12 は試行数の増加に伴う平均焼失棟数の推移を示したものであり、モデル分布に関する収束の度合いを表している。試行回数 500 回を終了した段階での平均焼失棟数、すなわち、式(8-1)で定義した火災リスク R は 100.06 棟となった。

このとき、各試行で得られた焼失棟数（損失 L ）とその発生確率 P の関係を整理したものが図 8-13 になる。これによると、 $L=90\sim 95$ の突出した発生確率 P を峰としてその周辺に裾野状の分布が形成されている。また、それより小さい $L=35\sim 40$ では、発生頻度 P は小さいものの別の独立の峰が形成されている。このように、 P が単峰型の分布とならないのは、燃え止まりの生じる要因が今回設定した気象条件によっては大きく変化せず、市街地の構造的な条件に因っていたことがうかがえる。

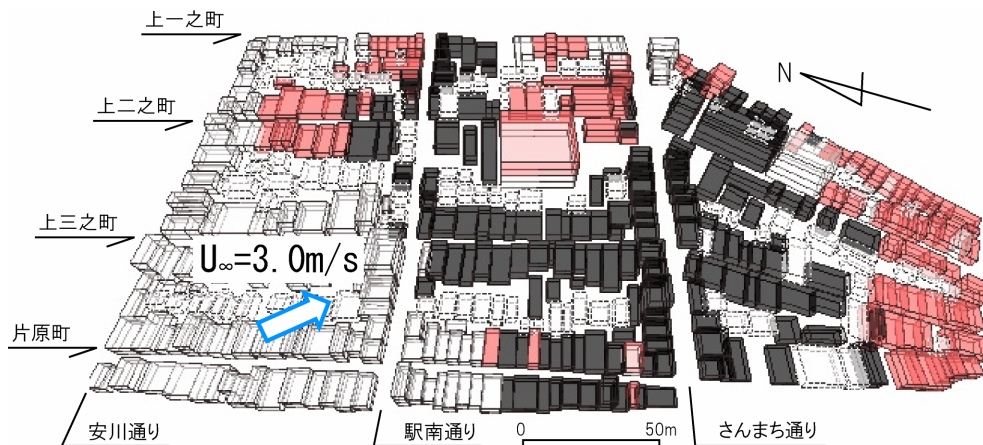
図 8-14 は、計算を行った 6 時間の市街地風の平均風速と焼失棟数 L の比較を行ったものである。ばらつきが大きいものの、平均風速が大きくなるほど焼失棟数 L が大きくなる傾向が捉えられている。本計算で対象とした高山市では、市街地の特性を反映して、平均風速が最大でも 4m/s を越すことがなかったが、強風が頻繁に発生する市街地においては、延焼危険性に対する風速の影響がさらに顕著に現れることが予想される。



