

大規模空間の火災時における煙の界面形成 と拡散に関する研究

正員 福地 信義* 正員 藤野 剛史**
正員 篠田 岳思*

The Smoke Interface Formation and Diffusion Characteristics Analyses in an Atrium-like Space under Fire

by Nobuyoshi Fukuchi, *Member* Tsuyoshi Fujino *Member*
Takeshi, Shinoda, *Member*

Summary

In the event of spontaneous outbreak of fire in a large enclosed space such as an atrium, it is necessary that the personnel can be safely evacuated, whereby, the faultless design of the smoke management system becomes important. The natural tendency to form smoke layers below the ceiling in the absence of properly balanced heat and gas distribution in the air convection, could make the phenomenon of smoke scattering complicated.

This paper makes an investigation of smoke interface formation and diffusion characteristics in an atrium-like space under fire for the purpose of effective smoke control. The formation condition of smoke layer interface is deduced by applying the profile method to the state equations, which was also confirmed experimentally. The analysis of smoke diffusion takes into account of an anisotropic turbulent flow with the buoyancy effects included in the momentum, heat and smoke transfer equations with a few basic assumptions made on some smoke properties. From the results of the numerical calculation, it was clarified that by driving a smoke exhaust fan at the top of the atrium could effectively prevent the smoke diffusion.

1. はじめに

広大なアトリウムを持つ客船の出現や、長大な単一空間のある大型フェリーの増加など船舶の形態が変化し、また海洋空間利用のための大規模空間を持つ構造物が構想されており、さらに安全性に対する関心の高まりのために、今まで以上に船舶や海洋構造物において火災が起きた場合の火災伝播現象と煙拡散状態を把握し、煙制御を行う必要が増している。

煙制御の方法としては、発煙量の抑制のために空間内の機器や調度品を不燃化、難燃化することも考えらるが、機能や感性の面から限界があり、煙の流動制御を行うことにより、避難や消火のための時間確保をはかることが効果あ

る策である。ただ、煙の拡散状態には、大きな温度差による比重差のために煙界面が形成される場合と空気と煙が混合状態にある場合があり、その状態に応じて排煙のための対策を変えねばならない。

本論文では、大規模空間における火災時の煙拡散を対象に、まず実験と理論解析により煙と空気の密度流における界面形成の限界条件を明らかにする。次に、温度差による浮力の影響を考慮した熱と物質の移流拡散に関する状態方程式を導き、これに基づいて、アトリウムのある防火区画について数値解析を行い、煙流動現象の把握と煙拡散に対する排煙ファンの効果について調べる。

2. 煙界面の形成

煙流動現象の把握や排煙システムの計画には、煙が界面を形成し、空気層と分離しているかが問題となるため、密度流の界面形成条件について調べる。

2.1 水平流に対する煙界面形成

火災時における煙と空気などのように、2種の気体間で密度差が大きい場合、2種の気体は混じりあわずに界面を

* 九州大学工学部

** 九州大学大学院工学研究科 (研究当時)

形成し、流れる。しかし、ある程度2気体の相対流速が大きくなると、界面における内部波が碎波状態となり2種の気体が混合するようになる。

このような密度成層の状態は勾配 Richardson 数 R_i または平均 Richardson 数 \bar{R}_i により調べることができる¹⁾。しかし、勾配 Richardson 数には鉛直方向の温度および速度勾配が必要なため、場の状態量が分かっている必要ならず、また、平均 Richardson 数では自由境界層の厚さ h が一般に不明であり、ここでは、Keulegan 数により煙と空気の密度成層の安定限界を調べる。

Keulegan は1層が静止している場合の2層流の境界面に発生する内部波の安定条件を粘性、比重差および流速を要因として、次の Keulegan 数を定義している²⁾。

$$\Theta = (g\nu|\rho_a - \rho_s|/\rho_s)^{1/3} / U = (\bar{R}_i/R_e)^{1/3} \quad (1)$$

ここに、 ν は流動層の動粘性係数、 ρ_s は静止層の密度、 ρ_a は流動層の密度、 U は流動層の流速、 g は重力加速度であり、さらに R_e は Reynolds 数 ($=Uh/\nu$) である。

流速が増加し Θ の値がある限界値 Θ_c 以下になると2層密度流の界面は碎波するようになる。乱流状態の液体においては実験的にこの安定限界は $\Theta_c=0.178$ である²⁾。しかし気体においては液体とは物性が異なるため、新たに安定限界の Keulegan 数を定める必要がある。

(1) 密度流の界面形成に関する実験

次の2種類の気体の組み合わせに対して実験を行った。

- A: ドライアイスと空気
- B: 線香の煙と空気

実験装置は Fig.1 に示すような透明なアクリル板の箱であり、A の実験においては吹き込み口下部より下に気体が溜まるようになっている。箱の底部において、気体を発生させ、吹き込み口下部より下に十分に気体が溜まって静置してから、送風器により吹き込み流速を変化させながら吹き込み口から空気を送り出し、界面の様子を観察する。また同時に流速および気体の温度を測定する。

B の実験においては、熱源近傍の煙は上昇する傾向にあるので、装置全体を上下逆にして、A の実験と同様に界面の観測および流速と温度の測定を行った。

(2) 限界 Keulegan 数

状態1: 界面に乱れがなく平坦で完全な成層状態になって

いる。(Fig.2(a))

状態2: 界面に多少乱れが生じて内部波が発生しているが、まだ碎波しておらずサイクロイド波になっている。(Fig.2(b))

状態3: 界面波が碎波し、下層の流体が細片状に上層に引き出され混合拡散している。(Fig.2(c))

これら3つの状態が界面の特徴的な状態であるが、この状態2, 3の境における流速が安定の臨界流速である。この流速を知って、気体における安定限界の Keulegan 数を求める。

実験によって測定された安定限界の流速と温度、またそれに基づく Keulegan 数を Table 1 に示す。これより、気体における2層密度流の内部波の安定限界は Keulegan 数でおよそ0.09であり、Keulegan 数が0.09以下になると2層の混合が起こると考えられる。

