放射・伝導複合伝熱下にある水蒸気の非定常
昇温過程に及ぼす狭域内非一様性の影響*岡本達幸^{*1}, 森宗厚吏^{*2}
田中友啓^{*2}, 高城敏美^{*1}Effect of Narrow Band Nonuniformity on Unsteady Heat Up of
Water vapor under Radiation-Conduction Combined Heat TransferTatsuyuki ONAMOTO^{*3}, Atsushi MORIMUNE,
Tomohiro TANAKA and Toshimi TAKAGI^{*3} Osaka University, Dept. of Mechanophysics Engineering,
2-1, Yamada-oka, Suita, Osaka, 565-0871 Japan

Effect of narrow band nonuniformity on unsteady heat up of water vapor under radiation-conduction combined heat transfer is examined by comparing the results of numerical simulations with and without incorporation of narrow band nonuniformity. Results of examination exhibited that the contribution of radiative heat transfer to the heat up rate of water vapor may be overestimated up to almost twice, if the narrow band nonuniformity effects is neglected. Separate analyses of radiative energy attributed to wall emission and gas emission clarified that the absorption of wall emission is overestimated and, on the contrary, the absorption of radiation energy emitted by water vapor itself is underestimated if the narrow band nonuniformity is neglected. It is also clarified that the negligence of the narrow band nonuniformity give rise to severe error in the estimation of absorption rate of wall and gas emission even in the case where the negligence of narrow band nonuniformity bring little change to the temperature distribution.

Key Words: Radiation-Conduction Combined Heat Transfer, Unsteady Heat Up, Infrared-Active Gas, Narrow Band Nonuniformity, Radiation Energy Absorption, Temperature Distribution

1. まえがき

ガス分子の吸収係数スペクトルは激しく変化するため、単一灰色ガスの仮定では無理があることが古くから認識されている。このように不均一な吸収係数スペクトルを有する赤外活性ガスの放射特性を簡便に表現するために、幾つものバンドモデルが提案されており、多くの著書にまとめて記述されている^{(1)~(7)}。

バンドモデルを利用して放射伝熱計算を行なうに際しては、各吸収バンドの占める波数帯域を適当な数の狭域バンドに分割し、狭域バンド毎に、広域バンドモデルを用いて狭域平均吸収係数の空間分布を求め、放射伝熱計算を行なう。各狭域バンドでの放射伝熱計算において、狭域内の吸収係数の非一様性を考慮する必要があるかどうかは、温度、分圧、全圧などで決まる各吸収バンドの特性に依存する。高圧下では吸収線の衝突広がりが大きくなり狭域内非一様性は薄れるが、前報⁽⁸⁾で、燃焼場の主たる赤外活性化学種である CO₂

および H₂O について検討を行い、大気圧下でも狭域内非一様性を無視すれば、放射率の評価においてかなり大きな誤差が生じることを指摘し、放射伝熱計算においても狭域内非一様性を無視すれば大きな誤差をもたらすであろうと推定した。

本報では、2枚の無限平行平板間であって、放射・伝導複合伝熱を受ける水蒸気の非定常昇温過程に着目し、吸収係数の狭域内非一様性を無視した場合と考慮した場合の両方について計算を行い、それらの計算結果を比較することによって、狭域内非一様性を無視することが昇温過程の数値シミュレーションに及ぼす影響を検討する。さらに、昇温の駆動力の一つである放射エネルギーの吸収に関して、壁面起源の放射エネルギーと水蒸気起源の放射エネルギーとに区別して狭域内非一様性の影響を検討する。

