

トンネル火災時の熱気流の流動特性に関する 模型実験と数値計算

山内 雄記* 齊藤 実俊* 斎藤 寛之* 梶山 博司*

Experiment and Numerical Calculation of Flow Characteristics of Hot Gas in Tunnel Fire

Yuki YAMAUCHI Sanetoshi SAITO Hiroyuki SAITO Hiroshi KAJIYAMA

Mountain tunnels in Japan are not equipped ventilation facilities. Therefore, it is important to establish an appropriate guideline for evacuation of the passengers in case of an emergency fire in a tunnel. We are developing a method for predicting the flow of hot gas when a tunnel fire occurs since the hot gas is one of the greatest impediments to the passenger evacuation. Fire tests were conducted in small-scale tunnel with a rectangular cross-section, and the three-dimensional simulations were carried out under the same condition as the fire tests above. As a result, it was confirmed that the temperature distribution in the tunnel under the natural ventilation by the simulations almost agrees with that by the experiments.

キーワード：トンネル火災，熱気流，温度減衰，CFD，LES

1. はじめに

昭和47年の北陸トンネル火災事故以降、車両火災が発生した場合には、トンネル内を避けて列車を停止させることとなっている¹⁾。しかしながら、平成23年に北海道で発生したトンネル内での脱線事故では、列車停止後に火災が発生し、結果的にトンネル内で火災車両が停止するという事態に至った²⁾。このように、脱線や車両故障、停電等が車両火災と複合的に発生することにより、火災車両がトンネル内で停止する可能性がある。特に一般の山岳トンネルには換気設備や排煙設備が整備されておらず、トンネル火災時の適切な避難誘導方法の確立が求められている。そのためには、避難における最大の阻害要因である熱気流の性状を把握し、伝搬速度や温度上昇量を予測する必要がある。

そこで、我々はトンネル内火災時の熱気流予測手法の開発を行っており、現在、CFDによる数値シミュレーションを中心に研究を行っている。シミュレーション結果の妥当性を評価するためには、実物大実験のデータと比較して検証することが求められる。しかし、実大トンネルでの火災実験は用地の確保や費用、安全性の点から実施が困難である。また、過去の実施例が少なく入手できる結果はほとんどない。そこで、高さが単線鉄道トンネルの約1/10の縮尺模型トンネルを製作し、無風条件下において液体燃料を火源とした火災実験を行った。本報告では、火災実験結果および実験と同等の条件で行った数値計算結果を報告する。

2. 実験概要

2.1 実験装置

使用した模型トンネルの写真を図1に示す。内空部は高さ0.5 m、幅0.4 mの矩形断面であり、全長は10.8 mである。上下左右の板の寸法は、側壁用が900 mm × 524 mm × 12 mm、天井用と床用が900 mm × 400 mm × 12 mmであり、それらの材質はケイ酸カルシウムである。ケイ酸カルシウムの物性値を表1に示す。



図1 模型トンネル

表1 ケイ酸カルシウムの物性値

密度	820.9 kg/m ³ *
比熱	1.00 J/(gK)*
熱伝導率	0.16 W/(mK)*

* メーカー調べ

* 環境工学研究部 熱・空気流動研究室

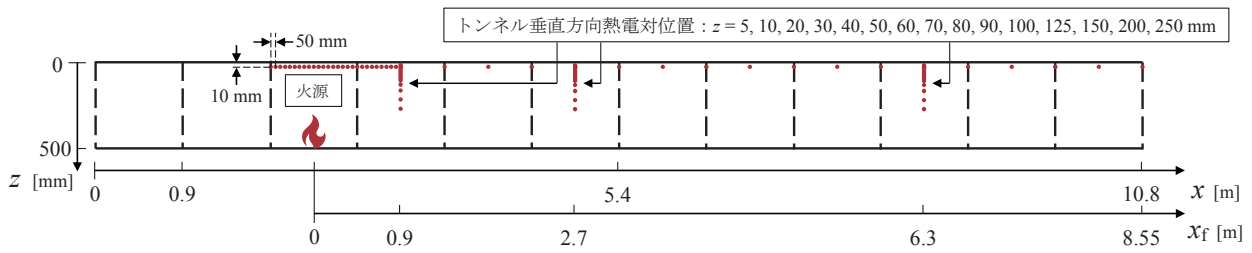


図2 実験装置概要および熱電対配置図

2.2 火源

液体燃料を入れるための火皿は直径、深さの異なる2種類を使用した。火皿の寸法を表2に示す。材質はステンレスである。

火源の燃料としてはヘプタンを使用した。ヘプタンの物性値を表3に示す。表中の発熱量 Q (kJ/g) と、燃料減少速度 \dot{w} (g/s) によって、次式のように発熱速度 \dot{Q} (kW) を求めることができる。

