26 衝突噴流による加熱片周辺の流動について

(山梨大・工) 一宮浩市, 小林敬治, (東工大・工) 越後亮三

Flow Situation around a Heated Slab Caused by
Laminar Impinging Jet

by Koichi ICHIMIYA*, Keiji KOBAYASHI* and Ryozo ECHIGO**

According to the fundamental model flattening the temperature distribution of a high temperature steel slab, the characteristic of flow situation by a laminar slot jet is obtained for unsteady and steady conditions by changing the distance between the nozzle exit and the impinged surface, the distance between the slab side surface and the porous medium and the Reynolds number. Experiments were also carried out by impinging air to a slab and inserting the smoke to the flow passage. Numerical values are compared with experimental results.

1. 緒 言

製鋼過程中の連続鋳造における高温鋼片のエッジの温度は中心部に比較してかなり低くなる。そのため温度均一化を行うため、鋼片中央部に噴流を衝突させ、出口側に多孔性固体を設置した基本的モデルを提示した⁽¹⁾。このモデルにしたがって加熱片(高温鋼片に相当)表面にスリット・ノズルより噴流を衝突させたときの加熱片周辺の流動に関する数値計算と煙注入法による可視化実験を行った。数値計算ではノズルから流体が噴出後の非定常状態および定常状態について行った。

2. 数値計算

2.1 基礎式および境界条件 図1に示された基本的モデルは対称なので第1象限に注目して行った。なおこの系を用いて解析を行う場合の仮定は次のようである。;

(1) 作動流体は非圧縮性、粘性流体とする。(2) スリット・ノズルからの噴流は層流で発達した速度分布とする。(3) 流路下流に設置された多孔性固体では流体は一様な速度分布を得る。

(a) 非定常状態 一般的に表示される基礎式(連続、運動)に流れ関数 ψ および渦度 ω を導入し、式(1)の無次元量で無次元化を行うと式(2)、(3)が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \text{無次元量: } X &= \frac{x}{d}, \quad Y = \frac{y}{d}, \quad U = \frac{u}{v_0}, \quad V = \frac{v}{v_0}, \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \\ \Psi &= \frac{\psi}{d \cdot v_0}, \quad \Omega = \frac{\omega \cdot d}{v_0}, \quad H = \frac{(h_2 - h_1)}{d}, \quad G = \frac{(l_2 - l_1)}{d}, \quad \tau = \frac{v_0}{d} t \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\text{基礎式: } \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Omega}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{2}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) \quad (3)$$

* Faculty of Engineering, Yamanashi University, Takeda 4, Kofu-shi, Yamanashi, 400 Japan

** Faculty of Engineering, Tokyo Institute of Technology, Ohokayama 2-12-1, Meguroku, Tokyo 152 Japan

$$\left. \begin{aligned} \text{境界条件: } & 0 \leq X \leq 1, Y = h_2/d: U=0, V=1.5(X^2-1), \quad 1 \leq X \leq l_2/d, Y = h_2/d: U=0, V=0, \\ & 0 \leq X \leq l_1/d, Y = h_1/d: U=0, V=0, \quad X = l_1/d, 0 \leq Y \leq h_1/d: U=0, V=0, \\ & l_1/d \leq X \leq l_2/d, Y=0: \partial U/\partial Y=0, V=0, \quad X=0, h_1/d \leq Y \leq h_2/d: U=0, \partial V/\partial X=0 \\ & X=l_2/d, 0 \leq Y \leq h_2/d: \partial U/\partial Y=0, V=0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

初期条件: $\tau = 0$ で領域内の流体は静止している。

(b) 定常状態 基礎式において式(3)の第1項(時間項)を省略する。(1, -1, 2)の境界条件は、実験と対応させるため $U=0, V=0$ とした(図2参照)。

2・2 数値解法 数値計算法として基本的には Gosman らの方法を用いた。⁽²⁾ 非定常状態では、まず X, Y 方向および τ で積分し、保存形に直し、風上差分を適用した。陽解法を用いるため時間刻み $\Delta\tau$ は十分小さくとらないと解は発散するので、経験的に $\Delta\tau = 0.02$ とした。格子点は加熱片および流路上壁の壁面近くを密にとり、総格子点数は1475である。定常状態においても同様に X および Y 方向で積分し、保存形に直し、風上差分を適用した。総格子点数は流路寸法により異なるが、本計算条件では583~1071点である。

3. 可視化実験

実験装置の概略を図3に示す。流体としての空気は送風機により圧送された後、浮子式流量計に入る。さらに空気は金網、格子の入った整流室に送られ、流路の絞ばられた助走区間を経て、幅20 mm、長さ400 mm のスリット・ノズル出口では層流の、ほぼ発達した速度分布が得られる。ノズルからの噴流は加熱面に衝突し、加熱片に沿って流れ、加熱片端で流路が拡大し、下流側に設置された多孔性固体を通過して大気中へ流出する。用いた多孔性固体はコウジライトとアルミナとのブレンドタイプで空孔率87.3%、空孔径4.2 mm、