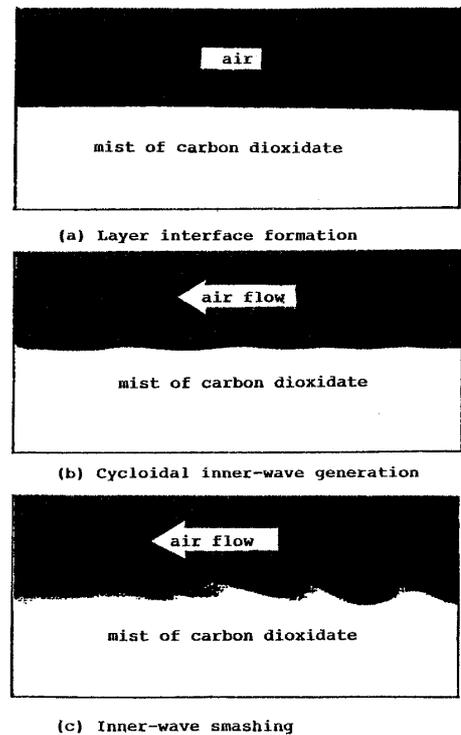


Fig. 2 Pattern of interface degeneration

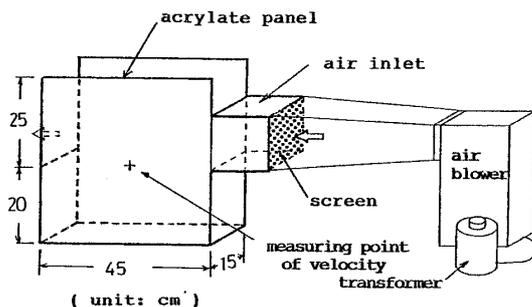


Fig. 1 Experimental box for observing the inner-wave

Table 1 Critical Keulegan numbers calculated from experimental results

	upper layer : air lower layer : mist of carbon dioxide		upper layer : smoke of stick incense lower layer : air	
	exp.1	exp.2	exp.3	exp.4
temperature (°C)	upp. 20.1 low. 23.2	20.5 23.4	24.2 21.2	22.9 20.7
density (kg/m³)	upp. 1.187 low. 1.795	1.186 1.794	1.170 1.180	1.176 1.185
velocity (m/s)	upp. 0.43 low. -	0.42 -	- 0.124	- 0.118
kinematic viscosity $\times 10^{-6}$ (m²/s)	upp. 15.40 low. -	15.44 -	- 15.50	- 15.46
critical Keulegan no.	0.086	0.088	0.088	0.089

なお、線香の煙の比重量については、高温の空気の中に煙の粒子が混ざりトレーサーの役割をしているものと見なし、煙の温度における空気の比重量を煙の比重量とした。

(3) 煙界面の形成限界

限界 Keulegan 数 0.09 は混合拡散が起こり始める値であり、火災時に煙層が乱れて分離できない程になるのは Keulegan 数がさらに小さい場合である。70 m 長さの廊下で行った煙流動実験³⁾ (Table 2 参照のこと) や坑道火災実験⁴⁾ による気流温度計測値などから推定すると煙界面の形成限界は Keulegan 数 0.045~0.05 程度である。

2.2 火災空間の対流における界面形成

閉じた火災空間では対流が起こり、温度成層を形成する。この温度成層により階段状の温度分布となる位置以上に煙層があるものと見なせるために、温度成層の形成条件を調べる。

(1) 火災空間の状態

火災空間は Fig. 3 に示すように、細長い区画を対象として、煙は擬似 2 次元的な流動するものと仮定する。水平方向を x 、鉛直方向を z として、それぞれの気流速を u, w および温度を θ とし、空間内の状態方程式を卓越項のみで表す。なお、煙層の降下は煙の拡散に比べ遅いため、界面高さを一定と見なし定常の扱いをする。

a) 運動量の輸送方程式

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu_t \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + g\beta(\theta - \theta_0) \quad (3)$$

ここに、 $\bar{p} = p - \rho g z$ 、 p は圧力である。 ρ は空気の密度およ

び β は体積膨張率、 ν_t は渦動粘性係数、 θ_0 は空間内底面の温度であり、これを基準として 0 とする。

b) 熱拡散方程式

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \kappa_t \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (4)$$

ここに、 κ_t は鉛直方向の乱流熱拡散係数である。以上の方程式に profile 法を用いて状態量を求める。このためにステップ状の温度分布を次のように表す。

$$\theta = \left\{ (\theta_s - \theta_H) \frac{z}{H} + \theta_H \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \frac{s(z - H_s)}{H} \right] \right\} e^{-\epsilon z/l} \quad (5)$$

ここに、 l は火源から壁までの距離、 H は天井の高さ、 H_s は煙層の高さ、 θ_s は煙層上部温度、 θ_H は煙界面での温度差、 s はステップ状分布の鋭さ(自由境界層厚さ)を示す係数で、経験により 50.0 を用いる。さらに、 ϵ は水平方向の温度降下係数であり、 α を煙の熱拡散係数(熱伝達率に相当)、 C_r を容積比熱、煙の流速を v とすると、 $\epsilon = \alpha l / (H - H_s) C_r v$ の関係がある⁵⁾。

また、鉛直方向の流速分布はプルーム域の幅を $2x_0$ として次式で表す。

$$w = w_0 \xi \left[e^{-a(x-x_0)/l} - 1 \right] \frac{z}{H} \left(1 - \frac{z}{H} \right) \quad (6)$$

ここに $\xi = 4/(a-1)$ 、 a は $x_0 = \ln a/a$ なる定数であり、 w_0 は火源からのプルームの流量による換算流速である。

水平方向の流速は連続の方程式より次のようになる。

$$u = -\frac{w_0 \xi}{H} (l e^{-ax/l} - l + x) \left(1 - \frac{2z}{H} \right) \quad (7)$$

さらに、(3)に(5)を用いて、圧力は次のように与えられる。

$$\bar{p} = \rho g \beta \left\{ (\theta_s - \theta_H) \frac{z^2}{2H} + \theta_H \left[\frac{z}{2} + \frac{(z - H_s)}{\pi} \tan^{-1} \frac{s(z - H_s)}{H} - \frac{H}{2\pi s} \ln \left(1 + \left[\frac{s(z - H_s)}{H} \right]^2 \right) + p_0^* H \right] \right\} e^{-\epsilon z/l} \quad (8)$$

ここに

$$p_0^* = -\frac{H_s}{\pi H} \tan^{-1} \left(\frac{sH_s}{H} \right) + \frac{1}{2\pi s} \ln \left[1 + \left(\frac{sH_s}{H} \right)^2 \right]$$

(2)、(4)に(5)~(6)に代入して、重みつき残差を法適用し、微少項を省略すると次式となる。(付録 A 参照のこと)

$$g\beta\epsilon H^3 \left[\frac{\theta_s}{8} + \theta_H f(H_s) \right] \alpha_1 = w_0^2 \xi^2 l^2 \alpha_2 \quad (9)$$

$$\frac{w_0 \xi}{12} \beta_1 [(\theta_s - \theta_H) + \theta_H g_1(H_s)] = -\frac{\kappa_t}{H} \theta_H \beta_2 g_2(H_s) \quad (10)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} f &= \frac{1}{24} + \frac{(2+\zeta)(1-2\zeta)}{12} - \frac{s}{2\pi} [\zeta^2 \ln(s\zeta) - 1] + \frac{p_0^*}{2} \\ g_1 &= 12\zeta^2(1-\zeta), \quad g_2 = 1 - s/\pi [s^2(1-\zeta)^2 + 1] \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Table 2 Keulegan numbers calculated from an experiment conducted in a corridor⁶⁾

distance (m) from smoke source	10	30	65
flow velocity (m/sec.)	0.72	0.45	0.36
difference of temperatures (°C)	52	28	23
$(\rho_a - \rho_s) / \rho_s$	0.151	0.088	0.078
kinematic viscosity (m ² /sec.)	2.65x10 ⁻⁵	2.09x10 ⁻⁵	1.77x10 ⁻⁵
Keulegan number	0.047	0.058	0.066