$$\dot{Q}(\text{kW}) = Q(\text{kJ/g}) \times \dot{w}(\text{g/s}) \quad (1)$$

燃料減少率は電子天びんによって測定した燃料質量の時系列データより算出した。

表2 火皿の寸法

	浅皿	深皿
直径	75 mm	70 mm
深さ	19 mm	50 mm

表3 ヘプタンの物性値

分子式	C_7H_{16}
分子量	100 g/mol
密度	684 kg/m ³
発熱量 (燃焼熱) Q	4817 kJ/mol ⁽³⁾ = 48.17 kJ/g

2.3 温度計測

模型トンネル内の温度分布の測定には素線径 0.2 mm の K 型熱電対を使用した。熱電対の配置図を図2に示す。発生した熱気流は模型トンネル上部を移流するため、熱電対はトンネル上部に多く配置した。トンネル長手方向 (x 方向) の天井面近傍温度の測定は、幅方向中央 ($y = 0$ m)、天井面から 10 mm 下の位置で行い、火源近傍は 50 mm 間隔、遠方では 450 mm 間隔で 45 点配置した。トンネル高さ方向 (z 方向) の温度測定は、幅方向中央 ($y = 0$ m)、火源からの距離 $x_f = 0.9, 2.7, 6.3$ m の位置で行い、それぞれ $z = 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 125, 150, 200, 250$ mm の 15 点配置した。

3. 実験結果

3.1 発熱速度

燃料質量の測定結果および発熱速度の計算結果を図3に示す。発熱速度は、燃料質量の計量値より求めた燃料減少速度を用い、式(1)により算出した。発熱速度は着火後不規則に揺らぎながら上昇し、鎮火直前に急激に減少した。浅皿では 480 秒から 540 秒までの間、深皿では 1500 秒から 1560 秒までの間において、揺らぎはあるもののその中心は一定と判断し、その間の平均値をそれぞれの代表発熱速度とした。

また、温度上昇量の測定結果の例を図4に示す。縦軸は着火前温度からの温度上昇量である。温度上昇量の時系列変化も発熱速度と同様の傾向を示した。発熱速度と同様に、浅皿では 480 秒から 540 秒までの間、深皿では 1500 秒から 1560 秒までの間における温度上昇量の平均値を代表温度上昇量とした。

以降の実験結果は、代表温度上昇量から算出した式(2)で表される無次元温度上昇量⁴⁾を用いて示す。

$$\Delta T_i^* = \frac{\Delta T_i}{T_{i,0}} \left(\frac{1}{\dot{Q}^*} \right)^{2/3} \quad (2)$$

添字 i は熱電対番号、 ΔT_i は代表温度上昇量、 $T_{i,0}$ は着火前の温度、 \dot{Q}^* は式(3)で表される無次元発熱速度である。

$$\dot{Q}^* = \frac{\dot{Q}}{\rho_0 T_0 C_p \sqrt{gH^5}} \quad (3)$$

\dot{Q} は代表発熱速度、 ρ_0 は着火前の空気密度、 C_p は定圧比熱、 g は重力加速度、 H はトンネル高さである。

なお、無次元発熱速度を同一としフルード則⁵⁾に基づいた式(4)を用いることで、本実験の火源の発熱速度を実物大スケールに換算することができる。

$$\frac{\dot{Q}_R}{\dot{Q}_M} = \left(\frac{H_R}{H_M} \right)^{2.5} \quad (4)$$

添字の R, M はそれぞれ実物大スケール、模型スケールの値であることを表す。本実験の模型トンネル高さは 0.5 m であり、実大トンネル高さを 5 m とすると、スケール比は 10 であり、その場合の換算発熱速度の値を表4に示す。なお、目安として、北陸トンネル火災 (1 両分の可燃物のセルロース換算量) の推定発熱速度は約 1.5 MW⁶⁾ である。

