多孔質ふく射変換体を用いた効果的熱交換法 に関する基礎的研究*

谷川 明^{*1}, 花村 克 悟^{*2}
越後 亮 三^{*2}, 富村 寿 夫^{*3}

Effective Heat Exchange Method by a pair of Porous Radiative Converters

Akira TANIGAWA, Katsunori HANAMURA
Ryozo ECHIGO and Toshio TOMIMURA

A new heat transfer system has been developed on the basis of the effective energy conversion method between flowing gas enthalpy and thermal radiation. The basic concept consists of two porous media separated by a solid wall. A high temperature gas flows in the porous medium toward the receding direction from the separating wall, and the flowing gas enthalpy is effectively converted into radiant energy emitted in the upward direction on the heating side. On the other hand, on the cooling side, the reversed conversion from the radiant energy into the enthalpy increase of working gas takes place, where the working gas flows toward the approaching direction to the separating wall as well as to the receding direction from the wall. Consequently, both the analytical and experimental results show that the new heat transfer system exhibits a much higher overall heat transmission coefficient, which is evaluated from the net radiation flux and the effective temperatures being capable to emit equivalent radiation fluxes from both porous media, than that of conventional gas-gas heat exchangers.

Key Words: Thermal Radiation, Heat Exchanger, Porous Medium, Energy Conversion, Optical Thickness, Overall Heat Transmission Coefficient

1. 結 言

燃焼ガスなど高温ガスを作動流体とする高温伝熱機器では、伝熱を促進するうえで、ふく射によるエネルギー輸送を積極的に活用することが肝要である。しかし、気体から射出されるふく射エネルギーを利用する場合、ガス塊の光学厚さを厚くするために、加圧したり容積を大きくする必要があるので、大がかりな伝熱機器とならざるを得ない。そこで従来から、流路内に固体壁を挿入し、いったん作動流体から固体壁へ熱を伝え、その固体壁から射出されるふく射エネルギーを生かすことなどが考えられてきた⁽¹⁾⁽²⁾。したがって、高温ガスの顕熱が固体に効率よく伝達されるならば、固体から射出される強いふく射により伝熱促進を図ることが可能となる。この観点から、著者らは高温ガスの顕熱を多孔性固体により効果的にふく射エネルギーに変換し(加熱側)⁽³⁾、この変換されたふく射エネルギーをやはり多孔性固体により効率よく気体の顕熱上昇に

変換する(被加熱側)熱交換法を提案し⁽⁴⁾、さらにこれをメタン・水蒸気改質反応器に応用することにより、優れた反応特性や非定常特性を示すことを理論的に明らかにした⁽⁵⁾⁽⁶⁾。しかしながら、この場合の伝熱機構が多孔性固体全域から体積的に射出されるふく射によるため、明確な代表温度を従来のように定義できないなど、本熱交換法の伝熱特性を定量的に評価する指標などが明らかにされているわけではない。

本研究では、従来の理論解析⁽⁴⁾を改善し、さらに境界条件などこの理論解析に即した実験を行うことにより、この伝熱システムに関する伝熱特性を明らかにしたので報告する。

記 号

c_p : 気相の比熱 $\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
 d_p : 等価粒子の直径 m
 h_p : 等価粒子の平均熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
 K : 熱通過率 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
 L_c : 燃焼負荷 kW
 M_{rr} : 高温側と低温側の流量比 $=\rho U_{m1}/\rho U_{m2}$
 m : 空気過剰率
 q : 正味のふく射熱流束 W/m^2
 S : 無次元源泉関数

* 平成元年6月1日 第26回日本伝熱シンポジウムにおいて講演。原稿受付 平成2年4月16日。

*¹ 准員、東京工業大学大学院(現在リクルート(株))。

*² 正員、東京工業大学工学部(☎152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

*³ 九州大学機能物質科学研究所(☎816 春日市春日公園6-1)。

S_r : 多孔性固体の比表面積 m^2/m^3
 T : 温度 $\text{K}, ^\circ\text{C}$
 T_{ad} : 理論燃焼温度 $\text{K}, ^\circ\text{C}$
 T_{eff} : 有効温度 $\text{K}, ^\circ\text{C}$
 U_m : 作動流体の流速 m/s
 x : 幾何学距離 m
 x_o : 多孔性固体の幾何学厚さ m