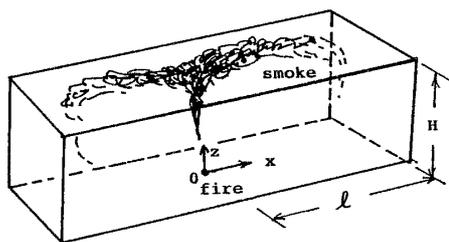


Fig. 3 Analytical model for smoke interface recognition

ここに、 $\zeta = H_s/H$ 、また $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ は α と ε により決まる係数であり(付録A参照のこと)、 $\alpha = 20, e^{-\varepsilon} = 0.9$ とすると、 $\alpha_1 = 0.43, \alpha_2 = 0.022, \beta_1 = -0.71, \beta_2 = 0.75$ である。

なお、箱型の断熱室 (3.57 m × 1.72 m × 1.80 m) における温度計測値と(5)による計算値の比較および仮定した流速分布を Fig. 4 に示す。

(2) 界面形成条件

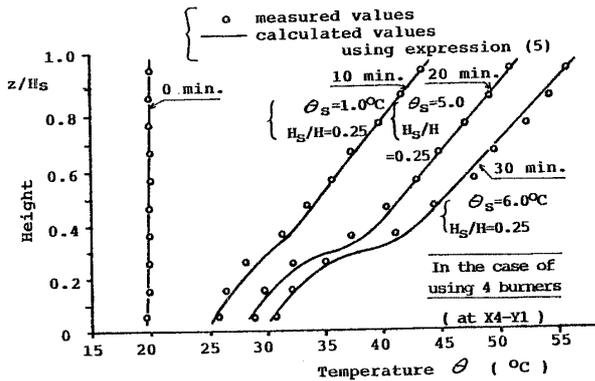
(9)より界面での温度差 θ_H は次のように表される。

$$\theta_H = \frac{w_0^2 l^2 \xi^2 \alpha_2 - g \beta \varepsilon H^3 \theta_s \alpha_1 / 8}{g \beta \varepsilon H^3 f(H_s) \alpha_1} \quad (12)$$

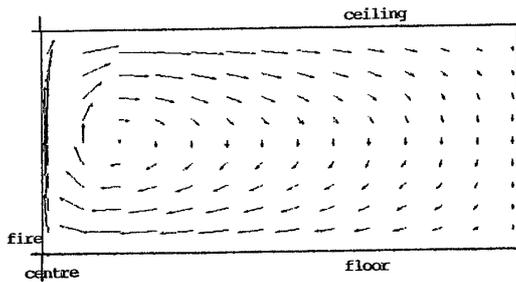
温度成層が出来て煙界面が形成されるには $\theta_H > 0$ でなければならない。(12)より、プルーム上昇流によるアルキメデス数 A^* は次の条件を満たす必要がある。

$$A^* = \frac{g \beta (H^3/l^2) \theta_s}{w_0^2} < \frac{8 \xi^2 \alpha_2}{\varepsilon \alpha_1} \quad (13)$$

この条件より求めた、プルーム流速 w_0 (発熱量の3乗根に比例)と煙温度 θ_s による界面形成領域を Fig. 5 に示す。またこの図には、Fig. 7 に示すように箱型断熱室 (長さ 3.57 m, 幅 1.72 m, 高さ 1.80 m) の中央において、1~4本のガスバーナー (発熱量 1.16 KW/本) を燃した場合について、鉛直方向の温度分布より判断した、界面形成の場合を○印、混合状態を×印にて示す。なお、この場合の $e^{-\varepsilon}$ を温度計測値より求めると 0.82 程度であり、また温度分布曲線に変曲点が生じる場合を界面形成と見なした。実験と条件式(13)による界面形成領域は必ずしも一致しないが、プルーム流速、すなわち発熱量が大きい程鉛直方向の温度差が大



(a) The vertical distribution of temperature



(b) The flow pattern

Fig. 4 Assumed shape functions for the state variables

きくても界面を形成し易い傾向は同じである。

一方、(10)より、 $0 < (\theta_H/\theta_s) \leq 1$ なる条件は、

$$\frac{\kappa_t}{w_0 H} > - \frac{\xi \beta_1 \cdot g_1(H_s)}{12 \beta_2 \cdot g_2(H_s)} \quad (14)$$

となり、界面の高さにより限界値が異なる。Fig. 6 に煙成層をなすプルーム流速 w_0 と界面高さ H_s との関係を示す。

なお、煙層の高さは経過時間を t とし、発熱速度 $\dot{Q} = Q_0 t^n$ とすると次式により概算できる。

$$H_s = \left(\kappa_m \frac{Q_0^{1/3}}{A} \frac{2}{(n+3)} t^{n/3+1} + \frac{1}{H^{2/3}} \right)^{-3/2} \quad (15)$$

ここに、

$$\kappa_m = C_m (\rho_a^2 g / C_p T_a)^{1/3} / \rho_s \quad (16)$$

ここに、 C_m は実験定数であり、静かな空間では 0.21, 乱れがあると 0.25~0.31 である。また、 A は空間の床面積、 ρ_s は煙の密度および ρ_a, T_a, C_p はそれぞれ空気密度、絶対温度、定圧比熱である。式(15)を用いて、前述の実験における界面高さを、アルミ製壁面に吸収される熱量を考慮し

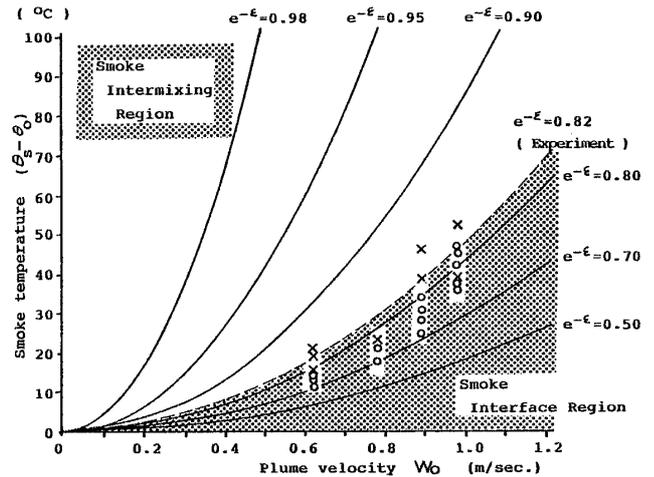


Fig. 5 Preliminary determination of condition for interface formation

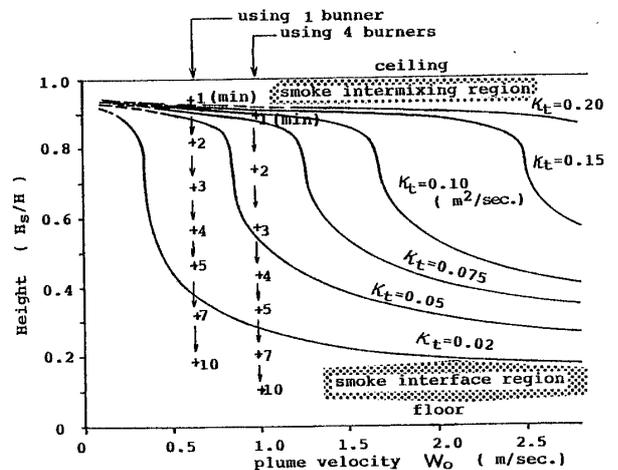


Fig. 6 Secondary determination of condition for interface formation

て $n=2$ として、計算した結果を Fig. 6 に示す。断熱室の乱流拡散係数は $0.03 \text{ m}^2/\text{sec}$ 程度と推定されるため、この図より、最初は界面が存在せず、5分程度で界面が生じることが分かり、Fig. 7 に示す温度分布の結果と概略一致する。