(A) 出火から 50 分後の延焼の様子



(B) 出火から 100 分後の延焼の様子



(C) 出火から 150 分後の延焼の様子

図 8-11 延焼シミュレーションの結果

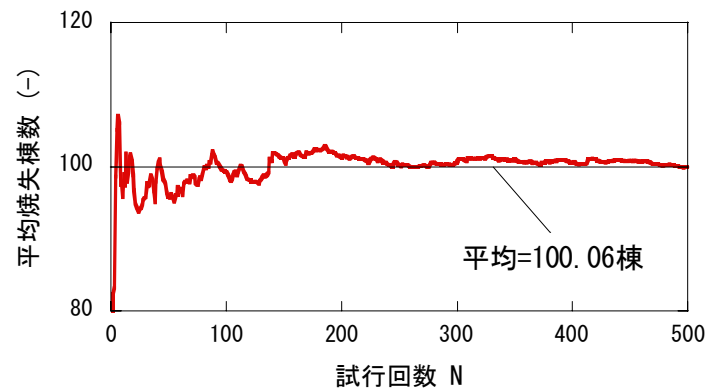


図 8-12 モンテカルロシミュレーションの試行回数と収束

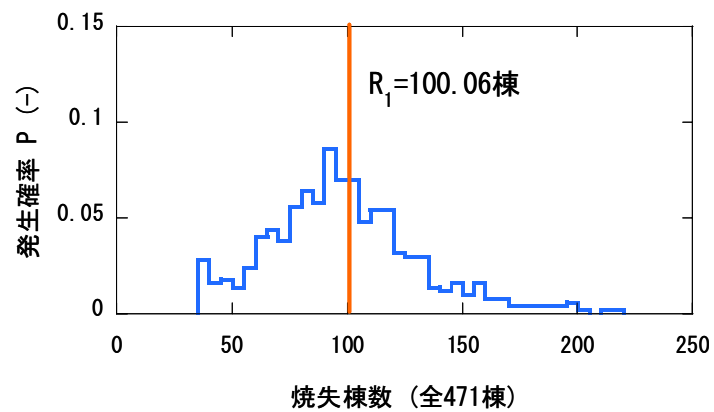


図 8-13 高山市三町地区の火災リスク

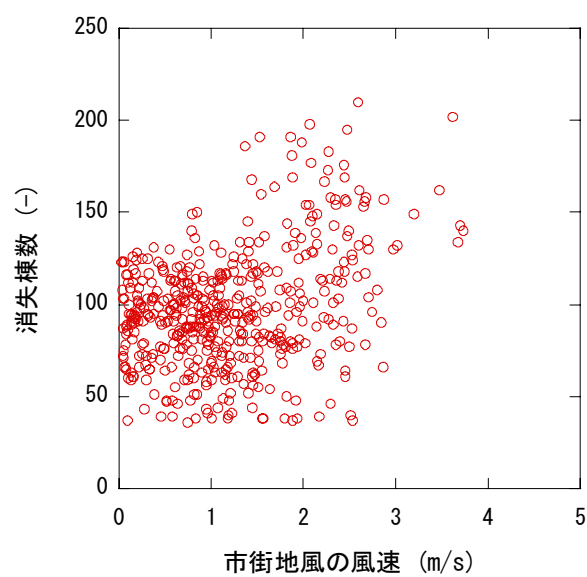


図 8-14 市街地風の風速と焼失棟数の関係

8.4 火災安全対策とその効果

8.4.1 対策の選択肢

密集市街地で発生する火災の被害を抑止するには、一般に次のような対策が採られる：

- 消火設備の設置などによる消防力の向上.
- 防火区画内の老朽建築物の建て替え・補修などによる建築物の難燃化・緩燃化.
- 道路の拡幅、空地の確保などによる延焼遮断帯の形成.

しかし、既に述べたように、高山市三町地区のような伝統的市街地に対しては、市街地構造の改変を伴うような大規模な対策は、現存の市街地が有する文化的価値の保全の観点から好ましくない。そこで本研究では、市街地を構成する伝統的木造建築物が：

- 可燃材料である木部が外部に露出しているために、容易に延焼が起こり易い.
- 木戸や襖などの間仕切りの防火性能が低く、容易に燃え抜けてしまう.

といった火災安全上の弱点を有していることを踏まえ、扉や壁といった間仕切りの補修・補強といった比較的小規模の対策を講じることで、市街地全体の燃焼を緩慢にさせることを考える。これにより、火災建物から隣接する建物への延焼時間が引き延ばされ、消火活動や避難行動に要する時間を確保することが可能となるものと考えられる。

ここでは、具体的な部材の補修・補強方法については検討しないが、何らかの対策が施され、表 8-6 に示すような火災安全性能の向上が図られたものと仮定して計算を行う。ただし、表 8-6 では、ISO834 標準加熱を受けた場合の燃え抜け時間で部材の防火性能を表している。このとき算出される対策前後の火災リスクを比較することで、対策の効果を定量的に評価することができる。なお、表 8-6 の条件①は、前節 8.3 で行った計算の条件に相当するものであり、何も対策が施されていない基準条件を示している。条件②と③では開口部の補強が行われた場合を想定しており、元々、10 分であった開口部材 A の燃え抜け時間が、それぞれ 15 分、20 分になったものとする。また、条件④と⑤では壁の補強が行われた場合を想定しており、元々、20 分であった壁 A の燃え抜け時間が、それぞれ 30 分、40 分に、30 分であった壁 B の燃え抜け時間がそれぞれ 40 分、50 分になったものとする。

表 8-6 区画境界部材の燃え抜け時間の設定(単位:min)

計算 条件	開口	壁			
	A	A	B	C	D
①(補強なし)	10 (ガラス)	20 (木造)	30 (モルタル木造)	燃え抜けなし (RC)	燃え抜けなし (土蔵)
②(開口補強)	15	20	30	燃え抜けなし	燃え抜けなし
③(開口補強)	20	20	30		
④(壁補強)	10	30	40		
⑤(壁補強)	10	40	50		

8.4.2 対策の効果

モンテカルロシミュレーションの結果得られた、損失 L とその発生確率 P の関係を図 8-15 に示す。図中には、各条件について求められた火災リスク R （実線）と、補強をしていない条件①のリスク R_1 （点線）を併せて示してある。