ギリシャ文字

β : 減衰係数 m^{-1}
 ϵ : ふく射率
 θ : 無次元温度
 λ : 熱伝導率 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
 $\bar{\mu}$: 方向余弦
 μ : 粘性係数 $\text{Pa}\cdot\text{s}$
 ρ : 気体の密度 kg/m^3
 σ : ステファン・ボルツマン定数 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K}^4)$
 τ : 光学距離
 τ_o : 多孔性固体の光学厚さ
 ω : アルベド

添字

1, 2: 高温側, 低温側
 w : 隔壁
 m : 作動流体
 p : 多孔性固体
 $'$: 積分変数
 $+, -$: 正方向, 負方向

2. ふく射形熱交換法の実験

基本的な構成は従来著者らが行ってきた研究⁽⁴⁾に用いたものと同様であるが、ここではさらに高温域の実験が可能となることや、ふく射に対する境界条件を明確にできるよう配慮し、図1に示すような実験装置を製作した。装置は肉厚4mmのステンレス製隔壁を境として、上方の高温側（加熱側）、下方の低温側（被加熱側）からなる。高温側作動流体として燃焼ガスを用いるため、ふく射変換体1と隔壁に挟まれた空間の周囲に部分予混合ガスバーナが設置されている。その燃料として都市ガス13A（真発熱量42.5 MJ/(Nm³))を用い、空気過剰率 m を1.2とした。一方、低温側では空気を作動流体として隔壁へ向かう方向（近寄流）、もしくは隔壁から離れる方向（離反流）の2とおりが考えられる。ふく射変換体としては20 meshで直径140 mmの海綿状セラミック多孔性固体（コージライト2 MgO·2 Al₂O₃·5 SiO₂: プリダストン社製）を用いた。その幾何学厚さは高温側40 mm、低温側35 mmである。また、それぞれの多孔性固体の反隔壁側にはふく

射に対する境界条件を制御できるように加熱器または冷却器が設置され、低温側で断熱、高温側で750°Cに保たれている。各ふく射変換体内の温度分布測定には、高温側では、直径0.2 mmのRタイプ裸熱電対を使用し、低温側では、直径1 mmのKタイプシース熱電対を使用した。隔壁温度については低温側表面に溶接したKタイプ裸熱電対により測定した。

3. 理論解析

3.1 解析モデル 実験装置に対応した一次元理論解析モデルを図2に示す。その構成は、中央の隔壁とその両側に配置された一対の多孔性固体からなる。高温側では温度 T_{ad} の作動流体が隔壁から多孔性固体へ向かって流れ、その速度 U_{m1} を一定とする。一方低温側では温度 T_{in2} の作動流体が一定速度 U_{m2} で隔壁に近づく方向（近寄流）、もしくは隔壁から離れる方向（離反流）に流れる。なお、高温側および低温側のいずれにおいても、作動流体が多孔性固体内に流入する前に気相中で温度降下もしくは温度上昇が生ずるので、この領域も計算範囲に含めるものとする。なお、隔壁と作動流体との伝熱は考えない。ふく射に対する反隔壁側の境界条件として、高温側は等温の黒体面から

図1 基礎実験装置

図2 理論解析モデル

の入射ふく射があるものとし、低温側はふく射断熱 ($q_2^-(0)=J_{o2}$) とした。その他、計算に用いた仮定は以下のとおりである。

- (1) 作動流体は非ふく射性である。
- (2) 多孔性固体を灰色体とし、そのふく射に関する性質としては吸収・射出・等方性散乱を考慮する。
- (3) ふく射の輸送を流れ方向の一次元で近似する。
- (4) 隔壁のふく射率を ε_w とし、その厚みを無視する。
- (5) 作動流体は一次元流れである。
- (6) 諸物性値は温度によらず一定である。

