多孔質体を用いた能動熱遮断の非定常特性*

円山重直^{*1}, 相原利雄^{*1}, Raymond VISKANTA^{*2}

Transient Behavior of an Active Thermal Insulation System

Shigenao MARUYAMA, Toshio AIHARA, and Raymond VISKANTA

Transient behavior of an active thermal insulation system consisting of a semi-transparent porous medium with gas injection was considered. Numerical analyses were carried out on the semi-infinite layer of a porous medium, and hydrogen was chosen as the injected gas. During the early stages of heating, thermal penetration depth, surface temperature and surface heat flux do not depend on the gas injection velocity. As the heating time increases, the thermal penetration depth of the active thermal insulation system reaches a constant value for each gas injection velocity, and the surface heat flux vanishes keeping the back face at a low temperature. However, the thermal penetration depth of a conventional insulation without gas injection never reaches a constant value. Transient solid temperature distributions in the layer for two different surface boundary conditions are almost identical except in the vicinity of the surface.

Key Words: Active Thermal Insulation, Thermal Radiation, Porous Media, Transient Analysis, Combined Heat Transfer, High Temperature, Thermal Protection

1. 緒 言

ロケットノズルやスペースシャトル再突入時の熱遮断, 新素材開発の炉や核融合炉壁の熱防御は, 今後の重要な技術課題の一つである。ロケットノズルの壁面冷却法については, Sutton らが広範な解説と分類を行っている⁽¹⁾。各種の熱遮断技術の中で, 一般に使用される, 多孔質体やグラスウールなどの繊維の集合体を用いた従来の断熱法は, 壁面が高温にさらされると熱放射による伝熱が増加し, 断熱性能が著しく低下する。

Matthews らは⁽²⁾多孔質体に強力な熱放射線を照射した場合の非定常断熱性能を計測している。スペースシャトルの断熱タイルは再突入時の非定常加熱による熱遮断によって構造物を低温に保っているが, ある一定時間の熱遮断を行うためにはかなり厚い断熱層が必要となる。膜冷却や, しみだし冷却, アブレーション冷却などの物質移動冷却⁽³⁾は, 熱防御に有効な手段の一つであり, 矢野ら⁽⁴⁾は金属繊維の焼結体と水のしみだ

しによる防災ロボットの熱防御の基礎研究を行っている。しかし, 高温環境下に置かれた物体表面は, 一般に強力な熱放射線の照射を受ける場合が多く, 吹出しガスはこの熱放射線をほとんど吸収しないので, 固体表面は強力な熱放射線に直接さらされることになる。

一方, 図1に示すような, 光学的に半透過性で, 微細構造を有する繊維の集合体や多孔質体の層に, 低温のガスを裏面から透過させる場合を考える。前面から照射される熱放射線の大部分は, 表面を透過して多孔質層内部で吸収・散乱されるので, 固体表面がさほど高温にならずに済む。熱放射線で加熱された多孔質層は, 逆流する低温ガスによって効率よく冷却され, 加熱されたガスは系外に排出される。このような光学的に半透過性の多孔質層とガスの透過を組合せた能動熱遮断の原理を応用することによって, 高性能な断熱層ができる可能性がある。

上記の能動熱遮断の解析は, 熱放射・対流・伝導の複合伝熱問題となるが, 多孔質体の熱放射・伝導の解析としては, Matthews ら⁽⁵⁾の研究がある。越後は, 高温ガスを通気性固体に流すことによって, 熱放射エネルギーを閉じ込める原理を提唱し⁽⁶⁾, 希薄ガス燃焼などの⁽⁷⁾一連の研究を行っている。また, 著者らは⁽⁸⁾太陽炉によって集光した光エネルギーを流動層によって効率

* 原稿受付 平成元年9月1日。

^{*1} 正員, 東北大学流体科学研究所 (〒980 仙台市青葉区片平2-1-1)。^{*2} School of Mechanical Engineering, Purdue University (West Lafayette, IN 47907, U.S.A.)。