これによると、対策のなされる前の火災リスク R_1 が 100.06 棟であったのに対し、条件②～⑤

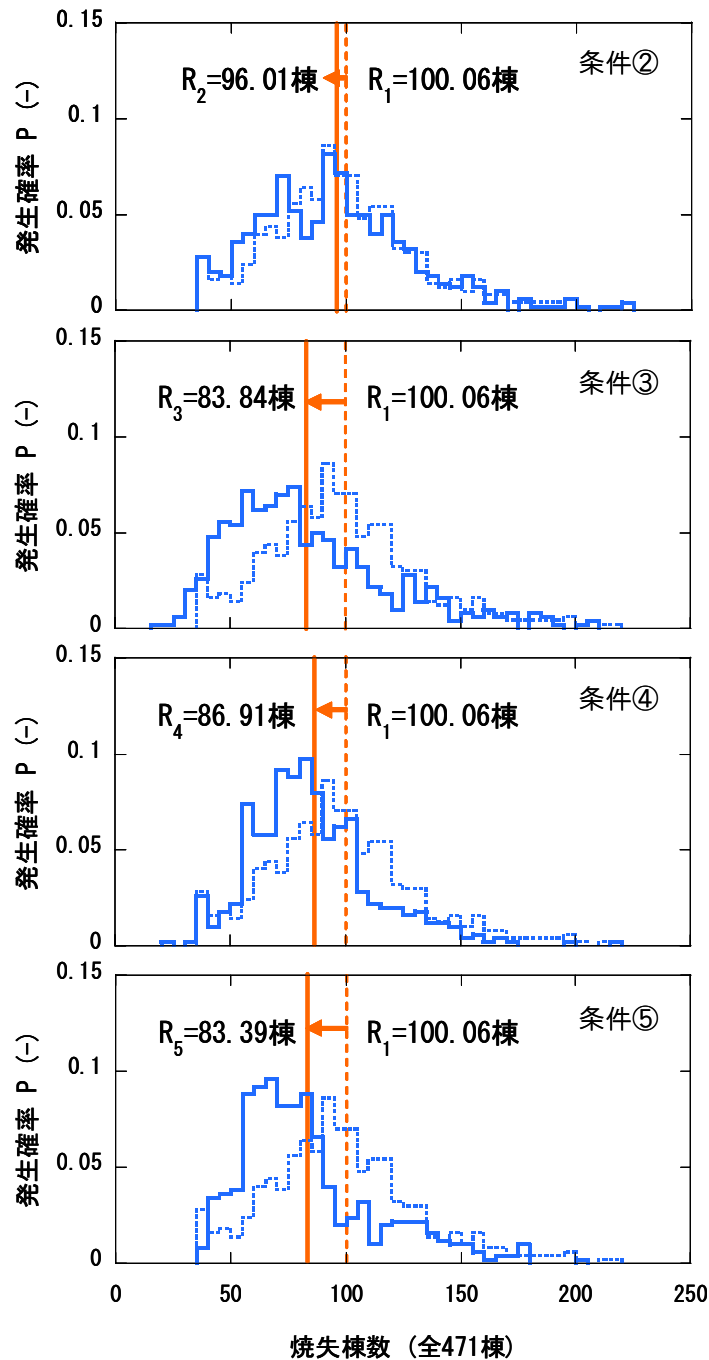


図 8-15 開口部および壁の補強を行った場合の火災リスク

では R がそれぞれ 96.01 棟, 83.84 棟, 86.91 棟, 83.39 棟となっている。部材の補強を行った場合の火災リスクが軒並み低減されており、対策の効果が表れている。これは、間仕切りが燃え抜けにくくなることで建物外へ放出される熱量が抑制されると同時に、建物内に積載される可燃物への伝熱の経路が絶たれたことによるものと考えられる。

建物単体の扉や壁の防火性能を向上させること自体は、例えば広幅員の道路を設けたりすることによる延焼遮断帯の形成に比べるとその効果が小さく、必ずしも一般の放任火災の延焼を食い止めることができるとは限らない。しかし、普通、火災が発生した場合には（本モデルには組み込まれていない）消火活動が行われることを考慮すれば、市街地の燃焼が緩慢になり、同時に燃焼する建物の数が減ることで人的・設備的資源を集中的に投入できるようになることから、被害を最小限に留めることが可能になるものと考えられる。

こうした対策は、今回のように市街地構造に対して大きく手を加えることが難しい伝統的な木造市街地への適用が可能であるだけでなく、道路の拡幅などに比べて経済的な負担を小さく抑えられることが利点として挙げられる。また、市街地全域に対して一時に対策を施す必要はなく、状況に応じて段階的に市街地全体の火災安全性能を向上させることができる点で、実務的な観点からも現実的な対策となり得るものと考えられる。

8.5 まとめ

本章では、延焼シミュレーションを利用した高山市三町伝建地区の火災リスク評価を行った。一般に、都市火災における火災損失の規模は、出火条件、気象条件、建物条件、人的条件など様々な不確実要因に左右されることが知られているが、ここではこのうち気象条件の発生確率を AMeDAS データよりモデル化し、モンテカルロシミュレーションによって多数の火災シナリオにおける損失期待値（火災リスク）を計算した。

検討対象とした三町地区のような伝統的な木造密集市街地は、一般に火災に対する脆弱性が高く、安全性の向上が望まれるものの、市街地が有する文化的価値を保全する観点からは大規模な改変が困難であり、対策の選択肢が限定される問題があった。ここでは対象地区のこうした特性を考慮し、扉や壁などの区画境界部材の耐火性能を向上させることで、市街地全体の防火性能の向上させる可能性について検討した。そこで、各種建築部材の性能が向上し、燃え抜け時間が延びた場合の火災リスクを上記と同様の手法で算出したところ、火災リスクが軒並み低減され、対策の有効性を定量的に評価することができた。

<参考文献>

- 1) 高山市教育委員会編：高山-町並調査報告，1975
- 2) 高山市教育委員会編：高山 II，1984

-
- 3) 高山市三町防災計画策定委員会編：高山市三町防災計画策定書，1996
 - 4) Architectural Institute of Japan: Expanded AMeDAS weather data, 2003
 - 5) 日本建築学会編：建築設計資料集成（1 環境），丸善，1978
 - 6) 日本建築学会編：建築材料の熱・空気・湿気物性値，丸善，2001
 - 7) 日本建築学会編：防火材料パンフレット，丸善，1993