なお、吸収係数の狭域内非一様性を考慮した計算を行う場合については、前報⁽⁸⁾で述べた非等温場で狭域内非一様性を扱う方法を適用する。

2. 計算対象と基礎式

図1に本報で取り扱う場を模式的に示す。2枚の無

* 原稿受付 1998年8月12日。

^{*1} 正員, 大阪大学大学院工学研究科(〒565-0871 吹田市山田丘2-1)。^{*2} 大阪大学大学院。

E-mail: okamoto@mech.eng.osaka-u.ac.jp

限平行平板の間に満たされた水蒸気が放射・伝導複合伝熱のもとで非定常昇温する過程を対象とする。2枚の平行平板の一方は一定速度で動いており、平板間には安定な Couette 流が形成されているため、自然対流や二次流れの影響は無視できると仮定する。また、熱膨張の結果生じる平板に垂直な方向の水蒸気の移動と圧力上昇も無視する。

以上の仮定を置いたうえで、両壁面が乱射性、乱反射性の場合を考えると、対象とする場は1次元方程式で記述できることになる。図1のように、カーティアン座標系の y 軸を平板面に垂直な方向に向けると、エネルギー方程式は次のように書ける。

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \lambda(y) \frac{\partial T(y)}{\partial y} \right\} + Q_R(y) \cdots \cdots (1)$$

ここで、

ρ : 水蒸気の密度

C_p : 水蒸気の比熱

λ : 水蒸気の熱伝導率

T : 温度

Q_R : 単位時間・単位体積当たりの正味の放射エネルギー吸収量

(正味の吸収量と記述した場合は、吸収量から放射量を差し引いたものを指す)

昇温が始まる前の初期状態においては、2枚の平板はともに 2000K で、平板間の水蒸気も含めて熱平衡状態にある。そして、ある瞬間に片側あるいは両側の平板の温度が突然ステップ関数状に 2400K まで上昇し、それ以降その温度を維持する。壁面の温度上昇に伴って、水蒸気は放射・伝導複合伝熱のもとで非定常加熱される。計算条件は以下の通りである。

平板間の距離 : $D = 0.1 \text{ m}$

水蒸気の圧力 : $p = 0.15 \text{ atm}$

壁面の放射率 : $\varepsilon_{w1} = \varepsilon_{w2} = 1 \text{ or } 0.15$

3. 計算法

Fig.1 Field under Consideration

3.1 エネルギー方程式の計算法 支配方程式であるエネルギー方程式(1)の離散化に際して、2枚の平行平板の間にある水蒸気部分を、板面に平行に L 個の同じ厚さの薄層に分割し、各薄層の厚み中央に計算点を配置する。既知となっている時間ステップでの温度分布から次の時間ステップでの温度分布を求めるには、以下に示す手順を温度分布が収束するまで反復する。

1) 最新の反復で更新された温度分布をもとに、単位時間・単位体積当たりの正味の放射エネルギー吸収量 Q_R を求める。

2) 最新の反復で更新した温度分布をもとに、CHEMKIN コードで算出した水蒸気の密度、熱伝導率および比熱の局所値を使って、エネルギー方程式(1)を差分化した方程式の係数を決定する。

3) 差分方程式を解いて、温度分布を更新する。

エネルギー式(1)を差分化するに際して、時間進行の方法は完全陰解法とした。尚、本報では平板間の分割数 L は 50 とした。

3.2 正味の放射エネルギー吸収量 Q_R の計算法 放射エネルギーの散乱はないとすると、 y 軸正方向からの偏角 θ の方向に進む放射エネルギーの放射強度 I は、位置座標 y 、偏角 θ 及び波数 η の関数であり、その支配方程式は次式のようになる。

$$\frac{\partial I(y, \theta, \eta)}{\partial y} = \frac{\kappa(y, \eta)}{\cos \theta} \{ I_B(y, \eta) - I(y, \theta, \eta) \} \cdots \cdots (2)$$

