

ガリレオプローブ突入時の極超音速輻射流れ場の数値解析 Numerical Simulation of Hypersonic Radiating Flowfield for Galileo Probe Entry

下権谷祐児, 東北大院, 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 01, E-mail: yuji@cfm.mech.tohoku.ac.jp
 松山新吾, 東北大院, 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 01, E-mail: matsu@cfm.mech.tohoku.ac.jp
 澤田恵介, 東北大工, 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 01, E-mail: sawada@cfm.mech.tohoku.ac.jp
 Yuji Shimogonya, Dept. of Aeronautics and Space Engineering, Tohoku Univ., Sendai 980-8579, JAPAN
 Shingo Matsuyama, Dept. of Aeronautics and Space Engineering, Tohoku Univ., Sendai 980-8579, JAPAN
 Keisuke Sawada, Dept. of Aeronautics and Space Engineering, Tohoku Univ., Sendai 980-8579, JAPAN

Coupled calculation of hypersonic radiating flowfield assuming thermochemical equilibrium without ablation is made for Galileo probe entry. Radiative mechanisms accounted in the calculations are b-b and b-f transitions for H, and f-f transitions for H⁺. The absorption coefficients are evaluated by a curve-fit method at 570 wavelength points for the wavelength range from 500 to 15000 . Radiative transfer is calculated one-dimensionally employing the tangent-slab approximation. A reasonable agreement is obtained for radiative heat flux at the stagnation point along the entry trajectory with that given by Moss et al.

1. はじめに

1995年12月8日, NASAは木星の大気測定を目的としてガリレオプローブを木星大気圏に投入した。プローブの断面図を Fig.1 に示す。プローブは約 47.4 km/s の高速度で木星大気圏に突入し, その周りには過酷な空力加熱環境が形成された。飛行データによると, よどみ点での最大熱流束は約 13.4 kW/cm² であるが⁽¹⁾, そのうちの大部分は衝撃層内の気体が発した輻射によるものであったと考えられている。

アブレータ損耗量について, Moss ら⁽²⁾ による事前の計算予測値と実際の飛行データを比較したところ, 大きな不一致がみられた。よどみ点付近では, 飛行データは予測値の約半分であった。これは熱化学非平衡性が原因だと考えられている⁽³⁾。一方下流域では, 飛行データは予測値の約2倍であった。これはアブレーションガスによる境界層の早期乱流遷移が原因だと考えられている。

現在ではアブレータ設計の大部分は計算コードを用いて行われているために, 飛行データと予測値の不一致の原因を知ることは将来のために必要不可欠である。ガリレオプローブについては不一致の原因として上述のような原因が考えられているが, それらを考慮した計算はまだ行われていない。

本研究では, ガリレオプローブの飛行データと予測値の不一致の原因を明らかにし, 表面損耗量を再現することを最終的な目的とする。今回は予備的研究としてアブレーションなしの熱化学平衡流を仮定した輻射カップリング計算を行ったので, その結果を報告する。

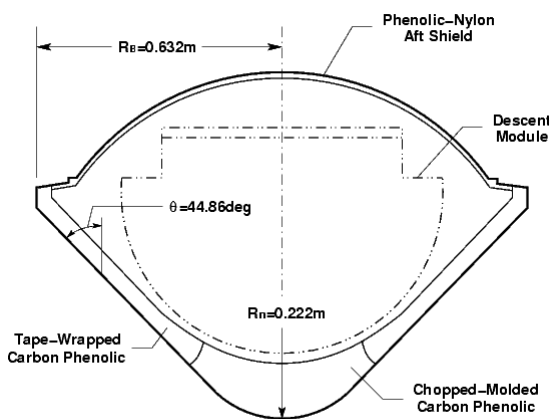


Fig.1 Cross section of Galileo probe

2. 数値計算法

本研究では H₂, He, H, H₂⁺, He⁺, H⁺, e⁻ の7化学種を考慮する。また熱化学平衡流を仮定し, 気体の組成は自由エネルギー最小化法⁽⁴⁾により求める。気体の状態量と組成はあらかじめテーブル化しておき, 各計算点において, 保存変数に含まれる密度と内部エネルギーの2つの状態量を元に, 他の状態量と組成をテーブルから求める⁽⁵⁾。