第 9 章

総括

9.1 本研究の成果

本研究では、市街地の火災安全性能に対する合理的な評価を行うため、都市火災の延焼性状を現象の物理的知見に基づいて定式化した。本延焼モデルでは、都市火災を多くの建物火災の集合と捉え、他の火災の影響下における個別の建物火災の燃焼性状予測が、市街地全体の火災性状予測につながるものと考えた。このとき、都市火災の延焼モデルは、建物内部の火災性状予測モデル（第 2 章）と、建物間の火災拡大性状予測モデル（第 3 章）、の 2 つのモデルから構成される。両モデルを構成する個別の現象については、可燃物の燃焼性状（第 4 章）、開口噴出気流性状（第 5 章）、火の粉の飛散性状（第 6 章）に関するモデル化を行い、これを模型実験や数値実験の結果から検証した。本延焼モデルの妥当性については、建物単体の火災性状を調べた既往の実験結果と、酒田市大火との比較を行うことで検討を加えた（第 7 章）。また、高山市三町伝建地区を対象としたケーススタディを行い、延焼シミュレーションを利用した火災リスク評価手法について整理した。このとき、伝統的木造密集市街地という一般の市街地とは異なる対応が求められる市街地での火災安全対策の可能性について考察を加えた（第 8 章）。

第 2 章 建物内部の火災性状予測モデル

第 2 章では、既存のゾーンモデルの概念を拡張することで、複数室から構成される建物の内部での火災性状を予測するモデルを構築した。

この中で、火災発熱の燃料となる可燃性ガスの供給速度 $\dot{m}_F$ については、一般に可燃物への入射熱流束 $\dot{q}''$ に比例するとの関係に基づいたモデル化がなされることが多いが、建物火災において主要な燃え草となる木材の加熱側表面には炭化層が形成されるため、 $\dot{q}''$ の計算が煩雑となったり、計算負荷が大きくなったりする問題があった。そこで、既往の実験式を拡張することで、酸素流入速度をパラメータとする簡便な計算モデルを導入した。このモデルについては、

第4章において既往の区画模型実験の結果と比較を行うことでその妥当性を検証した。

また、扉や壁といった区画を隔てる部材が燃え抜け、新たな開口が形成されると、隣室への伝達熱量の大幅な増加をもたらす、延焼発生のかっかけとなることが多い。ここでは、部材へ入射した累積受熱量がある限界値を超えた段階で燃え抜けが発生するものとみなした。このとき、部材の対燃え抜け性能を表す「限界受熱量」を、建築基準法の部材耐火試験で規定される標準加熱 ISO834 を受けた場合の性能担保時間である「燃え抜け時間」に換算することでより直截的に把握可能な指標とした。

第3章 建物間の火災拡大性状予測モデル

第3章では、建物間の火災拡大モデルについて記述した。ここでは、火災拡大をもたらす要因として、(i) 火災建物からの輻射、(ii) 火災建物の風下に形成される熱気流、(iii) 火の粉の飛散を考え、モデル化を行った。

輻射による熱伝達の熱源には、火災建物内部の火災室ガスと、開口部から噴出する火炎を想定した。なお、市街地上には多くの建物が複雑な配置をとることから、受熱面に対する輻射面の形態係数を算出することでこれらによる遮蔽の影響も考慮した。

熱気流については、個別の熱源からの温度上昇を既往の相似則を利用することで、風下にある建物の周囲温度の上昇を算出するモデルとした。ただし、一般に市街地上には多くの火源が同時に存在することが考えられることから、これらの複合的な影響については、個別の熱気流による温度上昇を重ね合わせることで予測することとした。

火の粉の飛散については、第6章の結果を受け、火災建物から放出される火の粉の飛散の確率分布が、風下方向には対数正規分布、風向と直角な方向には正規分布で表されるものとしてモデル化した。飛び火による延焼モデルでは、火源からの輻射熱伝達や熱気流による温度上昇のモデルとは異なり、確率論的な定式化を行うことでその危険性を評価することとした。

第4章 可燃物の燃焼モデルとその区画火災への適用

第4章では、火災発熱の燃料となる可燃性ガスの供給速度 $\dot{m}_F$ のモデル化を行った。一般に、 $\dot{m}_F$ は可燃物へ入射する熱流束 $\dot{q}''$ に比例することが知られているが、これを算出することは煩雑であることから、ここでは2つの異なるアプローチから簡便なモデルを構築することとした。

まず、一つ目の方法では、熱分解現象の詳細は無視し、既往の区画火災実験から得られる結果を用いて質量減少速度 $\dot{m}_F$ をモデル化した。これは、区画の巨視的な火災性状に基づくモデルであり、区画内へ流入する酸素量を変数としている。

二つ目の方法では、質量減少速度 $\dot{m}_F$ が可燃物への入射熱流束 $\dot{q}''$ に比例するとの基本的な関係には則るものの、一般には偏微分方程式となる基礎方程式の解法を、プロファイル法によって近似的に求めることで計算負荷の軽減を図った。

両モデルを区画火災モデルへと適用し、計算結果を既往の区画模型実験と比較したところ、いずれも妥当な精度で質量減少速度 $\dot{m}_F$ の予測が可能なことを示した。