表4 換算発熱速度

	浅皿	深皿
本実験における 最大発熱速度 \dot{Q}_M	約 4.5 kW	約 1.2 kW
実物大スケールに 換算した発熱速度 \dot{Q}_R	約 1.4 MW	約 0.4 MW

3.2 トンネル長手方向温度上昇量分布

浅皿と深皿を使用したそれぞれの場合について、トンネル長手方向の無次元温度上昇量分布を図5に示す。また、温度が指数関数的に減衰していた $x_f/H \geq 1.8$ の範囲における指数近似式も同図に示す。横軸はトンネル長手方向の火源からの距離をトンネル高さ H で無次元化した無次元距離、縦軸は $z = 10 \text{ mm}$ の無次元温度上昇量であり対数目盛とした。浅皿と深皿による結果は、火源近傍は概ね等しいが、火源から遠ざかると温度減衰の傾向が異なり、浅皿（発熱速度大）の結果より深皿（発熱速度小）の結果の方が減衰定数が大きかった。

減衰定数 β はスタントン数 St に比例する⁷⁾とされており、スタントン数 St と熱気流の速度 u_g には式(5)の関係がある。

$$St = \frac{h}{\rho C_p u_g} \quad (5)$$

h は熱伝達率、 ρ は流体の密度、 C_p は定圧比熱である。また、熱伝達率 h は、ヌセルト数 Nu の定義より式(6)の関係がある。

$$Nu = \frac{hL}{k} \quad (6)$$

L は代表長さ、 k は流体の熱伝導率である。ここで、ヌセルト数 Nu と摩擦係数 C_f に関するコルバーンのアナロジー⁸⁾より、式(7)が成り立つ。

$$Nu = \frac{1}{2} C_f Re Pr^{1/3} \quad (7)$$

Re はレイノルズ数、 Pr はプラントル数である。乱流の摩擦係数はレイノルズ数の範囲に応じて $C_f \propto 1/Re^{1/4 \sim 1/5}$ と変化するから、式(6)および式(7)より、式(8)の関係が成り立つ。

$$h \propto Nu \propto Re^{3/4-4/5} \propto u_g^{3/4-4/5} \quad (8)$$

よって、スタントン数 St と熱気流速度 u_g には式(9)の関係が成り立つ。

$$St \propto h/u_g \propto u_g^{3/4-4/5}/u_g = 1/u_g^{1/4-1/5} \quad (9)$$

すなわち、熱気流速度 u_g が小さいほどスタントン数 St が大きくなり、同時に減衰定数 β も大きくなる。

以上のことから、今回の実験では火皿の深さの違いにより空気の巻き込み等火源の燃焼の違いが生じたことが考えられ、発熱速度の低い深皿の場合では熱気流の流速が減少したことで減衰定数が増加したと考えられる。

3.3 トンネル鉛直方向温度上昇量分布

浅皿と深皿のそれぞれの場合におけるトンネル鉛直方向の温度上昇量分布を図6(a)に示す。横軸に温度上昇量、縦軸に模型トンネル天井からの距離を模型トンネル高さ $H = 0.5 \text{ m}$ で割った無次元距離を取っている。同図より、 $z/H = 0.2 \sim 0.3$ の領域で急激に温度上昇量の変化が確認でき、熱気流はそれより上の領域を進んだと判断できる。また、 $x_f/H = 1.8$ では、分布は山なりであり、温度上昇量が最大の位置は $z/H = 0.06$ の位置であった。しかし、火源から遠ざかるにつれ分布は徐々になだらかとなり、 $x_f/H = 12.6$ では、 $z/H = 0.04 \sim 0.12$ の位置でほぼ同じ温度上昇量であった。

また、それぞれの位置における最大温度上昇量で規格化したトンネル鉛直方向の温度上昇量分布を図6(b)に示す。横軸に規格化した温度上昇量、縦軸に模型トンネル天井からの距離を模型トンネル高さ $H = 0.5 \text{ m}$ で割った無次元距離を取っている。同図より、 $z/H < 0.1$ の天井近傍では大きな違いは見られなかったが、 $0.2 < z/H < 0.4$ の領域において、火源からの無次元位置 x_f/H が遠いほど、規格化無次元温度上昇量が大きかった。このことは、熱気流がトンネル長手方向に進むにつれて厚みを増したことを示しており、トンネル壁面により吸熱され熱気流の浮力が減少したことが原因と考えられる。