よく高温ガスに変換できることを示し、Flamant ら⁽⁹⁾は、固定層によって太陽エネルギーを高温ガスに変換する研究を行った。

著者らは、能動熱遮断の解析のために数値解析を行い⁽¹⁰⁾、常温の空気を流入させることによって約 1 MW/m^2 (2000 K)の高温熱放射線を 5 mm の多孔質層で熱遮断できること、また、背面の温度を常温に保ち、かつ熱漏えいをほぼ完全に止めることができることを明らかにした。さらに高温の熱放射に対しては、熱解離ガスを作動ガスとして用いることの有用性を示し、約 5 MW/m^2 (3000 K)の熱放射線を 3 mm 程度の多孔質層で熱遮断できることを明らかにしている⁽¹¹⁾。この能動熱遮断システムは、断熱の非定常特性にも大きな特長を持っている。つまり、層厚さ 10 mm の本能動熱遮断システムは、同じ厚さのガスを透過しない従来の多孔質断熱層に比べて、約 $1/30$ の時間で定常状態に達することができる⁽¹⁰⁾。

本報では、上記の能動熱遮断の非定常特性を明らかにするために、半無限厚さの多孔質層を考え、その熱放射・対流・伝導・非定常複合伝熱モデルの定式化と数値解析を行う。数値例から、能動熱遮断における熱浸透深さや局所熱流束、層内温度の非定常特性を明らかにする。

2. 記 号

A_c, A_a, A_g : 熱伝導, 対流熱移動, 対流熱伝達の各パラメータ [式(19)~(21)]

A_v : 多孔質体の単位体積当たりの表面積 [式(5)]

b, f : 前方および後方散乱成分

c_{pg}, c_s : ガスと多孔質体の比熱

d_p : 多孔質体の等価直径

E_1, E_2 : 前面または背面における入射放射熱流束 (図1)

h_e : 多孔質体と透過ガス間の熱伝達率

k_m, k_g : 多孔質体とガスの熱伝導率

m_g : ガスの質量速度

n_a : 多孔質体の等価屈折率 [式(8)]

Nu_p : ヌッセルト数 $= h_e d_p / k_g$

Pr : プラントル数 $= \eta c_{pg} / k_g$

q^+, q^- : 前方および後方放射熱流束

q_r : 放射熱流束 $= q^+ - q^-$

q_s : 前表面からの対流による熱流束

q_t : 多孔質体内の総括熱流束 [式(2)]

Q : 無次元熱流束 $= q / (E_1 - E_2)$

Re_p : 粒子レイノルズ数 $= m_g d_p / \eta$

T_1, T_2 : 境界における放射熱流束の特性温度 (図1)

T_s, T_g : 多孔質層内の固体温度とガス温度

t : 時間

t^* : 無次元時間 [式(14)]

x : 層表面からの距離 (図1)

x_{p1}, x_{p2} : 熱浸透深さ [式(26)]

ε_s : 層表面のふく射率 (図1)

θ_s, θ_g : 多孔質固体とガスの無次元温度 [式(14)]

ρ_s, ρ_g : 多孔質固体とガスの密度

σ : ステファン・ボルツマン定数

σ_e : 多孔質体の減衰係数

τ : 光学厚さ $= x \sigma_e$

τ_{p1}, τ_{p2} : 無次元熱浸透深さ [式(26)]

ϕ : 多孔質体の空けき率

ω_0 : 多孔質体のアルベド

●: 定常値の99%に達したときの値

BC1, BC2: 層表面の境界条件 [式(11)]

3. 基礎式と物理モデル

本報では、図1に示す光学的に半透過性で空けき率が高い半無限厚さの多孔質体の一次元モデルを考える。多孔質体の前表面は、ある時間 ($t=0$) から高温の熱放射線にさらされる。多孔質層の背面から層前表面に向かって低温ガスが質量速度 m_g で透過している。高温放射熱流束 E_1 は、式(1)で表される特性温度 T_1 で評価する。

$$E_1 = \sigma T_1^4 \dots \dots \dots (1)$$

背面から流入するガス温度は、 T_2 とする。

多孔質体の表面が $2000 \sim 3000 \text{ K}$ の高温環境にさらされる場合、透過ガスの温度変化はかなり大きく 1000 K 以上にも達するため、ガスの物性値変化がかなり大きくなる。しかし著者らは、透過ガスの温度変化が大きいにもかかわらず、流体物性値の温度依存性