第5章 火災室開口から噴出する火炎・熱気流の温度性状

第5章では、給気した火災室から噴出する火炎・熱気流の性状を模型実験により調べ、この結果を新たに導いた相似則で整理した。

実験で使用した模型は、厚さ 20mm の石綿セメントパーライト板を組み合わせて 900mm の立方体とし、片側の側壁に形状が可変の開口を、その反対側の側壁に給気口を設けた。区画内外には熱伝対を配して温度上昇を測定すると同時に、開口面では2方向ピトー管により流速の測定を行った。実験では、開口形状と給気速度の2条件を変化させ、この組み合わせからなる全20条件の下で燃焼実験を行った。本実験条件の下では、噴出気流の温度性状に対する給気の影響は顕著には現れなかった。ただし、区画内の圧力が上昇し、噴出時の運動量が付与されたことで、給気を行った場合の噴出気流は、一様に遠方へ運ばれる結果が得られた。

噴出気流の温度性状を整理するにあたっては、模型実験の観察結果から開口部における火炎噴出領域を帯状の熱源とみなし、開口幅方向の分布を無視した2次元的なモデル化を行った。また、可燃性ガスが燃焼する火炎領域と、全ての可燃性ガスが燃焼した後の熱気流領域とに分けたモデル化を行うことで、気流内の発熱の有無を考慮した。これによると、噴出気流性状は無次元パラメータ Q^* の関係式として表され、温度上昇は火炎領域内において一定値をとり、熱気流領域では軸上高さ ξ の-1乗に比例して減衰するとの予測が得られた。また、温度上昇の半値幅については、火炎領域、熱気流領域の区別なく、 ξ に比例して拡大する予測となった。軸上流速については、火炎領域において ξ の-1/2乗に比例して拡大するのに対し、熱気流領域では一定値をとる予測となった。このうち、温度上昇とその半値幅に関する関係を測定値に適用したところ、ばらつきはあるものの、妥当な精度で実験結果を整理することができた。

また、噴出気流は開口上方にある壁面と干渉を起こして付着することがある。ここでは、噴出気流への空気の連行が制限されることで、噴出気流の壁面側と開放側との間に圧力差が生じることに着目し、噴出気流域のアスペクト比に基づく圧力差 Δp のモデル化を行った。噴出気流の軌跡は3次関数で近似したが、ここに含まれる係数 L_x (最大離隔距離) と L_z (付着点高さ) は、噴出気流の運動量に関する保存式にモデル化した圧力差 Δp を代入することで得られる無次元パラメータ F^* の関数として表せることを導いた。また、実験結果をもとに、 L_x が $0.7B$ (B は開口幅) より小さい場合に付着が起こることを示した。これにより、従来のモデルでは評価が困難であった壁面への付着を含めた気流軸の軌跡の計算式を提案した。

第6章 火災建物から放出される火の粉の飛散性状

第6章では、流体中を飛散する火の粉のラグランジアン的運動のモデル化を行い、これに加わる力およびモーメントを LES (Large Eddy Simulation) によって計算される流体運動から求め

た．このモデルを用いて行った数値実験の結果は，新たに導いた無次元パラメータ B^* により整理し，放出点から風下方向への火の粉の落下分布を求める関係式を導いた．

気流中の物体の飛散性状は，物体の形状に大きく依存するが，ここでは過去に発生した大火などの調査結果などを参考にして板状の火の粉を想定したモデル化を行った．火の粉は剛体とみなし，3次元空間における運動を，重心の並進運動と重心周りの回転運動に分けてモデル化を行った．一方，流体運動の計算には，流体の密度変化を許容しながらも非圧縮流体を扱う場合と同程度に長い時間刻み間隔を確保することが可能な，低マッハ数近似を施した流体の基礎方程式を用いた．これに空間フィルタリング操作を施して流体運動の高波数成分を除去した LES 方程式により流体運動の計算を行い，火の粉に加わる力およびモーメントの計算を行った．なお，火の粉の運動は平板上に設定された座標系，流体の運動は地表面上に設定された座標系で定義したが，火の粉は回転を伴いながら移動することから，空間座標系に対する平板座標系の姿勢角をオイラー角により定義した．

ここでは，乱流境界層中に正形状の熱源を設け，その風下側に形成される熱気流中に火の粉を投入した場合の飛散性状を調べた．計算では，板の辺長 l_p ，厚さ d_p ，火の粉の比重 ρ_p ，の3条件を変化させ，この組み合わせからなる計15条件の下で数値実験を行った．今回の計算条件では，上昇流の影響がそれほど大きくなかったこともあり，火の粉が火源上方に高く巻き上げられることはなかったが，一部の火の粉は計算領域の外まで到達し，主流方向へは広い範囲に火の粉が飛散する結果が得られた．

以上の計算結果を整理するにあたり，飛散距離に関する相似側を導いた．火の粉の飛散性状は，普通，3次元空間的な変化を示すが，ここでは簡単のため，主流方向と鉛直方向の運動のみを考慮し，支配無次元パラメータ B^* を導いた．これを計算結果に適用した結果，主流方向への飛散距離の平均 μ_x は B^* の $2/3$ 乗に比例し，分散 σ_x は B^* の $1/3$ 乗に比例する結果が得られた．なお，風向と直角方向の飛散については，平均 μ_y が概ね 0 となり，分散 σ_y は火源代表長さ D に比例するとの結果が得られた．この結果をもとに，落下した火の粉の主流方向へは対数正規分布，主流と直角方向への分布は正規分布で近似した場合，数値シミュレーションの結果をよく再現できることを確認した．