$\kappa(y, \eta)$ 及び $I_B(y, \eta)$ は、それぞれ位置 y での単色吸収係数および単色黒体放射強度である。

昇温に対する水蒸気起源の放射エネルギーと壁面起源の放射エネルギーの寄与を区別するために、別々に離散化方程式にする。前述の薄層のうち、 y 軸負側の平板に最も近いほうから数えて第 l 層 ($1 \leq l \leq L$) の正側の界面を第 l 界面と番号付けし、その界面での単色放射強度を $I(l, \theta, \eta)$ とし、離散化方程式に書き直す。まず、水蒸気起源の放射に関連する単色放射強度については次のようになる。

$$I_g^+(l, \theta, \eta) = I_g^+(l-1, \theta, \eta) \cdot \exp\{-\kappa(l, \eta) \cdot \Delta y / \cos \theta\} + (\Delta I_g)_{emit} - (\Delta I_g)_{abs}, \quad (0 < \theta < \pi/2) \cdots \cdots (3)$$

$$I_g^-(l-1, \theta, \eta) = I_g^-(l, \theta, \eta) \cdot \exp\{-\kappa(l, \eta) \cdot \Delta y / \cos \theta\} + (\Delta I_g)_{emit} - (\Delta I_g)_{abs}, \quad (\pi/2 < \theta < \pi) \cdots \cdots (4)$$

式中の Δy は薄層の厚さである。式(3)および(4)の2行目に現れる2種類の項は次のように書かれる。

$$\begin{aligned} (\Delta I_g)_{emit} &= I_B(l, \eta) \cdot \kappa(l, \eta) \cdot \Delta y / \cos \theta \\ (\Delta I_g)_{abs} &= I_B(l, \eta) \cdot \kappa(l, \eta) \cdot \Delta y / \cos \theta \\ &\quad - I_B(l, \eta) \cdot [1 - \exp\{-\kappa(l, \eta) \cdot \Delta y / \cos \theta\}] \end{aligned}$$

但し、上式中の黒体の単色放射強度 $I_B(l, \eta)$ と式(3)および(4)に現れる吸収係数 $\kappa(l, \eta)$ は第 l 層の中央で評価する。離散化方程式(3)および(4)は、次の境界条件の下で解かれる。

$$I_g^+(l=0, \theta, \eta) = 0, \quad I_g^-(l=L, \theta, \eta) = 0 \quad \cdots \cdots (5)$$

一方、壁面起源の放射エネルギーに関しては、次のような離散化方程式が導かれる。

($0 < \theta < \pi/2$) 場合

$$I_w^+(l, \theta, \eta) = I_w^+(l-1, \theta, \eta) \cdot \exp\{-\kappa(l, \eta) \cdot \Delta y / \cos \theta\} \quad \cdots (6)$$

($\pi/2 < \theta < \pi$) の場合

$$I_w^-(l-1, \theta, \eta) = I_w^-(l, \theta, \eta) \cdot \exp\{-\kappa(l, \eta) \cdot \Delta y / |\cos \theta|\} \quad \cdots (7)$$

式(6)および(7)は次の境界条件の下で解かれる。

$$\begin{aligned} I_w^+(l=0, \theta, \eta) &= \varepsilon_{w1} \cdot I_B(T_{w1}, \eta), \\ I_w^-(l=L, \theta, \eta) &= \varepsilon_{w2} \cdot I_B(T_{w2}, \eta) \quad \cdots \cdots (8) \end{aligned}$$

壁面の放射率が1でない場合には、放射エネルギーの一部は反射を繰り返すが、その様子は等比級数で表現できることを利用して、壁面での壁面起源の放射エネルギーの射度並びに水蒸気起源の放射エネルギーの射度を求め、式(5)、式(8)を変更すればよい。

式(3)、(4)を解いて、各偏角方向の単色放射強度の分布が求まれば、各薄層での単位体積・単位時間・単位波数幅当たりの水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量は次式で計算する。

$$\begin{aligned} Q_{AG}(l, \eta) &= \frac{\pi}{\Delta y} \sum_{m=1}^M (\sin^2 \theta_m^+ - \sin^2 \theta_m^-) \cdot \Delta I_g^+(l, \theta_m, \eta) \\ &+ \frac{\pi}{\Delta y} \sum_{k=1}^K (\sin^2 \theta_k^- - \sin^2 \theta_k^+) \cdot \Delta I_g^-(l, \theta_k, \eta) \quad \cdots \cdots (9) \end{aligned}$$