ここでこれらの仮定を実験と対比させると、仮定(1)について、燃焼ガスはふく射性ガスであるが、装置の規模が小さいことやほぼ大気圧下であるため、気体によるふく射の吸収や射出は無視し得る。仮定(2)について、実験に用いたセラミック多孔性固体では散乱がほぼ等方的であることが従来の研究で示されている⁽⁷⁾。また、このセラミック多孔性固体の波長依存が $2.5\mu\text{m}$ を境として変化することが示されている⁽⁸⁾が、これを厳密に考慮することが困難であるばかりでなく、近似的に考慮したとしても多孔性固体から射出される正味のふく射エネルギー量は灰色体と仮定した場合と大差ないことも示されている⁽⁹⁾ことから、ここでは灰色体とした。仮定(3)、(5)では、実験装置において系の一次元性は十分保たれている。仮定(4)では実験装置において隔壁表裏面間の温度差が 10 K 以下であることから妥当である。仮定(6)の物性値の温度による変化は一定とみなし得ないものもあるが、現象の本質を変えるものではないので計算時間短縮のため用いた。

3.2 基礎方程式 上記の仮定に基づけば高温側、低温側ともに無次元方程式は以下のように記述できる。

$$Re Pr \frac{d\theta_m}{dX} - M(\theta_p - \theta_m) - \frac{d^2\theta_m}{dX^2} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\tau_o^2}{Nr} \frac{dH}{d\tau} - M(\theta_m - \theta_p) - r_c \frac{d^2\theta_p}{dX^2} = 0 \quad (2)$$

$$H^+(\tau) = \frac{1}{2} \left[J_o E_3(\tau) + \int_0^\tau S(\tau') E_2(\tau - \tau') d\tau' \right] \quad (3)$$

$$H^-(\tau) = -\frac{1}{2} \left[J_e E_3(\tau_o - \tau) + \int_\tau^{\tau_o} S(\tau') E_2(\tau' - \tau) d\tau' \right] \quad (4)$$

$$H(\tau) = H^+(\tau) + H^-(\tau) \quad (5)$$

$$S(\tau) = (1 - \omega) \theta_p^4 / 4 + \frac{\omega}{2} \left[f_o E_3(\tau) + f_e E_3(\tau_o - \tau) \right]$$

$$+ \int_0^{\tau_o} S(\tau') E_1(|\tau - \tau'|) d\tau' \quad (6)$$

ここで E_1, E_2, E_3 は指数積分関数であり、次のように表される。

$$E_n(\tau) = \int_0^1 \bar{\mu}^{n-2} \exp(-\tau/\bar{\mu}) d\bar{\mu} \quad (7)$$

境界条件は以下のとおりである。

高温側

$$X = -\infty; \theta_m = \theta_{ad}, \quad X = X_{o1}; d\theta_m/dX = 0 \quad (8)$$

$$f_{o1} = \varepsilon_w \theta_w^4 + 4(1 - \varepsilon_w) [-H_1^-(0)] \quad (9)$$

$$f_{e1} = \theta_{e1}^4 \quad (10)$$

低温側

$$f_{o2} = -4H_2^-(0) \quad (11)$$

$$f_{e2} = \varepsilon_w \theta_w^4 + 4(1 - \varepsilon_w) H_2^+(\tau_{o2}) \quad (12)$$

近寄流の場合

$$X = -\infty; \theta_m = \theta_{in2}, \quad X = X_{o2}; d\theta_m/dX = 0 \quad (13)$$

離反流の場合

$$X = \infty; \theta_m = \theta_{in2}, \quad X = 0; d\theta_m/dX = 0 \quad (14)$$

なお、隔壁温度 θ_w は高温側多孔性固体から隔壁へ向かう正味のふく射熱流束と隔壁から低温側多孔性固体へ向かう正味のふく射熱流束が等しいとして以下のよう求められる。

$$\theta_w^4 = 2[H_2^+(\tau_{o2}) - H_1^-(0)] \quad (15)$$

ここで用いた無次元数は以下のとおりである。

$$\begin{aligned} X &= x/x_0, \quad \theta = T/T_{ad}, \quad Re = U_m x_0 \rho / \mu, \quad Pr = c_p \mu / \lambda, \\ Nr &= \beta \lambda / (4 \sigma T_{ad}^3), \quad M = x_0^2 Nu_d S_r / d_p, \\ Nu_d &= h_p d_p / \lambda, \quad H = q / (4 \sigma T_{ad}^4), \quad r_c = \lambda_p / \lambda, \quad \tau = \beta x, \\ f &= J(\sigma T_{ad}^4) \end{aligned} \quad (16)$$