支配方程式は以下に示す軸対称 Euler 方程式である。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + H = H_{rad} \quad (1)$$

ここで, Q は保存変数ベクトル, E, F は流束ベクトル, H は軸対称生成項ベクトルであり, それぞれ次式で表される。

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$H = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{bmatrix}$$

輻射生成項 H_{rad} については後で述べる。

支配方程式は有限体積法により離散化される。数値流束は AUSM-DV スキームにより評価し, MUSCL 法で高次精度化する。また, LU-SGS 法を用いて時間積分する。

気体の輻射特性は, 波長領域 500 ~ 15000 に対して H の bound-bound 遷移, H の bound-free 遷移, H⁺ の free-free 遷移を考慮し, 最適化された 570 波長点で評価する。波長 λ における気体の吸収係数 κ_λ は, 輻射を考える各化学種の吸収係数の和で表される。

$$\kappa_\lambda = \sum_i n_i \sigma^i \quad (3)$$

ここで n_i は化学種 i の数密度であり, σ^i は化学種 i の吸収断面積である。本研究では次式のように吸収断面積 σ^i を温

度 T のみの関数として表す⁽⁶⁾。

$$\sigma^i = \exp\left[A_1^i / Z + A_2^i + A_3^i \ln(Z) + A_4^i Z + A_5^i Z^2\right], \quad (4)$$

$$Z = 10000/T$$

ここで $A_1^i \sim A_5^i$ はカーブフィットのパラメーターであり、これらはあらかじめテーブル化しておく。

輻射輸送は、接平板近似を導入して一次元問題として解かれる。この場合の輻射輸送方程式は次のようになる。

$$l \frac{\partial I_\lambda}{\partial s} = \kappa_\lambda (B_\lambda - I_\lambda) \quad (5)$$

ここで s は接平板に垂直な方向にとった座標、 l は任意の輻射伝播方向の s 軸に対する方向余弦、 I_λ はその方向の波長 λ における輻射強度である。また B_λ はプランク関数である。式(5)の一般解は次式で与えられる。

$$I_\lambda(s, l) = I_\lambda(s_b, l) \exp\left[-\frac{\tau_\lambda(s) - \tau_\lambda(s_b)}{l}\right] + \int_{s_b}^s \frac{\kappa_\lambda B_\lambda}{l} \exp\left[-\frac{\tau_\lambda(s) - \tau_\lambda(\hat{s})}{l}\right] d\hat{s} \quad (6)$$

ただし添え字 b は境界を表す。また、 $\tau_\lambda(s)$ は次式で与えられる光学厚さである。

$$\tau_\lambda(s) = \int_{s_b}^s \kappa_\lambda d\hat{s} \quad (7)$$

輻射熱流束 q_{rad} は、

$$q_{rad} = \int_{\lambda} \int_{4\pi} I_\lambda l d\omega d\lambda \quad (8)$$

により求められる。ここで ω は立体角である。接平板近似を用いると、式(8)の全立体角に対する積分は s 方向の積分に繰り込むことが出来るので、大幅な計算時間短縮が可能である。

こうして得られた輻射熱流束をエネルギー式中の輻射生成項に与えて流体運動とカップリングさせる。接平板近似を導入した場合には、輻射生成項 H_{rad} は次式のようになる。

$$H_{rad} = \frac{\partial Q_{rad}}{\partial s} \quad (9)$$

ここで、

$$Q_{rad} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -q_{rad} \end{bmatrix} \quad (10)$$