ここで、 M は ($0 \leq \theta \leq \pi/2$) の範囲内、 K は ($\pi/2 \leq \theta \leq \pi$) の範囲内での偏角方向の分割数であり、本報ではともに18とした。前者の偏角範囲内の m 番目、後者の偏角範囲内の k 番目の部分偏角領域の下限、上限、代表偏角が

$$\begin{aligned} \theta_m^- &= \frac{(m-1)\pi}{2M}, \quad \theta_m^+ = \frac{m\pi}{2M}, \quad \theta_m = \frac{\theta_m^- + \theta_m^+}{2} \\ \theta_k^- &= \frac{(K+k-1)\pi}{2K}, \quad \theta_k^+ = \frac{(K+k)\pi}{2K}, \quad \theta_k = \frac{\theta_k^- + \theta_k^+}{2} \end{aligned}$$

である。式中の ΔI_g^+ と ΔI_g^- については、第 l 層への入射エネルギーの吸収分に、第 l 層内の水蒸気分子から放射されたエネルギーの中で、第 l 層を出る前に他の水蒸気分子に吸収される分に相当する $(\Delta I_g)_{abs}$ を加える。例えば、 ΔI_g^+ については次式で与えられる。

$$\Delta I_g^+(l, \theta, \eta) = I_g^+(l-1, \theta, \eta) [1 - \exp\{-\kappa(l, \eta) \cdot \Delta y / \cos \theta\}]$$

$$+ (\Delta I_g)_{abs} \quad \cdots \cdots (10)$$

次に、各薄層での単位体積・単位時間・単位波数幅当たりの壁面起源の放射エネルギーの吸収量は次式で計算する。

$$\begin{aligned} Q_{AW}(l, \eta) &= \frac{\pi}{\Delta y} \sum_{m=1}^M (\sin^2 \theta_m^+ - \sin^2 \theta_m^-) \cdot \Delta I_w^+(l, \theta_m, \eta) \\ &+ \frac{\pi}{\Delta y} \sum_{k=1}^K (\sin^2 \theta_k^- - \sin^2 \theta_k^+) \cdot \Delta I_w^-(l, \theta_k, \eta) \quad \cdots \cdots (11) \end{aligned}$$

ΔI_w^+ と ΔI_w^- については、第 l 層の入口と出口での放射強度の差をとればよいので、例えば ΔI_w^+ については、

$$\Delta I_w^+(l, \theta, \eta) = I_g^+(l-1, \theta, \eta) - I_g^+(l, \theta, \eta) \quad \cdots \cdots (12)$$

となる。

各薄層での単位体積・単位時間・単位波数幅当たりの正味の放射エネルギー吸収量 $Q_R(l, \eta)$ は式(9)および式(11)によって計算される吸収量から放射量を差し引いて、次式で計算する。

$$\begin{aligned} Q_R(l, \eta) &= Q_{AG}(l, \eta) + Q_{AW}(l, \eta) - 4\pi \cdot \kappa(l, \eta) \cdot I_B(l, \eta) \\ &\quad \cdots \cdots (13) \end{aligned}$$

狭域内非一様性を無視する場合には、各狭域にこの手法を適用して、各狭域での正味の放射エネルギー吸収量の分布を足し合わせて全波数域での正味の放射エネルギー吸収量の分布を求める。狭域内の非一様性を考慮する場合には、前報^⑥で述べた方法で狭域を適当な数 (N とする) の狭域内グループに分割し、各グループが狭域の帯域幅の $1/N$ を受け持つ。各グループ毎に上で述べた手法を適用し、受け持つ帯域幅での正味の放射エネルギー吸収量の分布を求め、全波数域に渡って各グループでの正味の放射エネルギー吸収量の分布を足し合わせて、正味の放射エネルギー吸収量の分布を求める。尚、本報では広域バンドモデルには Edwards の指数型モデル^⑨を、狭域バンドモデルには Elsasser モデル^⑩を採用した。

