

II-214 成層せん断流における鉛直方向の温度相関の積分特性距離に関するモデル式の検討

電力中央研究所 正会員 牛島 省 角湯正剛 守屋祥一
日 本 大 学 正会員 落合 実

1. はじめに 本研究は、成層せん断流の温度変動の空間的なスケールを把握するため、鉛直方向に離れた2点の温度の相互相関関数の分布から得られる積分特性距離に着目し、そのモデル方程式を導くとともに、この適用性に関する実験的検討を行ったものである。

2. モデル方程式 温度相関の積分特性距離 L_0 は、一般的には次式で定義される。

$$L_0(r_0, t) = \frac{1}{\overline{T'^2}(r_0, t)} \frac{c_0}{2\pi^2} \int_{V(r)} \frac{\overline{T'(r_0, t)T'(r_0+r, t)} d\mathbf{r}}{r^2} \quad (1)$$

ここに、 $T'(r_0, t)$ は時刻 t 、空間位置 r_0 における温度の変動成分であり、 c_0 は定数である。2点の関係を図1に示す。温度の相互相関関数 $\overline{T'(r_0, t)T'(r_0+r, t)}$ を $R(r, r_0, t)$ と表すとき、これに対する方程式は、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} R(r, r_0, t) + \bar{u}_k(r_0, t) \frac{\partial}{\partial x_k} R(r, r_0, t) + \{\bar{u}_k(r_0+r, t) - \bar{u}_k(r_0, t)\} \frac{\partial}{\partial r_k} R(r, r_0, t) \\ & + \overline{T'(r_0+r, t)u_k(r_0, t)} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{T'(r_0, t)} + \overline{T'(r_0, t)u_k(r_0+r, t)} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{T'(r_0+r, t)} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \bar{u}_k(r_0, t) R(r, r_0, t) + \frac{\partial}{\partial r_k} \{\bar{u}_k(r_0+r, t) R(r, r_0, t) - \bar{u}_k(r_0, t) R(r, r_0, t)\} \\ & - \alpha \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} R(r, r_0, t) - 2 \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial r_k} R(r, r_0, t) + 2 \frac{\partial^2}{\partial r_k^2} R(r, r_0, t) \right\} = 0 \quad (2) \end{aligned}$$

と表現される。ここに、 α は熱拡散係数、 $R'(r, r_0, t) = T'(r_0, t)T'(r_0+r, t)$ である。図1 PとP'の関係に従って、 L_0 に関する方程式は、一般的には(1)、(2)式により与えられる。2次元成層せん断流の鉛直方向の温度相関の積分特性距離 L_y を対象とすると、 $r = (0, r_y, 0)$ であり、また(1)式の係数を π とおくと、 L_y は、

$$L_y(r_0, t) = \frac{1}{\overline{T'^2}(r_0, t)} \int_{-\infty}^{\infty} R(r, r_0, t) dr_y \quad (3)$$

という形で示される。(2)式を鉛直2次元場へ適用し、これに(3)式の積分を行えば、 L_y に関する次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \{L_y(r_0, t) \overline{T'^2}(r_0, t)\} + \bar{u}(r_0, t) \frac{\partial}{\partial x} \{L_y(r_0, t) \overline{T'^2}(r_0, t)\} + \bar{v}(r_0, t) \frac{\partial}{\partial y} \{L_y(r_0, t) \overline{T'^2}(r_0, t)\} \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\{\bar{v}(r_0+r, t) - \bar{v}(r_0, t)\} \frac{\partial}{\partial r_y} R(r, r_0, t) dr_y}_{\text{時間項}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \overline{T'(r_0, t)} \int_{-\infty}^{\infty} R_{Ty} dr_y + \int_{-\infty}^{\infty} R_{Ty} \frac{\partial}{\partial y} \overline{T'(r_0+r, t)} dr_y}_{\text{移流項}} \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \bar{v}'(r_0, t) R(r, r_0, t) dr_y}_{\text{移流項}} - \alpha \frac{\partial^2}{\partial y^2} \{L_y(r_0, t) \overline{T'^2}(r_0, t)\} - 2\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial r_k^2} R(r, r_0, t) dr_y}_{\text{生成項}} \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\frac{\partial}{\partial r_k} \{\bar{u}_k(r_0+r, t) R(r, r_0, t) - \bar{u}_k(r_0, t) R(r, r_0, t)\} dr_y}_{\text{拡散項}} = 0 \quad (4) \end{aligned}$$

ここに、 $R_{Ty} = \overline{T'(r_0+r, t)v'(r_0, t)}$ 、 $R_{TyT} = \overline{v'(r_0+r, t)T'(r_0, t)}$ 、 $R_{TyT} \neq R_{TyT}$ である。(4)式中の散逸項に関して、次に示すモデル化を行う。

$$(\text{散逸項}) = C_E \overline{T'^2}(r_0, t) k^{\frac{1}{2}}(r_0, t) \quad (5)$$

ここに、 C_E は係数、 k は乱れの運動エネルギーである。他の項に関しては、¹⁾ Rotta による流速相関の積分特性距離の方程式を参考にすれば、結局 L_y に対して次式が導かれる(添え字 r_0, t を省略)。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (L_y \overline{T'^2}) + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} L_y \overline{T'^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} L_y \overline{T'^2}) + C_1 L_y \bar{v}' \overline{T'} \frac{\partial \overline{T'}}{\partial y} + C_3 L_y^{\frac{3}{2}} \bar{v}' \overline{T'} \frac{\partial^2 \overline{T'}}{\partial y^2} \\ & - C_0 \frac{\partial}{\partial y} (k^{\frac{1}{2}} L_y \overline{T'^2} \frac{\partial L_y}{\partial y}) - \alpha \frac{\partial^2}{\partial y^2} (L_y \overline{T'^2}) + C_E k^{\frac{1}{2}} \overline{T'^2} = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