である。なお、輻射輸送の計算は波長領域分割による並列計算⁽⁷⁾により行い、計算時間の短縮を図る。

3. 計算条件

ガリレオプローブの突入軌道に沿った合計 10 点で計算を行った。計算条件を Table1 に示す。

Table1 Flow conditions

Time s	Altitude km	Velocity km/s	Density kg/m ³	Temp. K	Pressure Pa
35.00	215.3	47.65	1.35e-5	180.83	9.609
40.00	184.5	47.14	4.22e-5	171.21	28.56
43.00	166.6	46.38	8.47e-5	165.49	55.49
46.00	149.0	44.89	1.72e-4	160.08	109.5
48.00	138.0	43.25	2.72e-4	156.37	169.9
49.13	132.2	42.06	3.47e-4	154.36	216.1
50.78	123.9	39.77	4.99e-4	151.25	302.4
52.86	114.1	36.00	7.66e-4	147.64	460.6
55.06	105.1	31.08	1.16e-3	144.33	685.6
58.75	93.0	22.24	2.03e-3	139.81	1146

4. 計算結果および考察

残差の収束履歴を Fig.2 に示す。T=58.75s の場合に振動が見られるが、その他の条件では約 2000 ステップほどで残差は十分に落ちていることがわかる。Fig.3 はよどみ点における輻射熱流束の収束履歴である。どの条件でも早い段階で収束している。

Fig.4 は T=52.86s におけるよどみ流線上の温度分布である。また、Fig.5 は同時刻におけるよどみ流線上の圧力分布である。両図とも輻射と流体運動をカップリングした場合としない場合の結果を示してある。Fig.4 から輻射と流体運動のカップリングの効果として、衝撃層内の温度低下が現れていることがわかる。この現象は輻射冷却として知られている。一方 Fig.5 から、衝撃層内の圧力の大きさはカップリングの有無にほとんど影響されないことがわかる。このため衝撃層内の密度は増加して離脱衝撃波はより物体側に近づくことになる。

Fig.6 は T=52.86s における壁面に沿った輻射熱流束の分布を示した図である。輻射と流体運動をカップリングして計算することで、輻射熱流束はよどみ点で約 2 割小さくなり、また下流域ではほぼ半分になっている。これは、放射冷却により衝撃層内の温度が低下したこと、および、それに伴って H や H' などの輻射源である化学種の数密度が減少したことによるものと考えられる。この結果から、ガリレオプローブ突入時の空力加熱環境においては輻射輸送の影響は無視できない程度に大きいこと、また熱流束を正確に見積もるには輻射と流体運動をカップリングして計算することが必要であることが確認できた。

次に、Moss らの計算結果との比較を示す。今回の計算ではアブレーションを考慮していないため、比較もアブレーションなしのケースについて行った。Fig.7 は軌道に沿ったよどみ点輻射熱流束の比較を示したものである。定性的に良い一致が得られていることがわかる。

以上は全て Euler 方程式を支配方程式とした場合の結果である。1 ケースだけではあるが Navier-Stokes 計算も行ってみたいので、以下にその結果を示す。

Fig.8 は T=52.86s におけるよどみ流線上の温度分布である。この場合にも輻射と流体運動のカップリングの効果として、輻射冷却による衝撃層内の温度低下と衝撃波離脱距離の減少が現れている。

Fig.9 は、T=52.86s における壁面に沿った輻射熱流束分布について Euler 計算と Navier-Stokes 計算を比較したものである。2 つを比較するとそれほど大きな違いはないが、Navier-Stokes 計算の結果は Euler 計算の結果を下回る形となった。これは境界層で温度が低下した分だけ輻射熱流束が減少したためと考えられる。

Fig.10 は、 $T=52.86s$ における壁面に沿った対流熱流束および輻射熱流束の分布である。この図から、よどみ点付近の熱流束の大部分は輻射によるものであることがわかる。また、輻射と流体運動をカップリングさせると、輻射熱流束だけでなく対流熱流束も小さな値となることからわかる。対流熱流束が小さくなるのは、放射冷却のために衝撃層の温度が低下して壁面における温度勾配が緩やかになったためと考えられる。この結果からも、熱流束を正確に見積もるには輻射と流体運動をカップリングして計算することが必要であることがわかる。