第7章 延焼性状予測モデルの検証

第7章では，本延焼モデルの妥当性について検討を加えた．

ここでは，まず建物内部の計算精度の検証を行うため，本モデルによる計算結果を，過去に行われた2階建てプレハブ住宅の実大火災実験の結果と比較した．ここでは，扉や壁といった区画境界部材の燃え抜け時間を調整することで，各区画への延焼時間を概ね予測することがで

きた．ただし，盛期火災時の区画内温度については，熱電対の断線によって記録が残されておらず，比較を行うことができなかった．そこで，記録が残っていた壁表面温度の比較を行ったところ，良い精度で火災性状の推移が計算されていることが確認できた．

次いで、代表的な都市火災である酒田市大火の観測結果との比較を行った。計算により、出火建物から始まった火災が隣棟へ次々に延焼を起こし、延焼方向に帯状の燃焼領域を形成しながら被災範囲を拡大していく様子が捉えられた。こういった延焼の定性的な傾向は観測結果と一致する結果が得られたものの、算出された延焼速度が観測値に比べて大きくなる結果が得られた。これには、降雨や消火活動が無視したことによる火災発熱の過大算出や、開口条件や建物の内部構成が不明で適切な条件設定が行えなかったことなど、いくつかの原因が関連しているものと考えられる。

第8章 延焼シミュレーションによる密集市街地の火災リスク評価

第8章では、延焼シミュレーションを利用した高山市三町伝建地区の火災リスク評価を行った。このとき、都市火災における火災損失の規模は、出火条件、気象条件、建物条件、人的条件など様々な不確実要因に左右されることから、ここではこのうち気象条件の発生確率をモデル化し、モンテカルロシミュレーションによって多数の火災シナリオの損失期待値を計算した。

一般に、三町地区のような伝統的木造密集市街地は火災に対する脆弱性が高く、安全性の向上が望まれるものの、市街地が有する文化的価値を保全する観点からは大規模な改変が困難であり、対策の選択肢が限定される問題があった。ここでは対象地区のこうした特性を考慮し、扉や壁などの区画境界部材の耐火性能を向上させることで、市街地全体の防火性能の向上させる可能性について検討した。そこで、各種建築部材の性能が向上し、燃え抜け時間が延びた場合の火災リスクを上記と同様の手法で算出したところ、火災リスクが軒並み低減され、対策の有効性を定量的に評価することができた。

9.2 課題と展望

多くの建物が建て詰まった状態にある密集市街地では、ひとたび火災が発生すると容易に隣棟へ延焼する可能性があり、良好な都市生活を営むには、何らかの対策を講じて市街地の火災安全性能を確保する必要がある。ただし、市街地で要求される性能は安全性だけでなく、快適性、利便性、経済性、文化性など多岐にわたるため、これらとの調和を考えると火災安全のみを追求した対策は合理的でない。また、市街地を取り巻く状況は地域によって大きく異なる場合がほとんどであるから、当然、ある対策が任意の市街地に対して有効であることは稀であり、地域の特性を反映させた対策を個別に求めていく必要がある。

こうした状況においては、対策の効果を合理的に評価する手法の開発が不可欠であり、本研究で開発した延焼モデルはこうした役割を担いうるものとする。しかし、現在の段階でその予測技術が十分に確立されたわけではなく、今後とも継続して改良を加えていく必要があると同時に、延焼シミュレーションを利用した火災安全対策の立案に関連する問題についても検討を加えていく必要がある。以下に、主な研究課題ならびにその方向性を整理する。

(1) 都市火災を構成する各種現象のモデル化

本モデルでは、現段階で考慮できていない現象をいくつか残している。このうち、実務的な利用にあたって早急にモデル化が必要なものがいくつかある。

一つには、まず、地震と火災の関係が挙げられる。都市火災は、主に大規模な地震時に火災が同時多発した場合に発生することが予想されている。地震時には、建物が構造的な被害を蒙っており、防火性能がいくらか低下するケースが多いが、こうした場合の建物火災がどのような性状を示すかについては明らかにされていない。

もう一つには、飛び火と火災拡大の関係が挙げられる。今回は、数値実験の結果に基づいて、火災建物から放出された火の粉の飛散分布のモデル化を行ったが、想定した条件に限られており、例えば、火の粉の形状や燃焼によって飛散性状がどのように変化するかについては調べることができなかった。また、火の粉が火災建物からどのように発生し、落下した後に可燃物の着火を引き起こすかについてなど、明らかになっていないことが多い。

(2) 火災の延焼性状と人間の行動

第7章で示した酒田市大火の延焼シミュレーションでは、実際の観測結果に比べて延焼速度が過大に算出される結果が得られた。これには、住民や消防隊などによる消火活動の効果を考慮していなかったことが原因のひとつと考えられることを述べた。大規模な火災が発生した場合には、消火活動が行われることが普通であり、都市火災の危険性をより適切に評価するには、こうした効果を組み込んだ計算が行えることが望ましい。

また、市街地が十分な火災安全性能を保有しているか否かを判断するには、「火災によって蒙りうる被害を一定以下に制御しうることを基準に考えることが合理的と言える。これには、例えば、余裕のある避難行動を行えること、もしくは消火活動を行った場合の焼失棟数が一定以下になることといった、延焼性状と人間の行動との関係が有効な指標となりうるものと考えられ、これを定量的に評価可能な手法が必要である。