図1 能動熱遮断層の物理モデル

が断熱性能に及ぼす影響は、特に非解離ガスの場合には小さいことを示した⁽¹¹⁾。これらのことがらを考慮して、本報では、多孔質体と透過ガスの物性値は温度によらず一定とし、 T_2 での値を用いることにする。また、本研究で扱う多孔質体の厚さはたかだか数cmであり、空げき率もきわめて大きいためにガス透過時の圧力損失は数百Paであるので、ガスの静圧(0.1MPa)に比べて無視する。

したがって、多孔質体内の総括熱流束 q_t は、次式で示される。

$$q_t = -k_m \frac{\partial T_s}{\partial x} + q_R - m_g c_{pg}(T_g - T_2) \quad \dots\dots (2)$$

ここで、右辺第1項と第2項は、それぞれ熱流束の伝導成分と熱放射成分を表し、正の値であり、図1に示すように熱が前面から背面に向かって流れる。一方、右辺第3項は透過ガスが多孔質体によって加熱される対流熱移動(Heat Advection)成分を表している。この成分は負の値であり、ガスのエンタルピーは背面から全面に向かって移動する。

前面から入射した高温の熱放射線は、図1に示すように一部は表面で反射されるが大部分は多孔質体内を透過し散乱吸収される。熱伝導と熱放射によって加熱された多孔質体は、背面からガスを透過させることによって効率よく冷却され、熱伝導と熱放射による熱流を能動的に遮断することができる。

流入ガスの単位体積当たりの熱容量は多孔質体に比べて1/100～1/1000程度である⁽¹⁰⁾ので、ガスの非定常温度変化に対する熱容量は近似的に無視することができる。さらに、前述のように、多孔質層の厚さは数cm程度であるので、流入ガスは熱放射に対して透明であると仮定する。したがって、多孔質体とガスのエネルギー方程式は次式のようになる。

$$(1-\phi)\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(-q_t) \\ = k_m \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} - \frac{\partial q_R}{\partial x} + m_g c_{pg} \frac{\partial T_g}{\partial x} \quad \dots\dots (3)$$

$$-m_g c_{pg} \frac{\partial T_g}{\partial x} = A_e h_e (T_s - T_g) \quad \dots\dots (4)$$

ここで、 A_e は多孔質体の単位体積当たりの有効表面積であり、 h_e は多孔質体単位面積当たりの有効熱伝達率である。本報では、簡単のために、多孔質体は直径 d_p の単分散粒子の集合体であると仮定する。したがって、 A_e は次式で表すことができる。

$$A_e = 6(1-\phi)/d_p \quad \dots\dots (5)$$

多孔質体内の熱伝達については、固定層や蓄熱式熱交換器に関連して種々の研究があり、Wakaoら⁽¹²⁾は、それらの実験結果をまとめた実験式を提出している。

しかし、本報で用いるような比較的微細な構造を有する多孔質体に対し、低レイノルズ数領域における熱伝達の研究は比較的少ない。本報では、Huberらは⁽¹³⁾の下記の実験式を採用する。

$$Nu_p = 0.054 Re_p^{1/4}, 0.7 < Re_p < 16 \quad \dots\dots (6)$$

本解析で扱う多孔質体は、微細な粒子群で構成されているとし、単一粒子内の温度分布は無視する。しかし、その粒径はガスの平均自由行程に比べて十分大きいものと仮定する。

多孔質体の放射伝熱については多数の研究がある。本研究で用いる多孔質体は、光学的に半透過性であり、アルベドが大きく散乱の指向性も高いために等方散乱の仮定は導入しにくい。Mengucら⁽¹⁴⁾は、放射伝熱の諸種の近似解法を厳密解と比較し、二流束(Shuster-Schwarzschild)近似が比較的良好な近似結果を与えることを明らかにしている。一般に、物質の散乱吸収特性は強い波長依存性を示すが、本報では解析を容易にするために、多孔質体は灰色体であると仮定する。以上のことから、前方放射熱流束 q^+ と後方放射熱流束 q^- は次式で近似される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{dq^+}{d\tau} &= -(1-f\omega_0)q^+ + \omega_0 b q^- \\ &\quad + n_a^2(1-\omega_0)\sigma T_s^4 \\ -\frac{1}{2} \frac{dq^-}{d\tau} &= -(1-f\omega_0)q^- + \omega_0 b q^+ \\ &\quad + n_a^2(1-\omega_0)\sigma T_s^4 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (7)$$