4. 数値計算概要

4.1 計算領域

前章の実験と同等の条件における数値計算を行った。数値計算における解析領域を図7に示す。特に注目したい領域はトンネル内部であるが、解析領域は外側も含めた。この理由は、坑口から熱気流が流出したり、模型トンネル壁面を熱が貫通し外側に伝わったりすることから、なるべく離れた場所に解析領域の境界を取るためである。格子は基本的に構造格子（ヘキサメッシュ）とし、火源近傍および坑口近傍は格子を細かく配置した。格子の総数は約420万個であり、変数を定義している節点の総数は約330万点である。

4.2 計算手法

今回使用した数値計算手法を表5に示す。火災時の流れ場は大きな温度変化に伴い、流体の密度変化が大きくなる。したがって、密度変化を考慮した圧縮性流体の基礎方程式を用いた。また、燃焼モデルにはFlameletモデルを用い、各化学種濃度を求めた。温度と密度の算出にはエネルギー保存式と状態方程式を用いた。なお、輻射モデルは導入していない。

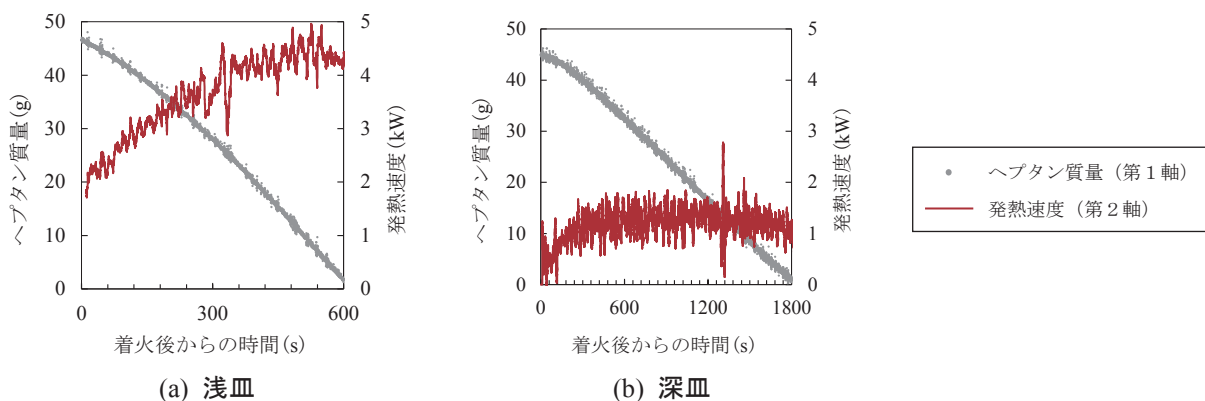


図3 燃料質量および発熱速度

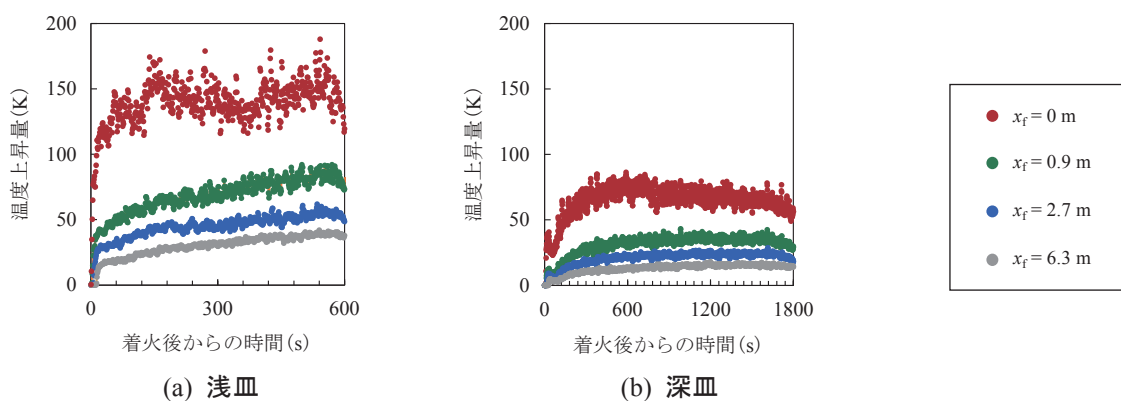


図4 温度上昇量の時系列変化