3. 火災空間の煙拡散

3.1 煙拡散解析

多く区画を対象とした煙流動の解析は、瞬時拡散の仮定をもとに、流量または圧力仮定法に基づいた方法⁶⁾によることが多いが、大規模な単一空間の煙拡散解析では運動量、熱およびガスに関する輸送方程式を解いて状態量を求める必要がある。

(1) 状態方程式

火災空間の座標を Fig. 8 に示すように x_1, x_2 を水平方向、 x_3 を鉛直方向 (上向きを正) とする。

空間内の状態量として流速 $u_i (i=1, 2, 3)$ 、圧力 p 、温度 θ 、煙濃度 c を考え、これらを時間平均値 ("—") を付して表すと変動成分 ("'" を付す) の和で、次のように表す。

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad p = \bar{p} + p', \quad \theta = \bar{\theta} + \theta', \quad c = \bar{c} + c' \quad (17)$$

解析では時間平均値のみを計算する。さらに $U, L, \Delta\theta$ を流速、長さ、温度の代表値とする。なお、以下に示す諸式はテンソル表示とし、添字については総和規約に従うものとする。

a) 運動量の輸送方程式

温度差による浮力の影響を考慮した平均流速に関する状態方程式は、分子粘性を無視すると、次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{u}'_i u'_j) + A_r (\bar{\theta} - \bar{\theta}_0) \delta_{i3} \quad (18)$$

ここに、 A_r はアルキメデス数 ($=\beta g \Delta\theta L/U^2$) である。ただし、 $\bar{\theta}_0$ は空間内平均温度である。また、 δ_{ij} は Kronecker のデルタである。(18)式の中のレイノルズ応力は火災時の非等温による浮力の影響のために分子サイズでは等方性でも、大きいスケールでは非等方性となる。ここでは乱流輸送項に対する浮力の影響を扱った Launder の式⁷⁾を基に、卓越項のみ選ぶことにより、レイノルズ応力 $\bar{u}'_i u'_j$ を次式で近似する⁸⁾。

$$-\bar{u}'_i u'_j = -\frac{2}{3} k (1 - \phi) \delta_{ij} + \frac{1}{Re_{u_i}} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \phi \frac{k}{\epsilon} p_{ij} \quad (19)$$

ここに、 k は乱流エネルギー、 ϵ はエネルギーの粘性消散率、 ϕ は定数 (0.16)、 Re_{u_i} は乱流レイノルズ数 ($=UL/\nu_{u_i}$) である。ただし、 $\nu_{u_i} (i=1, 2, 3)$ は渦動粘性係数である。さらに、 p_{ij} は重力の影響を含む項であり、乱流熱流 $\bar{u}'_i \theta'$ の輸送項である⁹⁾。

$$p_{ij} = A_r (\bar{u}'_i \theta' \delta_{i3} + \bar{u}'_i \theta' \delta_{j3}) \quad (20)$$

なお、 k, ϵ は乱流エネルギーとエネルギー消散率の輸送方程式を解いて求める必要があるが、温度変化の大きい場合の $k-\epsilon$ 方程式は確立されていず、ここではエネルギー生産と消散が準平衡の $\epsilon \sim \nu_{u_i} (\partial \bar{u}_i / \partial x_j)^2 + \beta g \kappa_{i3} (\partial \bar{\theta} / \partial x_3)$ なる近似的な関係⁷⁾ と $\nu_{u_i} = \nu_{i2} \equiv \nu_i (=C_D k^2 / \epsilon)$ の経験的な値から k を逆算して用いる。

渦動粘性係数 ν_i は、幾何学的要因から決まる混合長距離を l_M とすると、 $l_M k^{1/2}$ で表される。一方、乱流エネルギー

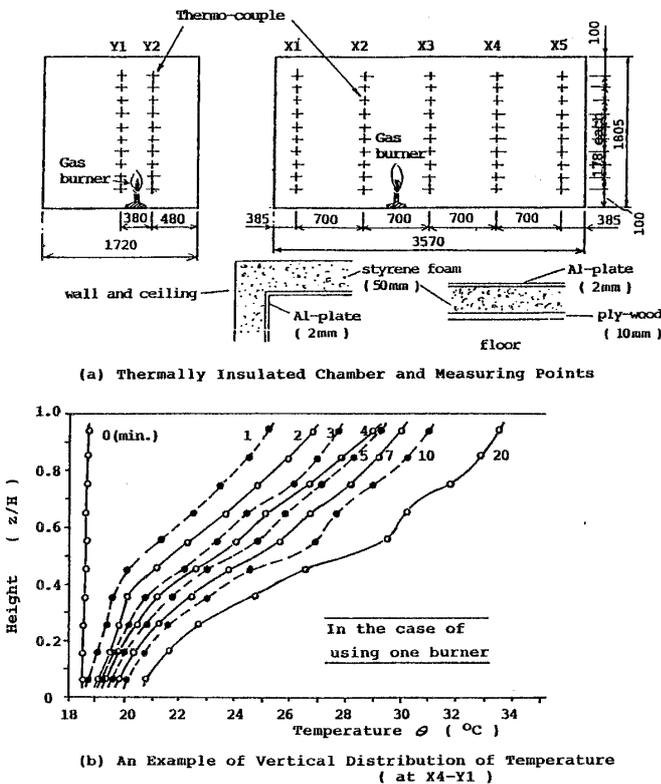


Fig. 7 The experimental setup and an example of temperature distribution

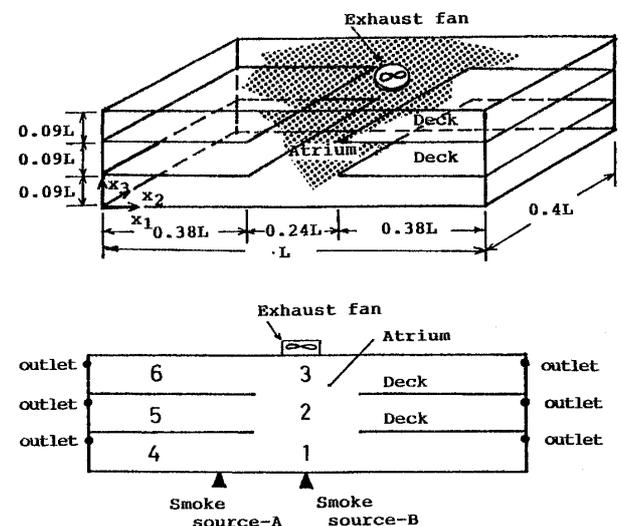


Fig. 8 Numerical simulation model of an atrium space

k は、火災時のような高温において鉛直方向の温度勾配が大きい場合には、 k の輸送方程式の各項の内 $\beta g(\partial\bar{\theta}/\partial x_3)$ の項が卓越するため、火災煙では一般に高温になるに従い温度勾配の絶対値も増し、 ν_t も大きくなる。文献⁹⁾によれば $\nu_t = 0.02 \sim 0.2$ (m²/sec) の値をとる。

b) 熱拡散方程式

平均温度に関する輸送方程式は分子拡散を無視すると次のように表される。

$$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j\bar{\theta}) = \frac{\partial}{\partial x_j}(-\bar{u}'_j\theta') \quad (21)$$