(3) 入力条件の不確実性

第8章のケーススタディを行う際にも言及したように、都市火災の延焼性状は、出火条件、気象条件、建物条件、人的条件といった様々な不確実要因によって大きく左右される。これらは、基本的に確率的なばらつきを有するものであり、延焼シミュレーションを行うにあたっては、実態調査などを通じてこれらの状態を事前に把握しておく必要がある。ただし、こうした調査は膨大な作業を伴う場合がほとんどであることから、関連する全ての要因についての確率的状態を調べることは現実的でない。そこで、延焼性状が、こういった不確実要因により強い影響を受けるのかといった分析を行って、作業の効率化を図る必要がある。なお、こうした関係を明らかにすることは、より効果的な火災安全対策を見出す上でも有用な知見になるものと考えられる。

(4) 火災安全対策の効果

市街地の火災安全を向上させる対策には、置かれた状況によって様々な選択肢が考えられる。この中からこういった対策を選択するかは、各種制約下において実現可能な対策のうち、最も効果の高いものを選択すればよい。例えば第 8 章では、市街地の大規模な改変が難しい、伝統的な木造密集市街地に対して、建物を構成する壁や扉といった部材レベルの防火性能を変化させた場合の市街地全体の防火性能の違いを調べた。このような相対的な評価においては、本研究で試みたような火災リスクの比較を行うことが有効と考えられる。

ただし、市街地で要求される性能は安全性だけでなく、快適性、利便性、経済性、文化性など多岐にわたることから、火災安全対策を講じることによって、これらの特長が妨げられることも考えられる。こうした場合、対策によって発生する便益と損失とが比較可能であることが、合理的な対策を講じる上で不可欠と考えられる。このためには、様々な性能を統一的に、かつ定量的に評価可能な尺度が必要となる。

謝辞

本論文は筆者が京都大学防災研究所・被害抑止システム講座に学部学生として配属された1999年4月から2005年3月に至る6年間の研究成果をまとめたものです。この間、京都大学防災研究所 教授・田中哮義 博士には、恵まれた研究環境を与えて頂きますとともに、ご多忙にも拘らず、常に親身になったご指導を頂きました。ここに学位論文をまとめることができましたのも、田中先生の多岐にわたるお力添えのおかげに他なりません。ここに、心からの謝意を表します。

本研究を進めるにあたっては、多くの方々にご協力を賜りました。ここに記して、これらの方々への感謝の意に代えさせていただきます。

噴出火炎の実験（第5章）を行うにあたっては、日本建築総合試験所建築物理部 部長・吉田正友 博士，同耐火防火試験室 室長・田坂茂樹 氏に、実験設備使用の便宜を図っていただきました。また，同 研究員・田中義昭 氏，同 研究員・土橋常登 氏には，お忙しい中，休日を返上して実験にお付き合い頂きました。

京都大学防災研究所 助教授・丸山 敬 博士には，火の粉の飛散性状解析（第6章）に関連する流体運動の数値計算手法についてご指導を頂きました。また，この際に使用した流体運動の計算プログラムは，九州大学応用力学研究所 教授・大屋裕二 博士，同 助手・内田孝紀 博士に提供して頂いたプログラムに機能を追加したものです。

酒田市大火の検証（第7章）に必要な市街地データの整備にあたっては，京都大学 学部学生・大浦宗明 氏にご協力いただきました。

京都大学大学院 教授・加藤直樹 博士，同 助教授・大崎純 博士には，延焼性状予測プログラムのアルゴリズムの改良，ならびに火災リスク評価手法（第8章）について貴重なご助言を頂きました。

本論文の審査にあたっては，京都大学大学院 教授・吉田治典 博士，同 助教授・原田和

典 博士より有益なご助言を頂き、今後の研究の方向性についても貴重な示唆を頂きました。
厚くお礼申し上げます。

最後に、研究を進めていく上での支えとなり、絶え間ない応援をしてくれた、家族、友人そして歴代の研究室メンバーの協力に心から感謝します。

なお本研究は、竹中育英会 建築研究助成（2002 年度）、ならびに、文部科学省 科学研究費補助金 特別研究員奨励費（2004 年度）の助成を受けました。

2005 年 3 月

研究業績リスト

A. 論文(審査付き)

- 1) K.Himoto and T.Tanaka: A Physically-based Model for Urban Fire Spread, Fire Safety Sci., Proc. 7th Int. Symp., pp.129-140 (2002.6)
- 2) 樋本圭佑・田中孝義：炭化層を形成する可燃物の経時的な燃焼モデルとその区画火災への適用，日本建築学会環境系論文集，No.568, pp.9-16 (2003.6)
- 3) 樋本圭佑・田中孝義：区画間の延焼を考慮した建物燃焼性状予測モデル，日本建築学会環境系論文集，No.573, pp.1-8 (2003.11)
- 4) K.Himoto and T.Tanaka: A Burning Model for Charring Materials and Its Application to The Compartment Fire Development, Int. J. Fire Sci. Tech., Vol.23, No.3, pp.170-190 (2004.12)
- 5) K.Himoto and T.Tanaka: Transport of Disk-shaped Firebrands in A Turbulent Boundary Layer, Fire Safety Sci. Proc. 8th Int. Symp. (投稿中)
- 6) 樋本圭佑・土橋常登・田中義昭・田中孝義：給気した火災室の開口から噴出する火炎・熱気流の温度と軌跡 ～開口噴出火炎・熱気流による火災拡大に関する研究 その 1～，日本建築学会環境系論文集 (投稿中)