5. おわりに

アブレーションなしの熱化学平衡流を仮定してガリレオプローブ突入時の輻射カップリング計算を行った。

1つの条件を除いて収束解が得られた。よどみ点における輻射熱流束に関して Moss らの計算結果と比較したところ、定性的に良い一致が得られた。また、ガリレオプローブの突入環境において熱流束を正確に見積もるためには、輻射と流体運動をカップリングして計算することが必要不可欠であることが示された。

参考文献

- (1) Milos, F. S., Chen, Y.-K., and Squire, T. H., "Analysis of Galileo Probe Heatshield Ablation and Temperature Data," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 36, No. 3, May-June 1999.
- (2) Moss, J. N., and Simmonds, A. L., "Galileo Probe Forebody Flowfield Predictions," Vol. 85, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York, 1983, pp. 419-445.
- (3) Park, C., "Heatshielding Problems of Planetary Entry, A Review," AIAA Paper 99-3415, July 1999.
- (4) Gordon, S., and McBride, B. J., "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications," NASA Reference Publication 1311, Oct. 1994.
- (5) Liu, Y., Vinokur, M., "Equilibrium Gas Flow Computations I. Accurate and Efficient Calculation of Equilibrium Gas Properties," AIAA Paper 89-1736, 1989.
- (6) Park, C., and Milos, F. S., "Computation Equations for Radiating and Ablating Shock Layers," AIAA Paper 90-0356, Jan. 1990.
- (7) Matsuyama, S., Sawada, K., Sakai, T., and Sasoh, A., "Parallel Computation of Fully-Coupled Hypersonic Radiating Flowfield Using Multi-Band Model," AIAA Paper 2001-0657, Jan. 2001.