ここに、乱流熱流は浮力の影響を考慮して、次式で近似する。

$$-\bar{u}'_j\theta' = \frac{1}{Pe_{ti}} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_i} \quad (22)$$

ここに、 Pe_{ti} は熱拡散に関する乱流ペクレ数 (= UL/κ_{ti}) であり、浮力の影響により水平方向と鉛直方向では値が異なり、近似的に次式で表される⁸⁾。ただし、 κ_{ti} は乱流熱拡散係数である。

$$\left. \begin{aligned} Pe_{ti} &= Pe_{ti} \equiv Pe_{ti} = Pr_i \cdot Re_{ti} \\ Pe_{ti} &= Pe_{ti}(1 + \mu\phi_r c_r' \omega) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

ただし、 Pr_i は乱流プラントル数であり、空気の場合 $Pr_i \equiv 1.0$ をとる。

$$\left. \begin{aligned} \omega &= A_r \frac{k^2}{\varepsilon^2} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_3}, \quad \mu = \frac{1+\eta}{1-\phi_r c_r' \omega} \\ \eta &= \left[\left(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_2} \right)^2 \right] / \left(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_3} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

さらに、Launder らは定数を経験的に $\phi_r = 0.11$, $c_r' = 1.6$ と定めている⁷⁾。

c) 煙拡散方程式

燃焼源の煙濃度を 1.0 とし、分子拡散を無視した場合の煙の拡散状態は次のガス拡散方程式により表される。

$$\frac{\partial\bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j\bar{c}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Pe_{ti}^c} \frac{\partial\bar{c}}{\partial x_i} \right) \quad (25)$$

ここに、 Pe_{ti}^c は物質移動に関する乱流ペクレ数 (= UL/D_{ti}) であり、乱流熱流に関して Launder の行った定式化に倣って導いた、次の近似式を用いる¹⁰⁾。ただし、 D_{ti} は乱流ガス拡散係数である。

$$\left. \begin{aligned} Pe_{ti}^c &= Pe_{ti}^c \equiv Pe_{ti}^c = Sc_{ti} \cdot Re_{ti} \\ Pe_{ti}^c &= Pe_{ti}^c / \left[1 - K_c A_r \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\partial\bar{c}}{\partial x_j} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_j} / \frac{\partial\bar{c}}{\partial x_3} \right] \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

ただし、 Sc_{ti} は乱流シュミット数であり、空気の場合 $Sc_{ti} \equiv 1.0$ をとる。また K_c は実験などにより定める係数であるが、ここでは湿流拡散と同じく $K_c = 0.2$ を用いる¹⁰⁾。

(2) 境界条件

a) 壁面境界

床、天井を含む周壁面付近での流速には対数法則が成り立つとして、次の条件を用いる。

$$u_B = u_r \left[\frac{1}{K} \ln(u_r z Re) + a \right] \quad (27)$$

ここに、 K はカルマン定数(0.41)、滑面では $a = 5.5$ を取

る。さらに、 z は壁面からの距離、 u_r は摩擦速度である。

外気に接する壁体での熱貫流量は次式で与える。

$$q_H = \alpha(\bar{\theta} - \bar{\theta}_{out}) \quad (28)$$

ここに、 α は熱貫流率、 $\bar{\theta}$ は内部温度、 $\bar{\theta}_{out}$ は外部温度。壁面の法線方向を n とすると煙濃度に関する境界条件は、次のようになる。

$$Pe_n^c \frac{\partial\bar{c}}{\partial n} = 0 \quad (29)$$

b) 排気口

排煙ファンの流速を V_{out} とし、排気方向を境界面の外向き法線方向 n とする。流出熱量は排出速度と出口温度差に比例した量とし、次の熱収支方程式を満足させる。

$$-V_{out}\bar{\theta}_* = \bar{u}_n\bar{\theta}_* - \frac{1}{Pe_{in}^c} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial n} \quad (30)$$

ここに、 $\bar{\theta}_*$ は排出口での気体温度である。

煙濃度は物質収支より、次の条件を満たさなければならない。

$$-V_{out}\bar{c}_* = \bar{u}_n\bar{c}_* - \frac{1}{Pe_n^c} \frac{\partial\bar{c}}{\partial n} \quad (31)$$

ここに \bar{c}_* は排出口の煙濃度である。

なお、燃焼源については、i) 発熱温度と発熱量、ii) 煙濃度 ($c = 1.0$) と煙発生量、を与える。

(3) 解析のための仮定とモデル化

煙の拡散解析においては種々の現象の支配要因を正確に表現するには無理があり、次のような仮定またはモデル化を行って計算する。

- 煙の拡散が対象のため、燃焼部の大きさが限られる場合を扱い、空間全体は非圧縮性とする。
- 渦動粘性係数は温度により支配されるものとし、垂直方向の値は水平方向の値に温度勾配に応じた修正を行う。
- 火災が拡大していない場合の煙拡散を対象とし、気体間の放射による熱伝達は小さいと考え、熱拡散における熱放射の影響は考慮しない。
- 燃焼の状態(発熱量、煙発生量)に関する仮定
 - 燃焼部の拡大状態を知るためには燃焼のための方程式を解く必要があり、可燃物の配置などにより状況が異なるため解析が難しい。このため燃焼源(火元)は点源とし、熱量は変化させない。
 - 燃焼部からのブルームの中心軸での上昇速度は次式で与えられる⁵⁾。

$$u_p = k_v(\beta g Q / \rho_a C_p)^{1/3} Z^{-1/3} \quad (32)$$

ここに、 Q は発熱量、 ρ_a は空気の密度、 C_p は空気の比熱、 Z は燃焼源からの高さである。この式により、燃焼源からの鉛直上方への速度を適当な高さまで与える。また、 k_v は実験定数であり、前述の計測より 2.7~3.4 程度である。

iii) 煙の上昇流が天井に達する点においては煙および熱の反射を考慮して、2次的な発熱源および発煙源を設ける。

(4) 数値計算法

有限要素法を用いた3次元解析を行う。これには、運動方程式(18)、熱および煙の輸送方程式(21)、(25)に Galerkin法を適用して有限要素法のための定式化を行う。これより得た状態量 $\bar{u}_i, \bar{p}, \bar{\theta}, \bar{c}$ に関する連立方程式は Newton-Raphson法による線形化と繰り返しにより解く。ただし、時間微分項は差分で近似する。有限要素としては $\bar{u}_i, \bar{\theta}, \bar{c}$ には20節点アイソパラメトリック要素、 \bar{p} には8節点アイソパラメトリック要素を用いる。