ここで、式(7)中の屈折率 n_a は、多孔質体のように非均質媒体の場合には特別な扱いをする必要がある。本報では、前報⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾と同様に、次式で表されるMaxwell-Garnettが提示した⁽¹⁵⁾有効屈折率を使用する。

$$n_a^2 = n_g^2 \left[\frac{n_s^2 + 2n_g^2 + 2(1-\phi)(n_s^2 - n_g^2)}{n_s^2 + 2n_g^2 - 2(1-\phi)(n_s^2 + n_g^2)} \right] \quad \dots\dots (8)$$

ここで、 n_s と n_g は固体とガスの屈折率である。式(3)と式(7)は、次式によって関係づけられる。

$$\frac{\partial q_R}{\partial \tau} = 2(1-\omega_0)(-q^+ - q^- + 2n_a^2\sigma T_s^4) \quad \dots\dots (9)$$

ある時間 $t=0$ から多孔質層の前面($x=0$)に $E_1 = \sigma T_1^4$ の熱放射線が照射されると、この入射放射線の一部が反射され、大部分が多孔質層内に透過吸収される。したがって、 $x=0$ における放射熱流束の境界条件は、前報⁽¹⁰⁾と同様に次式で表される。

$$x=0 \text{ で } q^+ = \{\phi + \epsilon_s(1-\phi)\}E_1 \quad \dots\dots (10)$$

高温環境にさらされる多孔質体の表面は、一般に対流による熱伝達を考えなければならない。特に、ロケットノズルや再突入時の宇宙往還機表面ではかなり大きな対流熱流束 q_∞ を受ける⁽¹⁶⁾。しみだし冷却の既存の

研究の多くは固体表面とガスの温度が等しいとしているが、本報のように固体表面が強い熱放射線にさらされる場合、固体・ガス間に大きな温度差を生じる⁽¹⁰⁾ために、その熱伝達率の規定は難しい。そこで本報では、以下に示す二つの極限状態における境界条件を考える。

境界条件(1)(以下 BC 1 と略記する)：入射放射線のみを考慮して対流伝熱は無視する。

境界条件(2)(以下 BC 2 と略記する)：対流熱伝達が非常に大きく、固体表面は前面の特性温度 T_1 に等しい。

上記の境界条件は、次式で表される。

$x=0$ で

$$\left. \begin{aligned} -k_m \frac{\partial T_s}{\partial x} &= (1-\phi)\epsilon_s \sigma [T_1^4 - T_s^4(0)] : \text{BC1} \\ T_s &= T_1 : \text{BC2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

前報⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾と異なり、本報では厚さ無限大の一次元モデルを考えている。 $x=\infty$ において、ガス温度と固体温度は等しく、放射熱流束も平衡状態にあるから、 $x=\infty$ における境界条件は次式となる。

$$x=\infty \text{ で } T_s = T_g = T_2, q^- = E_2 \quad \dots\dots\dots (12)$$

初期条件は次式で表される。

$$t=0 \text{ で } T_s = T_g = T_2, q^- = q^+ = E_2 \quad \dots\dots\dots (13)$$

4. 無次元方程式と数値解法

本報の熱放射・対流・伝導複合伝熱モデルでは、多孔質内の固体温度とガス温度が大きく変化し、また、前面に強力な ($E_1 > 1 \text{ MW/m}^2$) 熱放射線の照射を受ける。一方、本モデルは前報と異なり、多孔質層厚さが半無限大であるため、層の厚さを基本長さとしてすることができない。以上のことから考慮して、減衰率の逆数 $1/\sigma_e$ を基本長さとし、 T_1, T_2, E_1, E_2 を用いた、次式の無次元量を導入する。

$$\left. \begin{aligned} \theta_s &= (T_s - T_2)/(T_1 - T_2), \\ \theta_g &= (T_g - T_2)/(T_1 - T_2), \\ Q^+ &= q^+/(E_1 - E_2), Q^- = q^-/(E_1 - E_2), \\ t^* &= \frac{t(E_1 - E_2)\sigma_e}{(1-\phi)\rho_s c_s}, E_b = \frac{\sigma T_s^4}{E_1 - E_2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