系全体のエネルギーバランスは、高温側において、多孔性固体へ流入する顕熱 I_1 および多孔性固体から流出する顕熱 I_2 、隔壁方向および下流方向へ射出されるふく射エネルギー I_3, I_4 からなる。一方、低温側において、それは隔壁から入射するふく射エネルギー I_5 、多孔性固体へ流入する顕熱 I_6 および多孔性固体から流出する顕熱 E_6 よりなる。

$$\text{高温側: } I_1 = I_2 + I_3 + I_4 \quad (17)$$

$$\text{低温側: } I_6 = I_5 + I_3 \quad (18)$$

3.3 計算方法 基礎式からわかるように各多孔性固体のふく射に対する境界条件は隔壁温度に依存し、また隔壁温度は各多孔性固体から射出されるふく射エネルギーより決定される。したがって、これらは連立して解かれる。これらの基礎方程式を差分法によ

り離散化した後、数値的に解いた。高温側、低温側いずれも計算領域を 200 分割し、この中で温度が急激に変化する領域は格子間隔を細かくした。計算に必要なパラメータは実験に対応した値を用いた：高温側入口温度 $T_{ad}=2051\text{ K}$ (理論燃焼温度)、低温側入口温度 $T_{in2}=673\text{ K}$ 、伝導・ふく射パラメータ $N_r=0.032$ 、多孔性固体の比表面積 $S_r=2860\text{ m}^2/\text{m}^3$ 、熱伝導率比 $r_c=2.4$ 、減衰係数 $\beta=715\text{ m}^{-1}$ 、光学厚さ $\tau_{o1}=29$ 、 $\tau_{o2}=25$ 、気固間熱伝達パラメータ $M=1.6\times 10^4$ ($d_p=0.26\text{ mm}$, $Nu_d=0.9$)、ここで β は等価粒子モデル⁽³⁾⁽⁹⁾から見積もられた値である。なお、アルベド ω は信頼できる値がないので 0.9⁽⁷⁾、0.3、0 と変化させその影響を明らかにした。また、隔壁のふく射率 ε_w は実験装置において 1 に近いと考えられるが、やはりその影響を調べるため 1.0、0.9、0.5 と変化させた。収束判定は温度により行い、前回値との無次元温度差が 10^{-5} 以下に達したときとした。その場合の系全体のエネルギーバランスの誤差は 2% 以下であった。

4. 計算結果および実験結果

4.1 温度およびふく射熱流束分布 多孔性固体内部の温度分布およびふく射熱流束分布を近寄流、離反流についてそれぞれ図 3、4 に示す。ここで高温側の条件は燃焼負荷 $L_c=3.0\text{ kW}$ (単位面積当たりの燃焼負荷 195 kW/m^2)、空気過剰率 $m=1.2$ であり、低温側の条件は入口温度 $T_{in2}=400^\circ\text{C}$ 、高温側と低温側の流量比 $M_{fr}=0.8$ である。なお、隔壁のふく射率 ε_w は 1 とし、多孔性固体のアルベドは 0.3 である。図 3、4 中、白丸印は測定値であり、隔壁上の三角印は理論解析における隔壁温度である。なお、実験装置において熱電対径と多孔性固体の平均素線径がほぼ等しいことから、測定された温度はガス温度よりむしろ多孔性固体温度に近いとみなすことができる。図 3 の近寄流を見ると理論解析結果から、高温側において、理論燃焼温度の高温ガスは流れ方向の熱伝導により温度が低下した後、多孔性固体内に流入する。そして高温ガスが多孔性固体を通過する際、その顕熱が多孔性固体によりふく射エネルギーに変換されるため、下流に向かってその温度は低下している。このときふく射熱流束分布において、正味のふく射熱流束が隔壁近傍で負の値を示していることから、この変換されたふく射エネルギーが主に隔壁に向かって射出され、隔壁で吸収・再射出された後、低温側へ輸送されていることがわかる。一方、低温側では、ふく射エネルギーが減衰される方向から流入するため、入口から隔壁に向かって徐々に温度が上昇している。これに対し、図 4 の離反流の