3.2 アトリウム空間における煙拡散

(1) 計算モデル

アトリウムのある大規模空間での火災時において、避難のための時間を稼ぐ手段として、その蓄煙容積を利用したり、排煙ファンの作動により煙層の降下を遅らせる方法をとる。このためには、煙拡散の状態を把握して煙制御を行う必要がある。ここでは、Fig. 8に示す吹き抜けのある3層甲板モデルについて解析を行う。なお、解析モデルは SOLASの規定による防火区画最大長さ40mを対象としている。

火災の発生場所を(A)最下層甲板、(B)吹き抜け部、の2箇所を想定して、火災があまり拡大していない初期段階について煙拡散と蓄煙の状態を調べる。なお、数値計算には無次元時間 $\tau = Qt/L^3$ を用いて行う。ただし、 L は長さの代表値(40m)、 t は実時間(sec)および Q は発煙量で $2.0 \text{ m}^3/\text{sec}$ とする。また、排煙ファンは吹き抜け頂部に配置し、換気回数0.5回/hの風量をもつものとする。

(2) 煙拡散の状態と排煙ファンの効果

発煙場所(A)について、排煙ファンを作動させない場合と作動する場合における気流パターンをFig. 9に示し、煙の濃度の時間的変化をFig. 10およびFig. 11に、さらに温

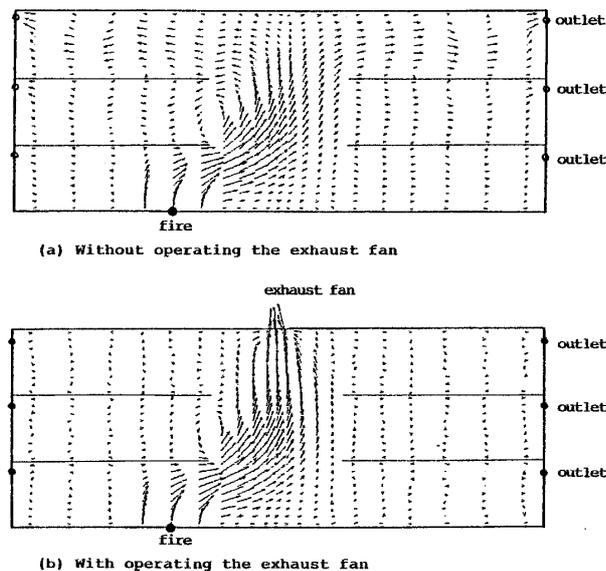


Fig. 9 Variations of flow patterns with ventilation

度分布の時間的変化をFig. 12に示す。なお、等高線図等はすべての中央線断面を表す。また、煙濃度と温度の空間全体の平均値の経時変化をFig. 13に示す。

これらの図より、排煙ファンは空間の規模に比べ比較的小容量であるため、吹き抜け部での排煙効果が大きいのにに対し、空間全体としては排煙ファンの効果は顕著には現れないことが分かる。これは、甲板下の火災のため煙は甲板

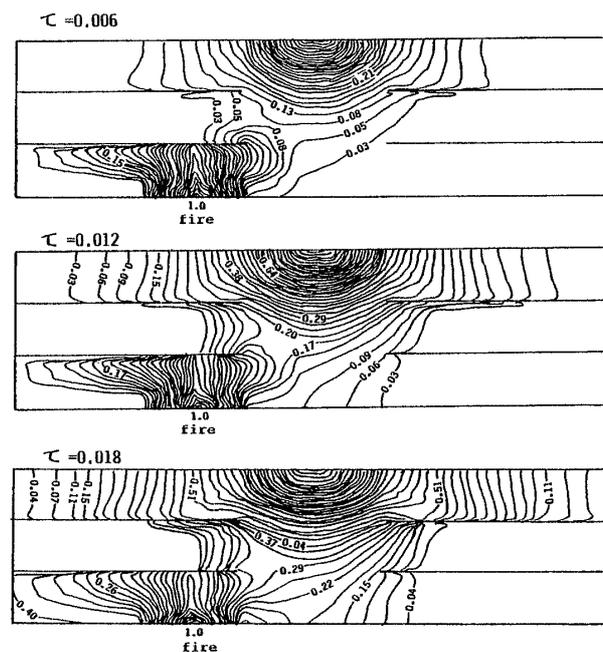


Fig. 10 Contours of smoke concentration without operating the exhaust fan (smoke source-A)

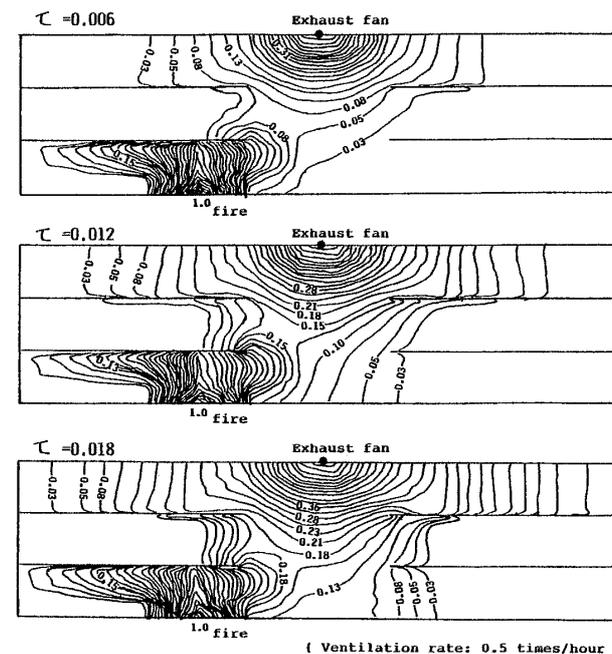


Fig. 11 Contours of smoke concentration with operating the exhaust fan (smoke source-A)

