G123

Joule-Thomson 効果を考慮した充填層内強制対流熱伝達の解析

Analysis of Forced-Convection Heat Transfer in Packed Beds taking into account of Joule-Thomson's effect.

○正 上宇都 幸一(大分大工) 古藤 洋平(大分大(院)) 加藤 繁(大分大(学))

Kouichi KAMIUTO, Yohei KOTO and Shigeru KATO,

Dept. of Mechanical and Energy Systems Engineering, Oita University, Oita 870-1172

Influence of Joule-Thomson's effect on thermally-developing forced-convection heat transfer in cylindrical packed beds with uniform heat flux wall was theoretically examined. The effect of non-Darcy, variable porosity, radial thermal dispersion, turbulence and viscous dissipation were taken into account in addition to Joule-Thomson's effect. It is shown that the influence of Joule-Thomson's effect on heat transfer characteristics becomes appreciable as a ratio of the bed-radius to the particle diameter, Reynolds number are increased and that as long as Reynolds number is constant, the heat transfer characteristics increases with a decrease in an inlet pressure.

Key Words : Heat Transfer, Forced Convection, Joule-Thomson's Effect, Packed Bed

1. 緒言 多孔体内での強制対流熱伝達の理論的研究に関しては、これまでも多数の研究がなされており、壁効果、熱分散、粘性散逸、乱流、ふく射、局所空隙率変化など可能な伝熱機構のモデル化がなされ、最近、かなりの精度で、熱伝達の実験結果を再現できるようになっている¹⁾。しかし、Joule-Thomson 効果²⁾のような実在流体効果を考慮した研究は、ほとんどみられないようである。本研究では、実在流体(主として CO₂)が、断熱壁条件下あるいは均一熱流束加熱条件下の充填層内を流動する場合に、Joule-Thomson 効果が熱伝達にどのような影響を及ぼすかを、理論的に明らかにすることを目的としている。本研究は、電子機器の冷却に関連して実用上も興味深い研究課題となっている。

2. 解析 理論解析のため以下のような仮定を導入する。

- 1) 流れ場は、充填層入口より十分発達している。
- 2) 流体の入口温度は T₀ で一様とする。
- 3) 流体相と固相は局所熱力学的平衡にある。
- 4) 気体の圧縮性は考慮する。
- 5) 気体は、Redlich-Kwong の状態方程式³⁾に従う。
- 6) 局所空隙率は、壁からの距離のみの関数とする。
- 7) 境界層近似が妥当である。
- 8) ふく射効果は無視する。

以上の仮定の下に、基礎方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{dP}{dx} = \frac{1}{\phi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\mu_f + \mu_t + \frac{\mu_{m,r}}{\phi} \right) \frac{\partial u}{\partial r} \right\} - \left(\frac{\mu_f}{K} u + \rho_f C u^2 \right), \quad (2)$$

$$\rho_f C_{pf} u \frac{\partial T}{\partial x} = \rho_f C_{pf} \mu_{JT} u \frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(k_{eff} + \frac{C_{pf} \mu_t}{\sigma_T} \phi + k_{h,r} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right\}, \quad (3)$$

$$P = \frac{TR \rho_f}{1 - b \rho_f} - \frac{a \rho_f^2}{\sqrt{T} (1 + b \rho_f)} \quad (4)$$

$$a = 0.4278 \frac{R^2 T_c^{2.5}}{P_c}, \quad b = 0.0867 \frac{RT_c}{P_c} \quad (5)$$

境界条件は、

$$\left. \begin{aligned} x = 0 : u = u_0, \quad P = P_0 \\ x > 0 : r = 0 : \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \\ r = r_0 : k_{eff} \frac{\partial T}{\partial r} = q_w \quad \text{or} \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式(2)(3)中で μ_t は渦粘性係数、 $\mu_{m,r}$ は半径方向速度分散係数、 $k_{h,r}$ は半径方向熱分散伝導率、 σ_T は乱流プラントル数、 k_{eff} は静止有効熱伝導率である。今、実験的に決定される充填層内半径方向熱分散伝導率の中には、乱流の効果も含まれていることに留意すれば以下のようにおける。

$$\phi C_{pf} \frac{\mu_t}{\sigma_t} + k_{h,r} = (\gamma_t^h \rho_f C_{pf} dp) u \quad (7)$$

分散プラントル数 σ_d を導入し、 $\sigma_T = \sigma_d = \beta (=0.9)$ と仮定できるとすると、

$$\mu_i + \frac{\mu_{m,r}}{\phi} = \beta \frac{\gamma_i^h \rho_f dp}{\phi} u \quad (8)$$