上式を用いると、式(2)、(3)、(7)、(9)は次式に書き換えられる。

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial t^*} = A_c \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial \tau^2} - \frac{\partial Q_R}{\partial \tau} + A_a \frac{\partial \theta_g}{\partial \tau} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial \tau} = -A_g(\theta_s - \theta_g) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{dQ^+}{d\tau} &= -(1-f\omega_0)Q^+ + \omega_0 b Q^- + (1-\omega_0)E_b \\ -\frac{1}{2} \frac{dQ^-}{d\tau} &= -(1-f\omega_0)Q^- + \omega_0 b Q^+ + (1-\omega_0)E_b \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{\partial Q_R}{\partial \tau} = 2(1-\omega_0)(-Q^+ - Q^- + 2E_b) \quad \dots\dots\dots (18)$$

式(15)、(16)中の A_c, A_a, A_g は、それぞれ放射伝熱に対する熱伝導(Conduction)・対流熱移動(Heat Advection)・対流伝熱(Gas Convection)の各パラメータで、次式で表される。

$$A_c = \frac{k_m \sigma_e (T_1 - T_2)}{E_1 - E_2} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$A_a = \frac{m_g c_{pg} (T_1 - T_2)}{E_1 - E_2} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$A_g = \frac{6(1-\phi)Nu_p}{\sigma_e d_p Pr Re_p} \quad \dots\dots\dots (21)$$

式(14)の無次元化を行うことによって、境界条件式(10)～(12)と初期条件式(13)は次式となる。

$$\tau=0 \text{ で } Q^+ = \frac{\{\phi + \epsilon_s(1-\phi)\}E_1}{E_1 - E_2} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$\tau=0$ で

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} &= \frac{(1-\phi)\epsilon_s \sigma [T_1^4 - T_s^4(0)]}{k_m (T_1 - T_2) \sigma_e} : \text{BC 1} \\ \theta_s &= 1 : \text{BC 2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\tau=\infty \text{ で } \theta_s = \theta_g = Q^- = 0 \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$t=0 \text{ で } \theta_s = \theta_g = Q^- = Q^+ = 0 \quad \dots\dots\dots (25)$$

上記の問題は、式(15)に非線形項を含んだ連立微分方程式となる。本問題は、不等間隔格子点を用いた差分法によって、式(15)～(17)を順次反復し、各時間における収束解を求める手法を採用した。計算手法の詳細については、既報⁽¹⁷⁾を参照されたい。ただし本解析では、計算領域が半無限であるので、計算用格子点の間隔は時間とともに増大し、 $\tau=\infty$ における境界条件を満足するようにした。

5. 結果と考察

多孔質体の放射物性については、黒崎らの研究⁽¹⁸⁾をはじめ数多くの研究がある。しかしながら、本研究で用いる高耐熱性の多孔質体の熱物性値と放射物性値について、相方を計測したデータは少ない。本報では、前報と同様に Matthews らが計測した結果に基づくジルコニア多孔質体の熱・放射物性値⁽²⁾を用いることにする。その物性値を表1に示す。ここで、空げき率と等価粒子直径は仮定された値である。

数値計算は、前面の特性温度 T_1 を 3000 K、背面の

温度 T_2 を 300 K として行った。このときの入射放射熱流束は、 4.6 MW/m^2 にのぼる。作動ガスは、前報で⁽¹⁾最も良好な熱遮断性能を示した水素ガスを選んだ。液体ロケットエンジンの冷却では、燃料の水素を作動ガスとしてそのまま使うことができる点でも有利であろう。前報⁽¹⁾の解析によると、対流熱移動パラメータ A_a が熱遮断に重要な役割を果たしており、 $2 > A_a > 1$ 程度で良好な断熱特性が得られることが明らかとなっている。したがって、本報では A_a が、2.0, 1.0, 0.5, 0.2 となるように質量速度を選び、数値計算を行った。表 2 は、本計算条件における無次元パラメ