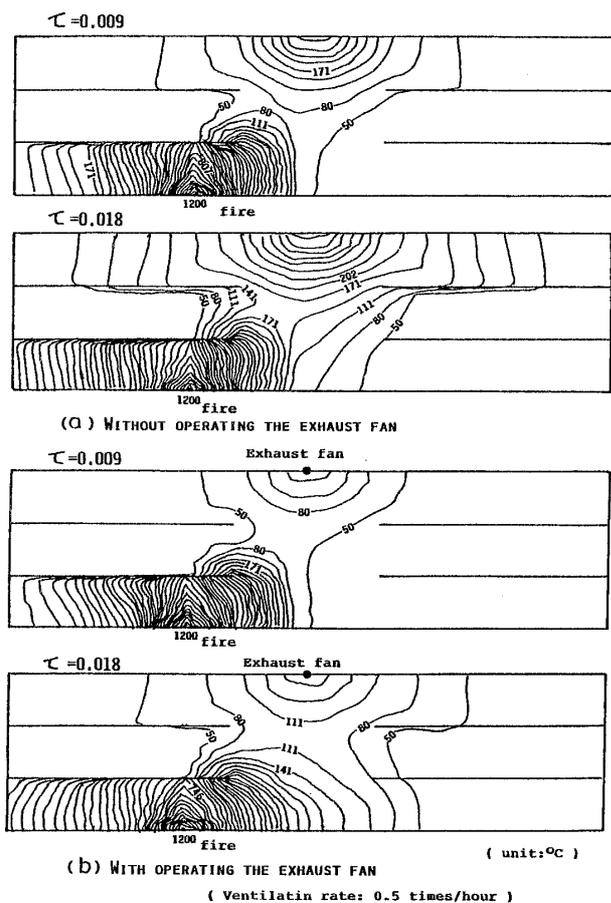


Fig. 12 Iso-therms in the case of smoke source-A

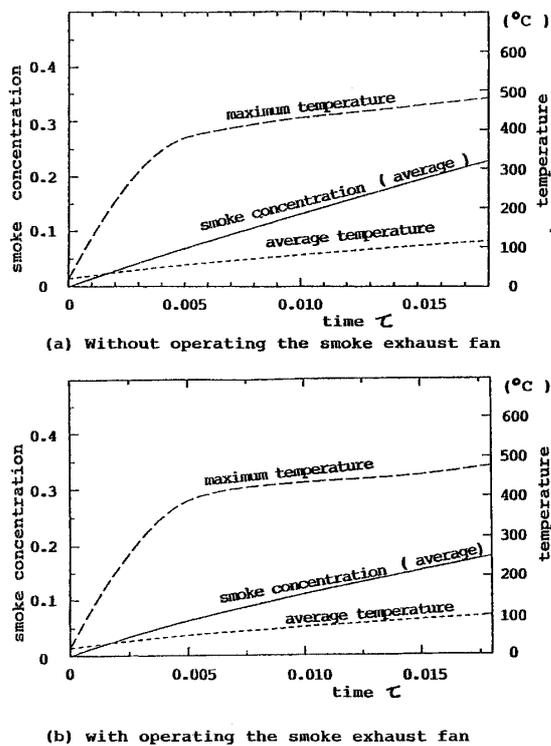


Fig. 13 Variations of smoke concentration and temperature against time

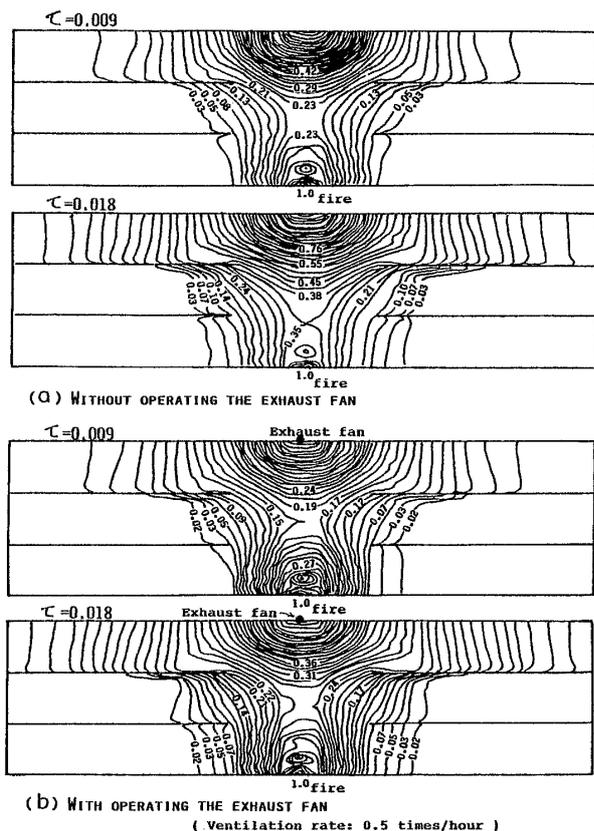


Fig. 14 Contours of smoke concentration in the case of smoke source-B

下に滞留し、ある程度の濃度に上昇するまで吹き抜け部へ流動しないことによる。また、高温の煙が発煙区画に滞留するため、排煙ファンが作動しても平均温度はほとんど変化がないが、吹き抜け頂部の高温層の溜まりは排出されている。また、煙は最下層甲板では成層をなすが、最上層甲板では混合状態であることがみられる。

発煙場所(B)について、排煙ファンの無作動と作動の両方における煙濃度の分布を Fig. 14 に、また温度分布を Fig. 15 に示す。さらに、甲板と吹き抜けによって仕切られた各区画の煙濃度の経年変化を Fig. 16 に示す。

吹き抜け部の火災のために高温の煙が下層に滞留せずそのまま吹き抜け天井まで上昇するため、最上階での煙・熱の拡散が速い。このため、上部で排煙を行う場合は効率が良い。区画別にみると、吹き抜け天井区画3ではかなりの煙がファンにより排出されているのが分かり、一方、区画6では煙が下層に滞留せずに濃い煙が上昇、拡散するため、発煙(A)に比べ、いくらか煙濃度が高く、温度も高い。

以上のように、発煙場所により煙の拡散が異なりファンによる排煙効果も違ってくるが、大規模空間では最上部に排煙ファンを取り付けることは極めて効果がある。

4. 結 言

大規模空間における火災時の煙拡散現象の把握と煙制御

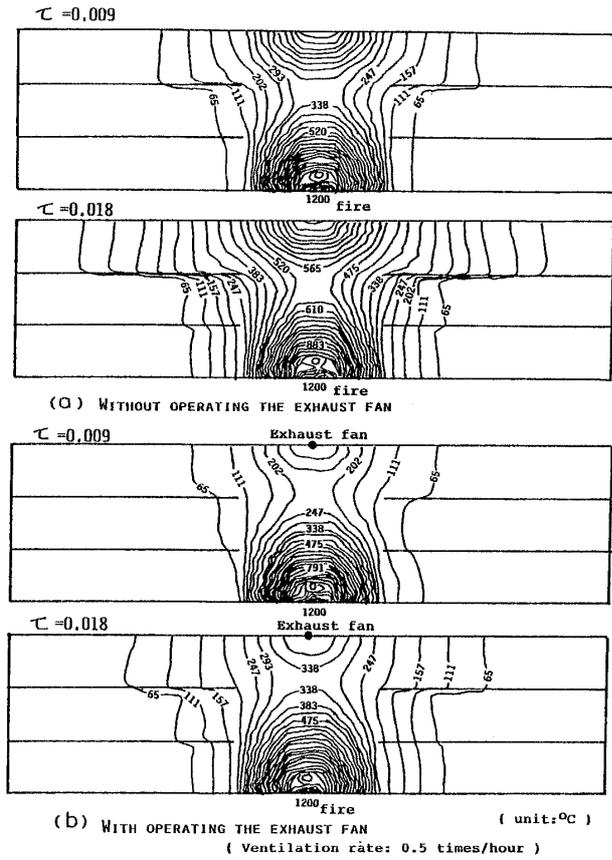


Fig. 15 Iso-therms in the case of smoke source-B

のための基礎とするため、煙界面の形成条件の確立と煙拡散解析を行った。まず煙と空気の密度流における界面形成の条件として、水平流に対する臨界クーリガン数および空間内対流に対してはブルーム上昇流によるアルキメデス数の限界条件等を導いた。さらに、浮力の影響を考慮した熱および物質の移流・拡散に関する状態方程式の導入と局所的極限要因の簡易化により、数値シミュレーションのための煙拡散モデルの構築を行い、これにより、アトリウムにおける煙拡散の状態と排煙ファンの効果について明らかにした。しかし、火災時のような高温下では種々の物性値や乱流拡散係数を始めとする多くの状態決定因子が不明確であるために、本論文では現在判明している範囲から選択して値を用いており、今後これらを実験等によりさらに精密化を図って用いる必要がある。