ここで γ_i^h は経験的に決定された熱分散係数であり、

$$\gamma_i^h(\phi) = 0.3519(1 - \phi)^{2.3819} \quad (9)$$

で与えられる。

数値計算のため、(7)(8)を(2)(3)に代入し、以下の諸量を導入して無次元化する。

$$\begin{aligned} C^* &= C/C_\infty, Da = K_\infty/r_0^2, E_k^* = (u_0^2/2)/T_0 C p_f, \\ E_u^* &= P_0/\rho_{f0} u_0^2, F_h = C_\infty r_0, K^* = K/K_\infty, P^* = P/P_0, \\ Q_w^* &= q_w r_0/k_f T_0, Re = 2r_0 u_0 \rho_{f0}/\mu_f, U = u/u_0, \\ \Gamma &= r_0/dp, \theta = T/T_0, \lambda_{eff} = k_{eff}/k_f, \tilde{\mu}_{JT} = \rho_f C p_f \mu_{JT}, \\ \xi &= x/2r_0/(Re Pr), \rho_f^* = \rho_f/\rho_{f0} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(\rho_f^* U)}{\partial \xi} = 0 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} -\frac{1}{4Pr} \frac{dP^*}{d\xi} - \frac{1}{K^*} \frac{U}{Da} - C^* \frac{F_h Re \rho_f^*}{2} U^2 \\ + \frac{1}{\phi} \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \left(1 + \frac{\beta \rho_f^* \gamma_i^h Re}{2\phi \Gamma} U \right) \frac{\partial U}{\partial \eta} \right] = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \rho_f^* U \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{E_u^* E_h^*}{2} \tilde{\mu}_{JT} \frac{dP^*}{d\xi} \\ + \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \left(\lambda_{eff} + \frac{\gamma_i^h Re Pr \rho_f^*}{2\Gamma} U \right) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

境界条件は、

$$\left. \begin{aligned} \xi = 0 : \theta = 1 \\ \xi > 0 : \eta = 0, \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = \frac{\partial U}{\partial \eta} = 0 \\ \eta = 1, U = 0, \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = Q_w^* \quad \text{or} \quad \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

なお、無次元 Joule-Thomson 係数は、状態方程式より以下のように計算した。

$$\tilde{\mu}_{JT} = \left[\frac{T}{\rho_f} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho_f} / \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_f} \right)_T - 1 \right] \quad (14)$$

式(11)~(13)は差分法で、前進的に入口より下流側に進行形の問題として解いた。計算条件としては、以下のよう
な条件を使用した。管半径： $r_0=0.01$ [m]、気体： CO_2 、 H_2 、入口圧力 P_0 ：1, 10 [bar]、粒子：ガラス粒子
($k_s=1.05\text{W/mK}$)、鋼球 ($k_s=54.4\text{W/mK}$)、壁面熱流束 q_w
 $=1$ [kW/m²]。

なお、均一熱流束壁条件下での局所ヌセルト数 Nu_ξ は次式で評価した。

$$Nu_\xi = q_w 2r_0/k_f (T_w - T_m) = 2Q_w^*/(\theta_w - \theta_m) \quad (15)$$

$$\theta_m = 2 \int_0^1 \rho_f^* U \theta \eta d\eta \quad (16)$$

3. 結果および考察

まず本報で用いた Redlich-Kwong の状態方程式を用いて計算した CO_2 の μ_{JT} の計算値と Burnett の実験値を比較したが、両者は、本報の条件下では、十分一致していることを確認した。Fig. 1 は断熱壁条件下での流れ方向無次元混合平均温度の変化を示している。但し、縦軸は $(\theta_m - 1) \times 10^2$ で示している。 H_2 の場合、考えている条件下では μ_{JT} が負であり、加熱効果を示すが、 CO_2 については、 $\mu_{JT} > 0$ であり、冷却効果が生ずる。その効果は、 Re 一定の条件下では入口圧力が低い程、流速が増加することになるので、大きく表われる。Fig. 2 に CO_2 が流動する場合の局所ヌセルト数の変化を示している。JT 効果を考慮した場合、熱伝達が増加していることが分かる。その効果は Γ が大きい程、また、 P_0 が一定なら Re が大きい程大きい。逆に Re が一定なら P_0 が小さいほど大きい。

(文献)

- 1) San San Yee and K. Kamiuto, J.Porous Media, in press
- 2) J.P.Joule and W.Thomson, Philo.Mag., 4, (1852), P.481
- 3) O.Redlich and J.N.S.Kwong, Chem.Rev., 44, (1949), P.233

Fig. 1 Axial variations in the mixing-cup temperature within packed beds with adiabatic wall

Fig. 2 Variations in Nu_ξ along the axial direction within packed beds with uniform heat flux wall (case of CO_2 gas flow)