B. 論文(口頭発表)

< 日本建築学会大会 >

- 1) 樋本圭佑・田中孝義：市街地火災性状予測のための予備的モデル ～外部加熱と外気風の影響を受ける建物火災性状予測モデル～，日本建築学会大会（東北）学術講演梗概集 F-1, pp.393-394 (2000.8)
- 2) 樋本圭佑・田中孝義：市街地火災延焼予測のための複数室建物燃焼モデル，日本建築学会大会（関東）学術講演梗概集 F-1, pp.475-476 (2001.8)
- 3) 樋本圭佑・田中孝義：都市火災の物理的延焼モデルの開発，日本建築学会大会（北陸）

学術講演梗概集 A-2, pp.289-292 (2002.8)

- 4) 樋本圭佑・田中哮義・丸山敬：都市火災時における火の粉の飛散に関する基礎的研究 ～ LES による正方形平板の飛散性状解析～，日本建築学会大会(東海)学術講演梗概集 A-2, pp.125-126 (2003.8)
- 5) 樋本圭佑・田中哮義：延焼シミュレーションに基づく高山三町伝建地区の防火性能評価，日本建築学会大会（北海道）学術講演梗概集 A-2, pp.337-338 (2004.8)
- 6) 田中義昭・土橋常登・田坂茂樹・吉田正友・樋本圭佑・田中哮義：強制的に給気した区画内の燃焼性状についての基礎的研究 その1 実験の概要，日本建築学会大会（北海道）学術講演梗概集 A-2, pp.365-366 (2004.8)
- 8) 土橋常登・田中義昭・田坂茂樹・吉田正友・樋本圭佑・田中哮義：強制的に給気した区画内の燃焼性状についての基礎的研究 その2 計算モデルの検証，日本建築学会大会（北海道）学術講演梗概集 A-2, pp.367-368 (2004.8)

< 日本火災学会研究発表会 >

- 1) 樋本圭佑・田中哮義：市街地火災延焼予測のための複数室建物燃焼モデルの研究，日本火災学会研究発表会概要集，pp.112-115 (2001.5)
- 2) 高尾真太郎・樋本圭佑・田中哮義：立体角投射法に基づく、複数の重なり合う輻射面の形態係数の数値計算法，日本火災学会研究発表会概要集，pp.86-89 (2001.5)
- 3) 樋本圭佑・田中哮義：都市火災の物理的延焼モデルに関する基礎的研究，日本火災学会研究発表会梗概集，pp.206-209 (2002.5)
- 4) 樋本圭佑・田中哮義：可燃物の炭化層形成を考慮した区画火災性状予測モデル，日本火災学会研究発表概要集，pp.272-275 (2003.5)
- 5) 田中義昭・樋本圭佑・土橋常登・田中哮義：給気した火災室より噴出する火炎・熱気流の性状 その1 模型実験の概要，日本火災学会研究発表会概要集，pp.132-135 (2003.5)
- 6) 樋本圭佑・土橋常登・田中義昭・田中哮義：給気した火災室より噴出する火炎・熱気流の性状 その2 相似則の導出，日本火災学会研究発表会概要集，pp.136-139 (2003.5)
- 7) 土橋常登・田中義昭・樋本圭佑・田中哮義：給気した火災室より噴出する火炎・熱気流の性状 その3 相似則の検証，日本火災学会研究発表会概要集，pp.140-143 (2003.5)

< 国際会議・シンポジウム >

- 1) K.Himoto and T.Tanaka: A Preliminary Model for Urban Fire Spread -Building Fire Behavior under The Influence of External Heat and Wind-, 15th Meeting of the UJNR Panel on Fire Research and Safety, NISTIR 6588, vol.2, pp.309-319 (2000.3)
- 2) K.Himoto and T.Tanaka: Physically-based Modeling of Fire Spread in Urban Areas, Proc. 2nd Int.

Symp. on New Tech. for Urban Safety on Mega Cities in Asia, pp.103-110 (2003.10)

- 3) 樋本圭佑・丸山敬・田中哮義：高温浮力流に駆動される正方形平板の飛散性状シミュレーション，第 19 回東京大学生産技術研究所 TSFD シンポジウム講演論文集，pp.60-66 (2004.3)
- 4) K.Himoto, T.Maruyama and T.Tanaka: A Study on The Brand Spotting in Urban Fires -LES Analysis on The Scattering of Square Disks in A Turbulent Boundary Layer-, Proc., 10th INTERFLAM (2004.7)
- 5) K.Himoto and T.Tanaka: Fire Spread Simulation in 1976 Sakata Fire, Fire Safety Sci. Proc. 8th Int. Symp., Poster Abstract (投稿中)

C. 研究助成

- 1) 竹中育英会 建築研究助成，「都市火災の物理的延焼モデルの開発」，2002 年度
- 2) 文部科学省 科学研究費補助金 特別研究員奨励費，「都市火災の物理的延焼予測モデルの開発と防災性能評価システムとしての実用化」，平成 16-17 年度