4. 結果 及 び 検 討

4.1 両側加熱の場合 まず、初めに水蒸気を挟んでいる両方の壁の温度が同時に引き上げられ、水蒸気が両側から加熱される場合について検討を行う。初期状態においては、両側の壁、水蒸気ともに 2000K であり、ある瞬間に両側の壁の温度がステップ関数状に 2400K に引き上げられ、以降その温度を維持して水蒸気を加熱する。図 2 は両側の壁面の放射率が 0.15 である場合について、加熱開始後 0.05 秒と 0.1 秒の時点における温度分布の計算結果を示したものである。図 3 は両側の壁面の放射率が 1.0 である場合について、加

熱開始後 0.05 秒の時点での温度分布の計算結果である。図 2 と図 3 では、壁面の放射率が異なる点を除けば、他の条件は同じであり、図 1 の説明の際に示された通りである。

(a) Time = 0.05 sec

(b) Time = 0.1 sec

Fig.2 Comparison between temperature distributions with and without incorporation of narrow band nonuniformity (Heating from both sides, wall emissivity = 0.15)

Fig.3 Comparison between temperature distributions with and without incorporation of narrow band nonuniformity (Heating from both sides, wall emissivity = 1.0, Time=0.05sec)

図 2 および図 3 に含まれるいずれの図においても、●のプロットは吸収係数の狭域内非一様性を無視した計算で得られた温度分布であり、△のプロットは狭域内非一様性を考慮した計算で得られた温度分布である。また、破線で示しているのは、放射による伝熱を全く無視した計算から得られた温度分布である。

ここで、水蒸気が満たされている平板間の隙間の中央における温度上昇幅に着目する。△で示される温度と破線で示される温度との差は、温度上昇幅のうち、狭域内非一様性を考慮して適正に評価された放射伝熱の寄与分と解釈できるものである。一方、●で示される温度と破線で示される温度との差は、やはり温度上昇幅のうちの放射伝熱の寄与分ではあるが、狭域内非一様性を無視した結果として歪められた不適正な評価ということになる。図 4(a)に示した加熱開始後 0.05 秒の時点では、狭域内非一様性を無視することで、中央部の温度上昇に対する放射伝熱の寄与をおよそ 2 倍に過大評価している。また、この時点では、伝導伝熱

(a) Absorption of wall emission

(b) Absorption of water vapor emission

Fig.4 Comparison between distributions of radiative energy absorption rate with and without incorporation of narrow band nonuniformity (Heating from both sides, wall emissivity = 0.15)

による中央部の昇温は僅かであり、2000K から測った昇温幅全体に対する過大評価の割合も 2 倍に近いものになっている。図 4 (b) に示した加熱開始後 0.1 秒の時点では、昇温幅への放射伝熱の寄与の過大評価の割合は 0.05 秒の時点よりも低下している。また、昇温幅への伝導伝熱の寄与が大きくなっているため、狭域内非一様性を無視したことによる誤差の昇温幅全体に対する割合も低下している。さらに、2400K で熱平衡に達したときには、吸収係数スペクトルに関係なく平坦な温度分布が現れるから、狭域内非一様性を無視したことによる昇温幅の評価誤差は、放射伝熱の寄与分に対する誤差率の観点からも、複合伝熱による昇温幅全体に対する誤差割合の観点からも、昇温過程の初期段階ほど顕著に現れることになる。

図 3 は壁面の放射率が 1.0 すなわち壁面が黒体面であるときの結果であるが、壁面放射率が 0.15 で同時刻の結果である図 2 (a) と比較すると、壁面が黒体である場合のほうが、狭域内非一様性を考慮したときの昇温