ここに、 C_1, C_3, C_0 は係数である。また、(6)式に対して、移流と拡散がほぼバランスする流れ場を考えれば、(6)式は(7)式で示される簡単な代数方程式となる。ここでは C_3 は0とした。本報文では、以下において(7)式の適用性についての検討を行う。

$$L_y = - \frac{C_E}{C_1} \frac{k^{\frac{1}{2}} T^{\frac{1}{2}}}{v^* T^* (\partial T^* / \partial y)} \quad \text{--- (7)}$$

散逸項の係数 C_E に関しては、Sreenivasanらによる、格子乱流中の温度変動とそのスケールに関する実験結果を用いて検討を行った。その結果、 C_E は流下距離に関係しない定数となり、このことより、(5)式のモデル化の妥当性が示されたと考えられる。また、その値は0.442～0.469と算出され、本報文中ではこの中央値0.455を以下で用いている。

3. 実験の概要 実験は前報に示した実験水路を用いて、表1の実験条件下で行った。

表中の記号及び座標系等については前報と同一である。流速計測には、He-Ne イオンレーザーとDISA55 X システムを用いた。LDVに対する密度変化の影響については、Mizushina らの手法により検討した。温度計測には、シース外径0.25mmのCA熱電対を用いた。1点の計測時間およびデータ個数は、それぞれ120秒、24000個である。

表1 実験条件

Run-No	H (cm)	T ₁ (°C)	T ₂ (°C)	u ₁ (cm/s)	u ₂ (cm/s)	Ri
Run-C	28.0	25.02	19.47	5.30	11.70	0.824
Run-S1	28.0	17.33	14.50	6.65	11.80	0.460
Run-S2	28.0	20.00	14.33	5.05	11.25	0.690
Run-U1	28.0	17.62	18.77	7.03	11.22	-0.326

4. 結果と考察 (1)生成項の係数 C_1 の算出 Run-Cの $x/H = 5.71$ における平均温度分布 $T^* = (T - T_2)/(T_1 - T_2)$ と正規化した相互相関関数 $R^*(y^*) = (T'(y_0^*)T'(y^*) / T'^2(y_0^*))$ の分布を図2に示す。ここに、 $y^* = y/H$ であり、また y_0^* は基準点位置で、本報文中では全て $y_0^* = 0$ である。図2の R^* を y^* にわたり積分した値が L_y/H であり、図2のものは0.114である。同じ断面内の流速変動量と温度フラックスの分布を図3、4に示す($\Delta u = u_2 - u_1$, $\Delta T = T_1 - T_2$)。これらに温度変動量の結果を合わせて、(7)式より C_1 は1.28と算出される。

(2)モデル式の適合性 図5は、安定及び不安定成層流の実験ケースRun-S1, S2, U1の各断面位置において、 R^* の分布を積分して得られた L_y/H と、(7)式右辺の諸量に実験値を用いて得られた値 L_{y0}/H とを合わせて示したものである。各ケースの安定度に応じて流下に伴ない積分特性距離は増加してゆく。(7)式による結果は、 L_y/H と比較して、全般的にやや小さいが、このような増加の傾向も含めて、両者は良く一致していると見られる。

5. おわりに 成層せん断流中の温度相関の積分特性距離に関するモデル式を導き、その代数方程式モデルの適用性が良好であることが、実験的に確かめられた。

本報文の結果は、温度スケールを何らかの形で用いる他のモデルにも役立つと考えられる。なお、安定度・不安定度の強い成層流への適用に関しては、モデル化の過程上、制約が存在すると考えられる。

《参考文献》

- 1) Rotta, J.C.; TURBULENTE STRÖMUNGEN
- 2) Sreenivasan, K.R., Tavoularis, S., Henry, R. and Corrsin, S.; J. Fluid Mech., vol. 100
- 3) 牛島, 角湯, 守屋; 第41回年講
- 4) Mizushima, T., Ogino, F., Ueda, H. and Komori, S.; Proc. R. Soc. Lond. A. 366, 63~79

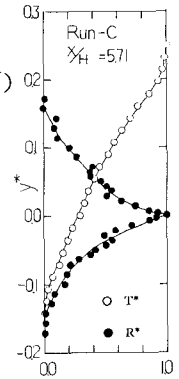


図2 T*, R*の鉛直分布

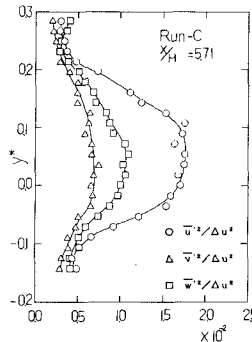


図3 流速変動量の分布

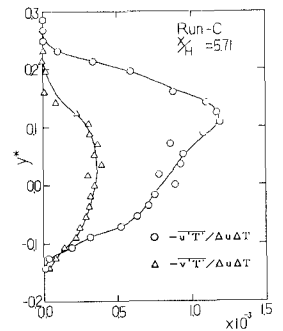


図4 温度フラックスの分布

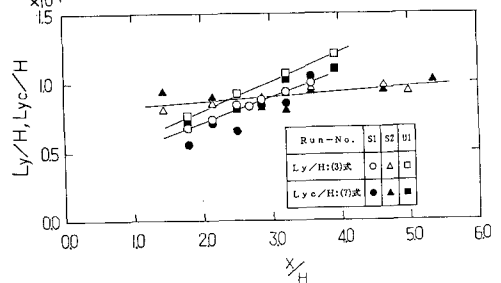


図5 積分特性距離と流下距離の関係