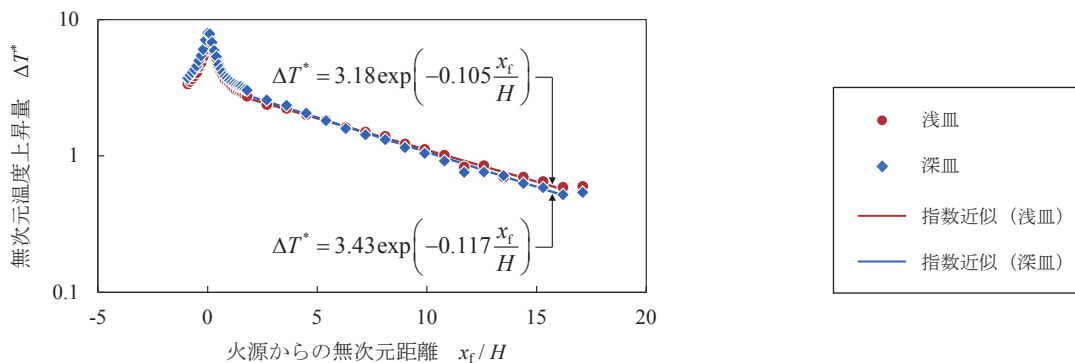


図5 トンネル長手方向無次元温度上昇量分布

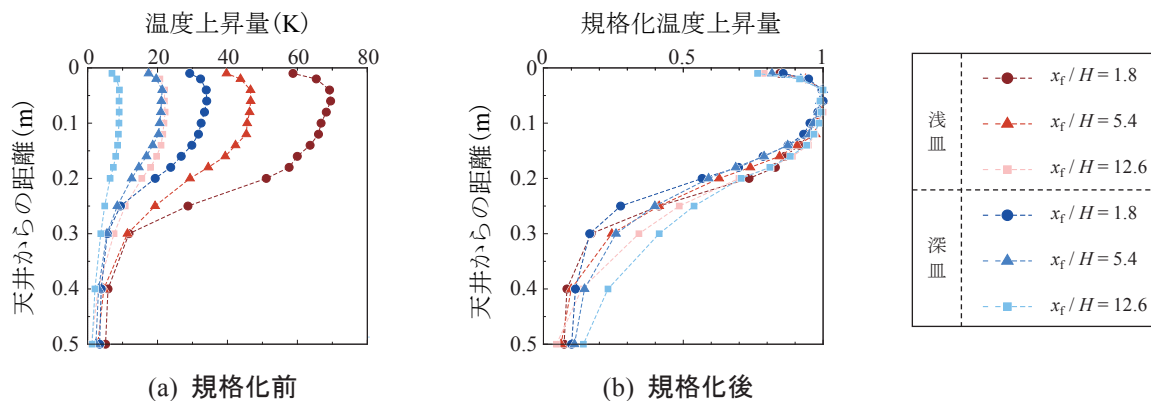


図6 トンネル垂直方向温度上昇量分布

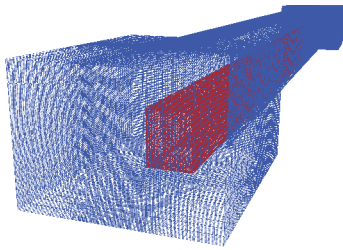


図7 計算領域（赤色：模型トンネル）

表5 数値計算法

ソルバー	Advance/FrontFlow/red Ver. 5.3
基礎方程式 (流体領域)	質量保存式, 運動量保存式, エネルギー保存式, 状態方程式, 混合分率保存式 (圧縮性考慮)
基礎方程式 (固体領域)	3次元熱伝導方程式
基礎方程式の 離散化手法	有限体積法 (節点中心法)
移流項の 離散化 スキーム	運動量保存方程式: 2次精度中心差分 その他: 3次精度風上差分
速度圧力連成 アルゴリズム	SIMPLEC 法
時間積分法	オイラー陰解法
時間間隔	0.025 秒
乱流モデル	LES (標準 Smagorinsky モデル) Smagorinsky 定数: $C_s = 0.1$
燃焼モデル	Flamelet モデル (混合分率モデル)
化学種	窒素, 酸素, 二酸化炭素, 水, ヘプタン