場合、高温側の温度分布はほぼ近寄流と同様であるが、低温側では作動流体が隔壁側から流入するため、入口で急激に温度が上昇した後平たんな温度分布となる。このとき、低温側下流端が断熱条件であるため、正方向、負方向のふく射熱流束は大きいものの正味のふく射熱流束は零となっている。図 3、4 の温度分布において実験値と計算値は比較的良好一致を示しているが、離反流の場合、低温側全域で両者に大きな差が見られ

図 3 温度、ふく射熱流束分布 (近寄流)

図 4 温度、ふく射熱流束分布 (離反流)

る。これは隔壁近傍を除く多孔性固体内で正味のふく射熱流束がほぼ零であることから、多孔性固体入口(隔壁側)での両者の差がそのまま下流端まで維持されたことによる。

本研究で使用したセラミック多孔性固体のふく射に対する性状は必ずしも明らかではない。また、性状の異なる多孔性固体を利用する場合も考えられるので、図5に光学厚さを一定として、アルベドを0と0.9に変化させた場合の温度分布とふく射熱流束分布を近寄流について示す。アルベド ω を大きくするとふく射の射出能に關与する吸収係数が相対的に小さくなる。このため高温側の温度は上昇するが、ふく射によって低温側へ輸送される熱エネルギー(隔壁近傍の正味ふく射熱流束に対応)はわずかに小さくなる。低温側出口での温度差はこのふく射熱流束の差によるものであるが、アルベドによる熱輸送量の変化は比較的小さいことがわかる。

さらに隔壁のふく射率 ϵ_w についても、実験装置において粗い酸化表面とはいうものの不確定要素が多分に含まれるので、ふく射率を1, 0.9, 0.5と変化した場合の温度分布とふく射熱流束分布を近寄流について図6に示す。ふく射率が小さくなるにつれ、高温側の温度レベルは上昇し、低温側の温度レベルは低下する傾向にあるが、 $\epsilon_w=1\sim0.9$ の範囲ではほとんど差が認められず、また0.5としても比較的その差は小さい。一般に、高温側および低温側の多孔性固体をそれぞれ等温の黒体壁に置き換えると、ふく射により輸送され

る熱エネルギーは隔壁のふく射率に比例する。しかしながら、本伝熱システムでは、隔壁のふく射率が小さくなるに従い、高温側の温度レベルが上昇するため、 $\epsilon_w=1$ から0.5としても高温側から低温側へ向かう正味のふく射熱流束は約10%低下する程度であり、本システムの特徴の一つといえる。

4.2 系全体のエネルギーバランス 本伝熱システム全体のエネルギーバランスを図7に示す。ここで、高温側から低温側へ向かうふく射エネルギー I_3/I_1 は低温側における顕熱上昇 $(I_6-I_5)/I_1$ と等しい。なお、実線および破線が燃焼負荷3 kW(単位面積あたりの燃焼負荷195 kW/m²)における計算値であり、記号が燃焼負荷2 kW(130 kW/m², ●, ▲), 2.5 kW(162 kW/m², ○, △), 3 kW(○, △)における I_3/I_1 の実験値である。高温側と低温側との流量比 M_{fr} の増大とともに両側の温度レベルの差が大きくなるため、輸送さ

図5 温度、ふく射熱流束分布(アルベドの影響)

図6 温度、ふく射熱流束分布(ふく射率 ϵ_w の影響)

図7 系全体のエネルギーバランス

図 8 ふく射熱流束

れるふく射エネルギー I_3/I_1 は上昇する。また、同じ流量比においても系全体の温度が高くなる高燃焼負荷の場合に I_3/I_1 は大きくなる。なお、近寄流と離反流を比較すると、系全体のエネルギーバランスに大差がないことがわかる。

4.3 伝熱特性 本システムの伝熱特性を明らかにするために、測定された温度分布から式(3)～(6)を用いて計算されたふく射熱流束を近寄流について図8に示す。図8より燃焼負荷を一定とすれば、低温側多孔性固体から隔壁へ向かうふく射熱流束 $q_2^+(\tau_{02})$ は、流量比 M_{fr} の増大とともに多孔性固体内部の温度レベルが低下するため減少する。一方、高温側多孔性固体から隔壁へ向かうふく射熱流束 $q_1(0)$ は、流量比よりも燃焼負荷に強く依存する。その結果、高温側から低温側へ向かう正味のふく射熱流束 q は高温側の燃焼負荷が高いほど、また両側の流量比 M_{fr} が高いほど大きな値を示している。なお、離反流についてもこの傾向は同じである。