ータの値と、有次元量を示している。

5・1 熱浸透深さの非定常特性 高熱負荷下における熱遮断で、必要断熱層厚さは重要な指標である。そこで、本報では、熱が浸透する程度を表すパラメータとして、多孔質固体の無次元温度が 10 % と 1 % となる層深さまたは光学厚さをもって、次式に示す熱浸透深さを定義する。

$$\left. \begin{aligned} x = x_{p1}, \tau = \tau_{p1} \text{ で } \theta_s = 0.1 \\ x = x_{p2}, \tau = \tau_{p2} \text{ で } \theta_s = 0.01 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

図 2 (a), (b) は、熱浸透深さの非定常変化を種々の A_a について示したものである。図 2 中には、ガスを透過しない従来形の断熱層 ($A_a = 0$) と熱伝導のみの解

表 1 供試多孔質体の熱・放射物性

Thermophysical Properties	
$c_s = 1.75 \times 10^3 \text{ [J/kg} \cdot \text{K]}$	$\rho_s = 5.6 \times 10^3 \text{ [kg/m}^3]$
$k_m = 7.0 \times 10^{-2} \text{ [W/m} \cdot \text{K]}$	$d_p = 10^{-4} \text{ [m]}$
$\phi = 0.9$	
Radiation Properties	
$\sigma_e = 8.969 \times 10^3 \text{ [m}^{-1}]$	$b = 0.2506$
$n_s = 1.6$	$n_g = 1.0$
$\omega_0 = 0.99$	$\epsilon_s = 0.35$

表 2 計算条件における無次元数と有次元量

$A_c =$	0.369			
$A_a =$	2.0	1.0	0.5	0.2
$A_g =$	0.085	0.061	0.044	0.028
$m_g =$	0.238	0.119	0.059	0.024
				$[kg/m^2 s]$
$t^* =$	1		$\tau =$	1
$t =$	6.4×10^{-2} [s]		$r =$	0.11 [mm]
$T_1 =$	3000 [K]		$T_2 =$	300 [K]
$E_1 =$	4.6 [MW/m ²]		$E_2 =$	460 [W/m ²]

図 2 熱浸透深さ τ_{p1} , τ_{p2} の非定常変化

析解[ただし境界条件(2)]も示してある。

加熱の初期段階ではガス透過の影響はほとんどなく、熱浸透深さは $A_a=0$ の場合と同様である。特に、BC 2 の場合における熱浸透深さは、熱伝導のみの解に漸近している。また、この領域では前面の境界条件が熱浸透深さに大きく影響していることがわかる。

さらに時間が経過すると、熱放射による伝熱のために、熱伝導のみの場合に比べて熱浸透深さ τ_p が急激に増大する。やがて、ガスを透過させた場合には、熱浸透深さの発達は停止し、定常の熱浸透深さが存在する。熱伝導のみの場合や、伝導・放射モデル ($A_a=0$) ではこのような定常状態が存在せず、時間の経過とともに τ_p が増大する。このように τ_p が有限値に収束することが、ガスを透過する本報の能動熱遮断の大きな特長の一つである。

また図 2 を見ると境界条件の差異は、加熱のごく初期を除いてほとんど熱浸透深さに影響を与えないことがわかる。これは、本解析で用いた多孔質体の減衰係数 σ_e が大きく、熱浸透深さ τ_{p1} , τ_{p2} における光学厚さが大きいことが原因である。図 2 中には、BC 1 の場合に τ_p が定常値の 99 % に達したときを●で示しているが、 τ_{p1} に比べて τ_{p2} のほうが A_a の変化に対する影響