は幾分早い。また、狭域内非一様性を無視したことによる放射伝熱の寄与の過大評価の程度は低めになっている。

ところで、水蒸気の単位時間・単位体積当たりの放射エネルギーの放射量は狭域内非一様性を無視しても変わらないので、狭域内非一様性を無視することによって昇温速度の評価に差が現れるならば、放射エネルギーの吸収量の評価に影響が現れるからである。ここで、先に述べたように、壁面放射に起源を持つ放射エネルギーと、水蒸気の放射に起源を持つ放射エネルギーを区別して分析する。図 4 および図 5 はそれぞれの単位時間・単位体積当たりの吸収量の分布を示したものである。図 4 のほうが壁面放射率が 0.15 の場合であり、図 5 のほうが壁面が黒体面である場合である。時刻はいずれも加熱開始後 0.05 秒後であり、図 2(a) と図 3 の温度分布に対応する。

図 4 および図 5 から、壁面の放射率の高低に関わらず、狭域内非一様性を無視すると、壁面放射起源の放射エネルギーの吸収量は平板間の全域に渡って過大評価され、水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量は全域に渡って過小評価される傾向にあることが分かる。さらに、図 4、図 5 のいずれの場合とも、壁面放射起源の放射エネルギーの吸収量の過大評価分の大部分は、水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量の過小評価分で相殺されてしまい、その残りが狭域内非一様性を無視したときの昇温の過大評価を招いている。このことは、本報の条件では狭域内非一様性の無視は昇温速度の過大評価をもたらしたが、初期温度、壁温度あるいは壁面の放射能（ふく射能）スペクトルなどが変われば、容易に昇温速度の過小評価に転じる可能性が有ることを示唆している。したがって、注目すべきは評価誤差の大部分が相殺された結果現れる昇温速度の評価誤差ではなく、壁面放射起源の放射エネルギーと水蒸気起源の放射エネルギーの各々の吸収量評価に現れる狭域内非一様性の影響である。図 7 において、平板間の中央部に注目すると、狭域内非一様性を無視した場合には、壁面起源の放射エネルギーの吸収量が水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量の 5 倍にも評価される。しかし、狭域内非一様性を考慮した計算結果によると、両者はほぼ同じ程度である。

放射エネルギーの吸収量の過大評価や過小評価の原因を検討するために、狭域内で平均した放射エネルギーの透過率を典型的な 2 種類の狭域内入射エネルギースペクトルに対して計算する。ここでは、狭域には Elsasser モデルが適用できるものとする。固体壁面からの放射エネルギーを取り扱う場合のように、狭域内

(a) Absorption of wall emission

(b) Absorption of water vapor emission

Fig.5 Comparison between distributions of radiative energy absorption rate with and without incorporation of narrow band nonuniformity
(Heating from both sides, wall emissivity = 1.0)

Fig.6 Influence of line overlap parameter and incident spectrum pattern on the transmissivity averaged within a narrow band

での入射エネルギー・スペクトルが全く平坦である場合には、狭域平均透過率は

$$\tau_{\eta,nb} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp \left\{ - \left(\frac{S}{d} \right)_{\eta} \cdot \frac{X \sinh \beta_{\eta}}{\cosh \beta_{\eta} - \cos z} \right\} dz \cdots \cdots (14)$$

で与えられる。この結果を図6に破線で示している。

Line Overlap Parameter の値が小さいほど、すなわち、狭域内の非一様性が顕著であるほど狭域平均透過率は大きく、吸収されにくくなる。これに対して、赤外活性ガスからの放射エネルギーを同種の赤外活性ガス自身が吸収する場合、入射エネルギーの狭域内スペクトルパターンは吸収係数のスペクトルパターンと全く同じであるから、狭域平均透過率は

$$\tau_{\eta,nb} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sinh \beta_{\eta}}{\cosh \beta_{\eta} - \cos z} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{S}{d} \right)_{\eta} \cdot \frac{X \sinh \beta_{\eta}}{\cosh \beta_{\eta} - \cos z} \right\} dz \cdots \cdots (15)$$