厚さ30 mmである。

銅片に相当する加熱片は幅(=2 l_1)が204 mm、高さ(= h_1)が34 mmである。

実験条件としてはノズルと加熱面間の距離

Fig. 1 Fundamental model

Fig. 2 Impinged surface for experiment

Fig. 3 Experimental facility

($= h_2 - h_1$) が $5 \sim 15 \text{ mm}$ 、加熱面側面と多孔性固体間の距離 ($= l_2 - l_1$) が $15 \sim 50 \text{ mm}$ 、 Re が $600 \sim 1200$ である。

流動状態を観察するため整流室の手前より煙を注入し、ノズルより多孔性固体までの領域の流れをビデオカメラで撮影した。一方、スチールカメラによる撮影も行った。

4. 結果および検討

まず非定常状態の計算結果を図4に示す。スリット・ノズルより層流噴流 ($Re = 600$) を加熱片に衝突させた後の無次元流れ関数 Ψ を $\tau = 1, 5, 61.54$ に対し示した。噴流初期には加熱片に沿って作動ガスは移動するが、 $\tau = 1$ ではノズルと加熱片上面間距離が狭いためノズル出口端には渦は生ぜず、作動ガスは向きを直角に変え流路に沿って流れるものの、加熱片側端の上部で渦が生ずる傾向を示し、その後、流れは加熱片側端に沿い、多孔性固体が設置された出口へ向かう。 $\tau = 5$ になると渦が加熱片側端と多孔性固体間に明確に現れる。さらに時間刻み $\Delta\tau$ ($= 0.02$) における無次元流れ関数の変化と絶対値の比が 10^{-6} 以下になると $\tau = 61.54$ では、流路上壁下流端および加熱片側端と多孔性固体間に定常渦が存在し、ほぼ定常流に近い状態が得られた。

次に定常状態の結果を図5および図6に示す。流路寸法 H ($= (h_2 - h_1) / d$) = 1.0 、 C ($= (l_2 - l_1) / d$) = 5.0 、レイノルズ数 $Re = 600$ に対する

可視化の写真、無次元流れ関数 Ψ 、無次元渦度 Ω 、無次元速度分布 U をそれぞれ図5(a)、(b)、(c)、(d)に $H = 0.5$ 、 $C = 2.5$ 、 $Re = 600$ に対する流動状態を図6(a)、(b)(c)、(d)に示す。ノズルより出た空気は加熱片上面に衝突した後、主流方向に加速され加熱片上面に沿って流れる。しかし、加熱片上面での最高速度の位置は下流になるにつれ加熱片上面より離れていく。一方、加熱片上面に沿った流れは加熱片端ではがれ、加熱片側面と多孔性固体との間に大きい循環流と加熱片側面下端付近に小さい循環流が生じている。この加熱片側面下方に生じた小さな循環流は C が大きくなるにつれ広がる傾向にある。また多孔性固体付近の上壁に生ずる小さな循環流はノズルと加熱片上面間の距離 H が長くなるにつれ大きくなる。また H の相違による影響は U の大小に顕

Fig. 4 Dimensionless stream function Ψ in unsteady condition ($Re=1000$, $H=0.5$, $C=2.5$)

(a) Flow visualization

(b) Dimensionless stream function ψ (c) Dimensionless vorticity Ω (d) Dimensionless velocity U Fig. 5 Flow situation
($Re=600, H=1.0, C=5.0$)

(a) Flow visualization

(b) Dimensionless stream function ψ (c) Dimensionless vorticity Ω (d) Dimensionless velocity U Fig. 6 Flow situation
($Re=600, H=0.5, C=2.5$)

著に現れる。これらの流動状態の計算結果は実際の流れ（図5（a）、図6（a））ともよく対応している。

5. 結 論

衝突噴流と多孔性固体を使用した高温鋼片の温度の均一化のための基本的モデルにしたがい、衝突噴流による加熱片周辺の流れについて数値計算を行った。また定常状態の可視化実験を行い計算結果と対応させ、本モデルによる流れの特性を得た。

謝 辞 本研究の一部は文部省科学研究費試験研究の補助を受けた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- (1) 一宮、小林、越後、機論（B）、52-474（昭61）904.
- (2) Gosman, A.D., Pun, W.M., Runchal, A.K., Spalding, D.B. and Wolfshtein, M., Heat and Mass Transfer in Recirculating Flow, (1969), 89. Acad. Press.