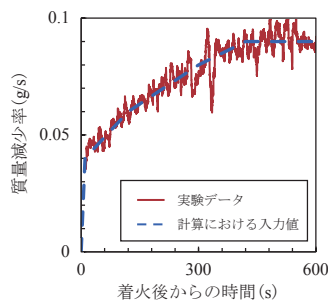


図8 ヘプタンの質量減少率の入力値

4.3 境界条件

境界条件は以下の通りである。

(1) 火源

実験における測定値を参考に、ヘプタンの質量減少率を時間の関数で与えた。ヘプタンの質量減少率の入力値を実験データと共に図8に示す。点線が本解析における入力値であり、1次関数で近似したものである。なお、本報告では浅皿における結果のみを示す。

また、火源とトンネル床面の間は断熱条件とした。それに加えて、輻射モデルを導入していないため、このままでは全発熱量が熱気流の温度上昇に費やされることと

なる。全発熱量に対する熱気流の温度上昇に費やされる量の比率は発熱効率 α と呼ばれ、ヘプタンは $\alpha = 0.67$ である⁹⁾。本解析ではヘプタンのエンタルピーを0.67倍することで発熱効率を与えた。

(2) トンネル壁面

速度については Spalding 則¹⁰⁾を使用した。化学種質量分率については境界法線方向の勾配ゼロ条件を設定した。温度については流体側の熱流束と固体側の熱流束が一致するように壁面温度を与えた。流体側の熱流束は熱伝達係数を用いて与え、熱伝達係数には式(10)の Jurges による実験式¹¹⁾を使用した。

$$h = 5.8 + 4.0u \text{ (W/(m}^2\text{K))}, \quad u = \frac{293}{T_\infty} u_\infty \quad (10)$$

T_∞ は温度境界層外の温度、 u_∞ は速度境界層外の速度である。

(3) 解析領域の最外面の下部および前後左右面

速度については Free-Slip 条件を、温度と化学種質量分率については境界法線方向の勾配ゼロ条件を設定した。

(4) 解析領域の最外面の上面

大気開放条件を使用した。流出と流入を自動で判別して以下のように条件を与える。

(a) 流出の場合

流速、温度、化学種質量分率については境界法線方向の勾配ゼロ条件を設定した。圧力は大気圧で固定とした。

(b) 流入の場合

流速は境界法線方向の勾配ゼロ条件を設定した。温度は外部温度に、化学種質量分率は外部(新鮮空気)の質量分率に固定した。圧力は、非圧縮流れのベルヌーイの式を用い、その位置での速度を考慮した圧力を与えた。

5. 数値計算結果

5.1 トンネル長手方向温度上昇量分布

トンネル長手方向の温度上昇量分布について、実験結果と数値計算結果の比較を図9に示す。数値計算結果も実験結果と同時間幅の平均値である。数値計算結果と実験結果の差は、温度上昇量が大きい領域である火源近傍であっても10 K以内(温度上昇量の約20%)と少なく、概ね一致していた。火源近傍において数値計算結果が実験結果に比べ低くなったことの原因のひとつとして輻射モデルを導入しなかったことが挙げられる。火源付近は高温になるため輻射熱量が多く、輻射を考慮することで火源近傍における実験結果との誤差を減少させることができると考えられる。また、火源遠方($x_f > 2 \text{ m}$)で数値計算結果が実験結果に比べ低くなったことの原因として、壁面熱伝達を過大評価していることが考えられる。壁面熱伝達に関わる式(10)は垂直加熱銅板を用いた実