で与えられる。この結果を図6に実線で示している。この場合、固体からの放射エネルギーを吸収する場合とは逆に、狭域内の非一様性が顕著であるほど、狭域平均透過率は小さく、吸収されやすくなる。線広がり と線間隔の比 γ/d の値が 0.03 より小さい状況は大気圧下の燃焼ガスに含まれる CO_2 や H_2O の吸収バンドでもしばしば見受けられるが、そのような場合に、狭域内の非一様性を無視すると、壁面放射起源の放射エネルギー並びにガス放射起源の放射エネルギーのいずれについても、ガス中での吸収量の評価にかなりの誤差がもたらされることになる。

ところで、ガス起源の放射エネルギーの狭域平均透過率を評価するに際して、式(15)を使う代わりに式(14)を使ったとすれば、本来図6の実線のようになる狭域平均透過率を破線で示されるものに置き換えることに

なり、狭域非一様性を全く無視した場合よりもひどい誤差をもたらす。

狭域バンド内での放射伝熱計算を行うに際して、狭域バンドモデルが代数式の形で与えてくれる狭域平均透過率を利用している例があるが、上述のように壁面起源の放射エネルギーとガス起源の放射エネルギーを区別して、各々に別々の狭域平均透過率を適用している例は見当たらない。暗黙の内にガス起源の放射エネルギーにも式(14)に相当する狭域平均透過率が適用されている。また、壁面での反射なども考慮するには、上述の二種類の入射エネルギーのスペクトルパターン以外の任意のスペクトルパターンに対して、狭域平均透過率が必要であるが、その様な定式化は無理である。前報で提案し、本報でも採用した計算法は、この不合理を取り除くために、狭域バンドをさらに複数の帯域に分割して計算を行うものであり、前報には、非等温場でその様な計算を行うための方法を提示している。

(a) Time = 0.1 sec

(b) Steady state

Fig.7 Comparison between temperature distributions with and without incorporation of narrow band nonuniformity (Heating from one side, wall emissivity = 0.15)

Fig.8 Comparison between distributions of net absorption rate of radiative energy at steady state with and without incorporation of narrow band nonuniformity
(Heating from one side, wall emissivity = 0.15)

(a) Absorption of wall emission

(b) Absorption of water vapor emission

Fig.9 Comparison between distributions of radiative energy absorption rate at steady state with and without incorporation of narrow band nonuniformity
(Heating from one side, wall emissivity = 0.15)

4.2 片側加熱場合 本節では、水蒸気を挟む2枚の平行平板のうち、一方だけが2000Kから2400Kにステップ関数状に昇温し、水蒸気が片側から加熱される

場合を取り扱う。ここでは、両壁面の放射率が0.15である場合に限定する。

図7は加熱開始後0.1秒後と、温度分布がほとんど定常に達した時点での温度分布の計算結果を示したものである。図3や4と同様、狭域内非一様性を考慮した場合と、無視した場合の温度分布に加えて、放射伝熱を全く無視した場合の温度分布も示している。狭域内非一様性を考慮した場合と無視した場合とでは、昇温速度が異なるため、図7(b)では異なる時刻での温度分布を示している。図中には、それぞれ表示している温度分布が得られた時刻を記入してある。

図より、昇温途上の加熱開始後0.1秒の時点においては、高温壁から0.02mの範囲では、狭域内非一様性を無視したことによる差はほとんどなく、それよりも低温壁に近づくにつれて差が拡大する。但し、低温壁面上では、温度が固定されているので差はない。放射伝熱の寄与分に相当する破線で示した温度との差は、図3、4の場合と同様にかなり過大評価されることが分かる。しかし、定常に達した時点での温度分布には僅かな差しか現れていない。