次にこれらのふく射熱流束 $q_1(0)$, $q_2^+(\tau_{02})$, q を用いて、熱通過率 K を求める。ここで高温側、低温側ともに作動流体と多孔性固体間の熱伝達率および有効伝熱面積がきわめて大きいので、系全体の熱通過率を評価するには両側の多孔性固体間の伝熱を考慮すればよいことになる。この場合、本伝熱機構が多孔性固体全域から体積的に射出されるふく射によるので、有効な代表温度は、各多孔性固体の隔壁側の面から射出されるふく射エネルギーと等価なエネルギーを射出する黒体面の温度 T_{eff1} , T_{eff2} とする。したがって、熱通過率 K は

$$K = q / (T_{eff1} - T_{eff2}) \quad \cdots \cdots (19)$$

$$\sigma T_{eff1}^4 = q_1^-(0), \quad \sigma T_{eff2}^4 = q_2^+(\tau_{02}) \quad \cdots \cdots (20)$$

と表すことができる。これらの有効温度は、多孔性固体内部の温度分布に対し、隔壁から遠ざかる方向の光学厚さに基づく指数積分関数の重みを乗じて平均化された温度とみなすことができる。図9にこの方法で評

図 9 熱通過率

価された熱通過率を計算結果とともに示す。図9中、実線および破線が理論値であり、記号が実測値である。流量比 M_{fr} が大きくなるにつれ高温側から低温側へ向かう正味のふく射熱流束 q は大きくなる(図8)が、同時に有効温度の差も大きくなるため、結果的に、熱通過率 K は流量比 M_{fr} の増大とともに減少する。言い換えれば、 M_{fr} が小さい(低温側の流量が少ない、もしくは高温側の流量が多い)条件で、系全体の温度レベルは高くなるが、このように伝熱形態がふく射による場合、その熱通過率は系の温度レベルの上昇とともに高くなる。図9より本伝熱システムにおける熱通過率は実測値において $170 \sim 360 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ と、通常のカス-ガス熱交換器の約 $30 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ に比べてきわめて大きな値を示している。理論解析結果から、光学的に厚い多孔性固体を用いればこの範囲のアルベドによる熱通過率の変化は比較的小さく、ほぼ同程度の熱通過率が得られることがわかる。なお、図9には示されていないが、隔壁のふく射率を1から0.5とすると、熱通過率は $M_{fr}=0.8$ において $180 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ と低下する。これは熱流束の低下によるよりも、主に、図6からわかるように各多孔性固体間の温度レベルの差が大きくなる(有効温度差が大きくなる)ことによるものである。

5. 結 言

一対の多孔性固体を用いた熱交換法について実験的ならびに理論的に研究した結果、次の知見を得た。

高温側、低温側の多孔性固体によりガス顕熱からふく射エネルギーへの変換およびその逆変換が効果的に行われるため、本伝熱システムの熱通過率が通常のカス-ガス熱交換器の熱通過率に比べ、きわめて高いことを明らかにした。この場合、熱通過率は高温側と低温側を分離している隔壁のふく射率に依存するが、一方、熱通過率に及ぼす低温側の流動方向や多孔性固体のふく射に関する性状の影響は、比較的小さいことを

明らかにした。

本研究は一部文部省科学研究費補助金、重点領域研究(01603008)により行われたものであることを記して謝意を表す。

文 献

(1) 長谷川・ほか2名, 機論, 41-343, B (1975), 1453.

(2) 森・ほか2名, 機論, 43-371, B (1977), 2670.

(3) 越後, 機論, 48-435, B (1982), 2315.

(4) 越後, 機械の研究, 39-1 (1987), 205.

(5) 吉澤・ほか2名, 機論, 54-504, B (1988), 2192.

(6) 吉澤・ほか2名, 機論, 55-514, B (1989), 1713.

(7) 木下・ほか2名, 機論, 48-432, B (1982), 1520.

(8) 吉澤・ほか2名, 機論, 55-519, B (1989), 3523.

(9) Siegel, R. and Howell, J. R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, (1972), 661, McGraw-Hill.