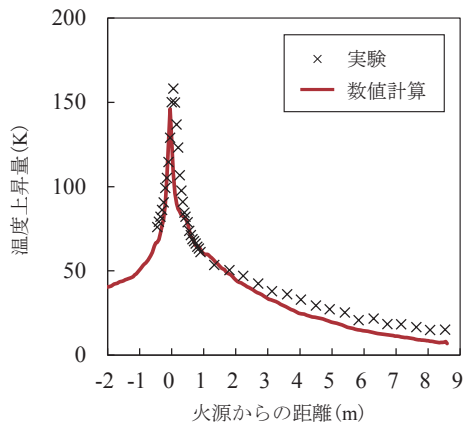


図9 トンネル長手方向温度上昇量分布：実験結果と数値計算結果の比較

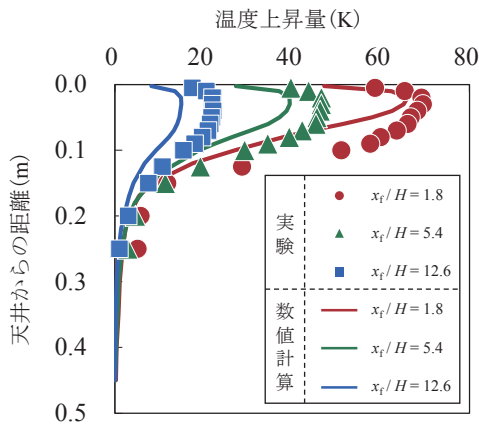


図10 トンネル垂直方向温度上昇量分布：実験結果と数値計算結果の比較

験による予測式であり、本報告における実験やトンネル火災におけるシミュレーションに適用するには見直す必要があることが示唆される。

5.2 トンネル鉛直方向温度上昇量分布

トンネル垂直方向の温度上昇量分布について、実験結果と数値計算結果の比較を図10に示す。まず、火源に近い $x_f/H = 1.8$ における結果を比較すると、最大温度上昇量およびそのトンネル垂直方向の位置は概ね一致しているものの、数値計算では減衰が急峻であった。これは輻射を考慮していないことが原因と考えられる。また、火源から離れた位置である $x_f/H = 5.4, 12.6$ について、分布の形状は似ているものの数値計算結果は実験結果に比べ全体的に低い値を示しており、壁面熱伝達を過大評価していることが考えられる。

6. おわりに

トンネル火災時に適切な避難誘導を行うために役立つ熱気流の流動予測手法の開発を目指し、熱気流の性状把

握のため模型実験と数値計算によるシミュレーションを行った。車両の存在を無視するなど単純な条件ではあるものの、本報告での火源規模における温度上昇量について、実験結果と数値計算結果の差は最大約 10 K と少なかった。数値計算において、より正確に予測するためには輻射の考慮や壁面熱伝達モデルの改良が必要であることが示唆された。なお、本報告では無風条件であったが、列車走行に伴ってトンネル内に発生する列車風の影響の検討については課題が残る。また、鉄道トンネルは道路トンネルに比べ車両の占める割合が大きいため、熱気流の流動および温度に対して車両の存在が与える影響を正確に予測することが重要と考えられる。今後は引き続き様々な条件で模型実験、数値計算を行うことでトンネル火災時の熱気流流動の現象解明を進め、シミュレーションによる予測方法の精度向上を図っていく予定である。

文献

- 1) 運転取扱基準規程等の一部改正（列車に火災が発生した場合の処置、トンネル内支障報知装置の使用など）、車輛工学, Vol.493, pp.48-49, 1975
- 2) 運輸安全委員会：北海道旅客鉄道株式会社石勝線清風山信号場構内列車脱線事故、鉄道事故調査報告書, RA2013-4, <https://www.mlit.go.jp/jtsb/railway/rep-acci/RA2013-4-1.pdf> (参照日：2017年7月10日)
- 3) National Institute of Standards and Technology, “Heptane,” <http://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C142825&Mask=2> (参照日：2017年7月10日)
- 4) Heskestad, G., Delichatsios, M. A., “The Initial Convective Flow in Fire,” *Symposium (International) on Combustion*, Vol.17, pp.1113-1123, 1979.
- 5) Ingason, H., Li, Y.Z., Lönnemark, A., *Tunnel Fire Dynamics*, Springer New York, Heidelberg, Dordrecht, London, pp.477-480, 2015.
- 6) 社団法人日本鉄道運転協会：青函トンネルの火災対策に関する調査研究中間報告, p.149, 1980
- 7) Oka, Y., Oka, H., “Velocity and temperature attenuation of a ceiling-jet along a horizontal tunnel with a flat ceiling and natural ventilation,” *Tunnelling and Underground Space Technology*, Vol.56, pp.79-89, 2016.
- 8) 日本機械学会：伝熱工学, p.83, 2005
- 9) Philip J. DiNenno et al., *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering (4th Edition)*, the National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, U.S.A., Section 3, p.116, 2008.
- 10) アドバンスソフト株式会社：流体解析ソフトウェア Advance/FrontFlow/red の使い方, pp.78-79, 2011
- 11) Jürges, W., “Der Wärmeübergang an einer ebenen Wand,” 1924.