しかし、定常問題を扱う場合には狭域内非一様性を無視してもよいというわけではない。図8は殆ど定常になったとみなせる図7の温度分布が得られた時点での単位時間・単位体積当たりの放射エネルギーの正味の吸収量の分布を示したものである。これは壁面放射起源の放射エネルギーの吸収量と水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量を足し合わせ、そこから放射量を差し引いたものである。正味の放射エネルギー吸収量に関しては、狭域内非一様性を無視したことの影響は両壁面の近傍で最も顕著である。高温壁側では放熱、低温壁側では吸熱という違いはあるが、どちらにおいても放射エネルギーの正味の授受量を1.5倍以上に過大評価している。それにも関わらず、温度分布には図7に見られるようにほとんど差が現れ得ないのは、放射エネルギーの正味の吸収量の評価に差が現れる壁面直近では、壁面上で温度が固定される境界条件に拘束されて温度変化が現れにくいためである。

図7(b)に対応する壁面放射起源の放射エネルギーと水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量分布を示したのが図9である。この場合も、壁面放射起源の放射エネルギーの吸収量は狭域内非一様性を無視することによって過大評価され、水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量は過小評価される。過大あるいは過小評価の程度はとても無視できないものである。定常状態での温度分布にはほとんど差が現れないが、壁面放射とガス放射の寄与を別々に検討する際には、狭域内非一様性を

無視することはできない。

5. まとめ

本論文の内容をまとめると以下ようになる。

(1) 狭域内非一様性を無視すると、放射・伝導複合伝熱下で非定常加熱される水蒸気の昇温に対する放射の寄与を2倍にも過大評価する場合がある。また、過大評価の度合いは加熱の初期段階ほど著しい。

(2) 昇温の駆動力の一つである放射エネルギーの吸収のうち、壁面起源の放射エネルギーの吸収量は、狭域内非一様性を無視することによって過大評価され、水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量は、逆に過小評価される。したがって、狭域内非一様性を無視すると、各々の放射エネルギーの寄与割合の評価を大きく誤ることになる。

(3) 狭域内非一様性を無視した時の壁面起源の放射エネルギーの吸収量の過大評価分と、水蒸気起源の放射エネルギーの吸収量の過小評価分とは、その大部分が相殺されるにも関わらず、昇温速度の評価に無視できない誤差をもたらしている。

(4) 片側の壁面の温度のみを上げて、定常状態に達した時の温度分布には、狭域内非一様性を無視したことの影響は僅かにしか現れないが、放射エネルギーの吸収量の評価には大きな誤差が出ている。それにも関わ

らず温度分布に差が現れにくいのは、放射エネルギー吸収量評価の誤差が大きいのが、温度が固定されている壁面の直近の領域であるからである。

文 献

- (1) Hottel, H.C. and Sarofim, A.F., *Radiative Transfer*, (1967), McGraw-Hill.
- (2) Beer, J.M., *Heat Transfer in Flame*, (Ed., Afgan, N.H. and Beer, J.M.), (1974), 29-45, John Wiley.
- (3) Edwards, D.K., *Advances in Heat Transfer*, Vol.12, (1976), 115-193, Academic Press.
- (4) Brewster, M.Q., *Thermal Radiative Transfer and Properties*, (1992), John Wiley & Sons.
- (5) Modest, M.F., *Radiative Heat Transfer*, (1993), McGraw-Hill.
- (6) Goody, R.M. and Yung, Y.L., *Atmospheric Radiation Theoretical Basis*, 2nd ed. (1989), Oxford Univ. Press.
- (7) Elsasser, W.M., *Harvard Meteorological Series*, No.6, (1942), Harvard University.
- (8) 岡本・ほか3名, 機論, **65**-636, B (1999), 2777-2784.
- (9) Edwards, D.K., ほか3名, *ASME J. Heat Transfer*, **89** (1967), 219-229.