を強く受けることがわかる。

5.2 層表面の温度と熱流束の非定常変化

図 3 は、BC 1 における多孔質層表面温度の時間変化を、 A_a を種々変えて示したものである。加熱の初期段階では、図 2 と同様にガス透過による影響は少なく、表面温度の変化は A_a によらず一様であるが、時間の経過とともに $\theta_s(0)$ は定常値となる。しかし、熱浸透深さの場合と異なり、 $A_a=0$ でも $\theta_s(0)$ は定常値が存在する。図 3 中、●は定常温度の 99 % に達した時間を示しているが、図 2 (b) の場合ほど A_a の影響を強く受けていないことがわかる。

図 4 は前面におけるガス温度 $\theta_g(0)$ の時間変化を境界条件と A_a を種々変えて示したものである。図 3 の場合と同様に、ガス温度は時間とともに増大しやがて定常になるが、その値は、表面の境界条件の影響を強く受け、BC 2 のほうが BC 1 に比べてかなり大きくなる。特にその差異は、 A_a が大きいときに顕著である。これは、層表面近傍の固体温度分布 $\theta_s(\tau)$ が、境界条件によって大きく異なるためである。

図 5 は、層表面における次式で定義の無次元総括熱流束 $Q_t(0)$ の時間変化を、BC 1 の場合について示したものである。

$$\tau=0 \text{ で } Q_t(0) = -A_c \frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} + Q_r - A_a \theta_g \quad \cdots (27)$$

無次元時間 t^* が小さいときには、固体・ガス温度ともに低いために、表面の熱流束は、放射熱流束のみとなり、ガス流束によらず一定値を取る。しかし、時間の経過とともに $Q_t(0)$ は急激に減少してついに零となる。

図 2 を見ると明らかなように、熱浸透深さは $A_a=2$ で $x_{p2}=2.4\text{mm}$ と、きわめて薄いことから、このごく薄い層内で $T_1=3\,000\text{K}$ の熱放射線を完全に遮断し、裏面を常温で保ちつつ、かつ熱漏えいを完全に零にすることができる。従来の断熱技術では、高温側からの熱漏えいは避けられない。しかし、本報の能動熱遮断

図 3 層表面における固体温度の非定常変化
[境界条件(1)の場合]

図 4 層表面における噴出ガス温度の非定常変化

図 5 層表面における無次元熱流束の非定常変化
[境界条件(1)の場合]

では、多孔質体が吸収した熱は層内を逆流するガスによって効率よく冷却され、かつ熱を対流熱移動で逆流させることによって、熱漏えいを完全に遮断することができる。図5から明らかなように、 A_a が大きいほど $Q_i(0)$ が零となる時間が短いことがわかる。

5.3 非定常温度分布の変化 図6(a)～(c)は、層内固体温度 T_s [K]の非定常変化を三次元表示したものである。図6(a)、(b)は、 $A_a=1$ でBC 1とBC 2の境界条件の場合の固体温度 T_s [K]を層表面からの距離 x [mm]と加熱時間 t [s]を軸に表したものである。比較のために、BC 1でガスを透過しない場合の固体温度の変化を図6(c)に示している。また図6中には、熱浸透深さ x_{p1} 、 x_{p2} の変化を一点鎖線で表し、●で定常値の99%に達した時間を示している。

(a) 能動熱遮断層内の固体温度分布の非定常変化
[境界条件(2)の場合、 $A_a=1.0$]

(b) 能動熱遮断層内の固体温度分布の非定常変化
[境界条件(1)の場合、 $A_a=1.0$]

(c) ガスを透過しない場合の層内固体温度分布の非定常変化
[境界条件(1)の場合、 $A_a=0$]

図 6

図6(a)、(b)を比較すると、両者は前面の境界条件が全く異なるにもかかわらず、層表面ごく近傍を除いてほぼ等しい温度分布を示していることがわかる。

図6(a)、(b)ともに x_{p1} 、 x_{p2} はそれぞれ1.6、3.2 mmであり、きわめて薄い層厚さで熱遮断が達成されているのがわかる。また、その温度分布は、5 s以下で定常状態に達し、それ以後熱浸透深さは発達しない。