なお、研究は文部省科学研究費補助金を得て行ったことを付記する。また、本研究の一部は日本造船研究協会 RR 732 小委「煙の制御」に関連して行ったもので、有益なご討論をいただきました小委の方々から感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 谷一郎：乱流，丸善（1980）
- 2) 椿東一郎：水理学II，森北出版（1974）
- 3) 辻本誠：廊下を流れる煙に関する実験的研究，日本建築学会東海支部研究報告，（1980）

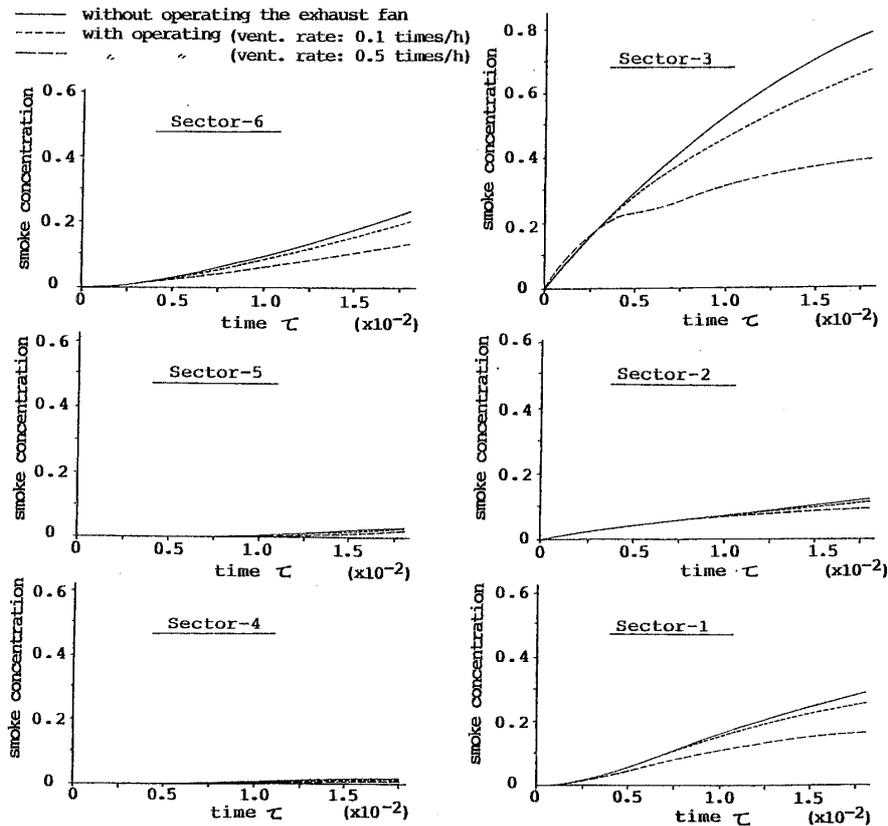


Fig. 16 Variation of smoke concentration in each sector against time

- 4) 駒井武：坑道火災の延焼特性と拡大防止に関する研究，九州大学学位請求論文（1991）
- 5) 斉藤平蔵：防災計画と設備，空気調和・衛生工学，第48巻，第12号（1974）
- 6) 田中，中村：建物内煙流動予測計算モデル，建築研究報告，No. 123（1989）
- 7) B. E. Launder：On the Effects of a Gravitational Field on the Turbulent Transport of Heat and Momentum, J. Fluid Mech., Vol. 67, Part 3（1975）
- 8) 福地，李，吉元：浮力の影響を考慮した乱流熱拡散に関する基礎的研究，西部造船会会報，第78号（1989）
- 9) 科学技術庁研究開発局：米国，カナダとの協力による火災時の燃焼ガスの毒性評価と建材等の安全性向上に関する研究，研究成果報告書（1987）
- 10) 福地，李：閉鎖空間の温湿度環境制御に関する基礎的研究（その1），日本造船学会論文集，第168号（1990）

付録 A. 温度成層のある場の状態方程式の係数

運動量の輸送方程式(2)と熱の拡散方程式(4)に状態量(5)～(8)を代入して，各々重み関数 $z(l - le^{-ax} - x)$ ， $ze^{-cx/l}$ を用いた重みつき残差法を適用すると，次式を得る。

$$g\beta\epsilon H^3 \left\{ \frac{1}{8}(\theta_s - \theta_H) + \theta_H \left[f(H_s) + \frac{1}{8} \right] \right\} \alpha_1 = w_0^2 \xi^2 l^2 \alpha_2 \quad (\text{A. 1})$$

$$\frac{w_0 \xi}{12} \left\{ \frac{\xi}{l} [-(2\theta_s - \theta_H) + 2\theta_H g_0(H_s)] \beta_0 + [(\theta_s - \theta_H) + \theta_H g_1(H_s)] \beta_1 \right\} = \frac{\kappa_t}{H} \theta_H g_2(H_s) \beta_2 \quad (\text{A. 2})$$

(A. 2)の左辺第1項は第2, 3項に対し小さいので無視できる。これらの式中の各係数は次のとおりである。ここに， $\zeta = H_s/H$

$$\alpha_1 = \frac{1}{\epsilon^2} (e^{-\epsilon} + \epsilon - 1) - \frac{1}{\alpha}, \quad \alpha_2 = \frac{1}{18} - \frac{2}{3\alpha}$$

$$\beta_0 = -\frac{1}{\alpha(\alpha + 2\epsilon)} e^{-2\epsilon x_0/l} + \frac{1}{2\epsilon} \left[\frac{1}{2\epsilon} e^{-2\epsilon} - \left(\frac{x_0}{l} - 1 + \frac{1}{2\epsilon} \right) e^{-2\epsilon x_0/l} \right]$$

$$\beta_1 = \frac{1}{\alpha + 2\epsilon} e^{-2\epsilon x_0/l} + \frac{1}{2\epsilon} (e^{-2\epsilon} - e^{-2\epsilon x_0/l})$$

$$\beta_2 = \frac{1}{2\epsilon} (-e^{-2\epsilon} + e^{-2\epsilon x_0/l})$$

$$g_0(H_s) = \frac{-1 + 3\zeta^2 + 8\zeta^3}{2} \frac{1 - 8\zeta}{\pi s} - \frac{4 + 6s^2(\zeta - 2\zeta^2)}{\pi s^3} \ln \left(\frac{1}{\zeta} - 1 \right) \quad (\text{A. 3})$$