一方、図6(c)に示すガスを透過しない従来形の多孔質断熱層内の温度変化は、図6(a)、(b)のガスを透過する能動熱遮断と大きく異なり、時間の経過とともに熱浸透深さが急激に増大する。その値は、 $t=100$ sで $x_{p1}=9.3$ 、 $x_{p2}=12.5$ mmに発達している。

6. 結 言

光学的に半透過性で微細構造を有する繊維の集合体や多孔質体層に、低温のガスを裏面から透過させる能動熱遮断について、半無限厚さの多孔質層を考え、その熱放射・対流・伝導・非定常複合伝熱モデルの定式化と数値解析を行った。多孔質層の前面の特性温度を3000 Kとし、裏面を300 Kとして水素ガスを透過ガスとして用いた数値例から、能動熱遮断における熱浸透深さや局所熱流束、層内温度分布の非定常特性を明らかにした。得られた結果は下記のとおりである。

(1) 熱浸透深さは、加熱の初期段階ではガス透過の影響がほとんどないが、時間が経過すると、ガスを透過させた場合には、熱浸透深さの発達は停止し、定常の熱浸透深さが存在する。熱伝導のみの場合や、伝導・放射モデルではこのような定常状態が存在せず、

時間の経過とともに熱浸透深さが発達する。層表面の境界条件は、加熱のごく初期段階を除いて、熱浸透深さに影響を与えない。

(2) 無次元時間 t^* が小さいときには、層表面の熱流束は、放射熱流束のみとなり、ガス流速によらず一定値をとる。しかし、ガスを透過する本報の能動熱遮断では、ごく短時間で表面の熱流束が急激に減少し、多孔質体内全域で総括熱流束が零になる。つまり、本能動熱遮断では、きわめて薄い断熱層内で高温の熱放射線を遮断し、裏面を常温に保ち、かつ熱漏えいを零にすることができる。

(3) 本報の能動熱遮断では、層表面の境界条件が異なっても、層表面ごく近傍を除いてほぼ等しい温度分布を示し、ガス質量速度 $0.12\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ で熱浸透深さは 3.2mm と、きわめて薄い層厚さで熱遮断が達成される。また、その温度分布は、 5 s 以下で定常状態に達し、それ以後熱浸透深さは発達しない。

文 献

- (1) Sutton, G. P., ほか 2 名, *Aero. Astro.*, 4-1(1966), 60.
- (2) Matthews, L. K., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Solar Energy Eng.*, 107 1(1985), 29.
- (3) Hartnett, J. P., *Handbook of Heat Transfer Applications*, 2nd. Ed., 1-1(1985), McGraw Hill.
- (4) 矢野・ほか 2 名, 第 25 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 2 (1988), 187.
- (5) Matthews, L. K., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 27-4(1984), 487.
- (6) 越後, 機論, 48-435, B(1982), 2135.
- (7) 越後・ほか 3 名, 機論, 51-464, B (1985), 1297.
- (8) 相原・ほか 2 名, 東北大学高速力学研究所報告, 61-488(1989), 29.
- (9) Flamant, T., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 110-2(1988), 463.
- (10) Maruyama, S., ほか 2 名, *AIAA J. Thermo. Heat Transf.*, 3(1989), 389.
- (11) Maruyama, S., ほか 2 名, *Int. J. Heat Fluid Flow*, (掲載予定).
- (12) Wakao, N., ほか 2 名, *Chem. Eng. Sci.*, 34-3(1979), 325.
- (13) Huber, M. L. and Jones, M. C., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 31-4(1988), 843.
- (14) Menguc, M. P. and Viskanta, R., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 29-5(1983), 381.
- (15) Reiss, H., *Radiative Transfer in Nontransparent Dispersed Media*, (1988), 136, Springer-Verlag.
- (16) Moss, J. N., ほか 2 名, AIAA 26th Aerospace Science Meeting, *AIAA Paper*, No. 88-0081(1988).
- (17) Maruyama, S., ほか 2 名, AIAA 27th Aerospace Science Meeting, *AIAA Paper*, No. 89-0605(1989).
- (18) Kurosaki, Y., ほか 3 名, *Proc. ASME/JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, 4(1987), 319.