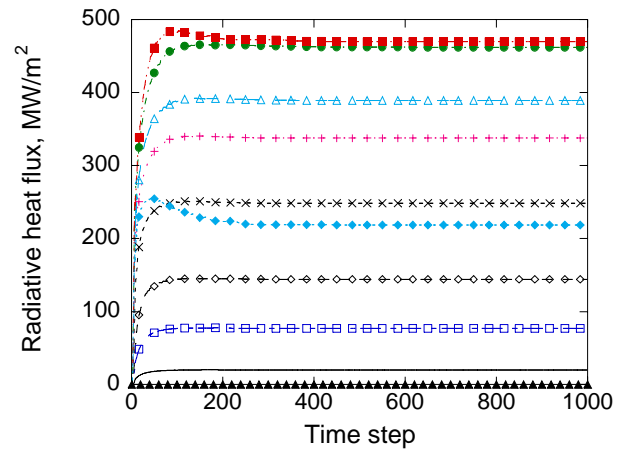


Fig.3 Convergence histories of radiative heat flux at the stagnation point

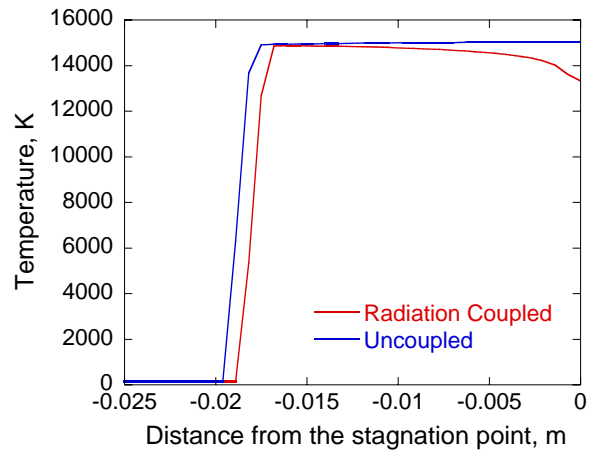


Fig.4 Temperature along the stagnation streamline at 52.86s

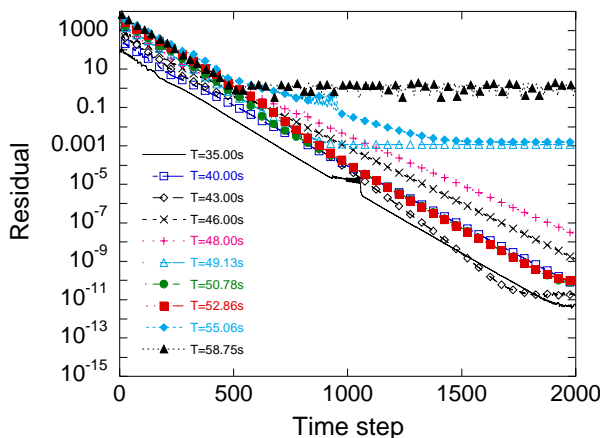


Fig.2 Convergence histories of residual

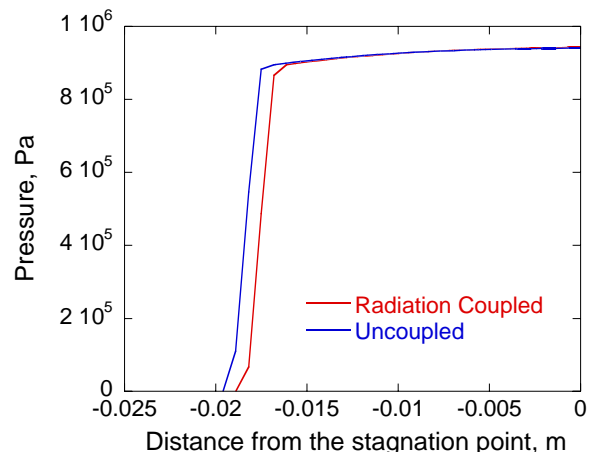


Fig.5 Pressure along the stagnation streamline at 52.86s

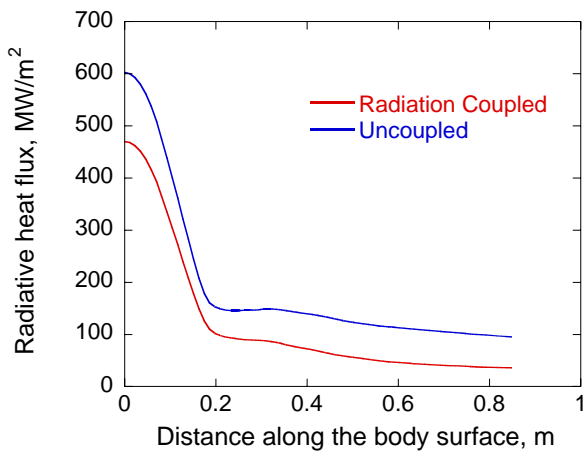


Fig.6 Radiative heat flux along the body surface at 52.86s

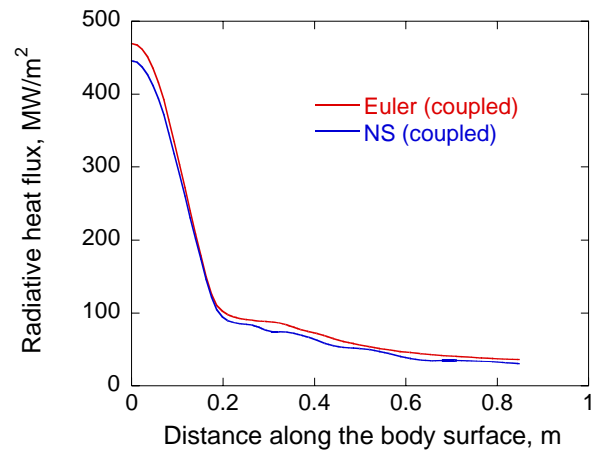


Fig.9 Comparison of radiative heat flux along the body surface at 52.86s

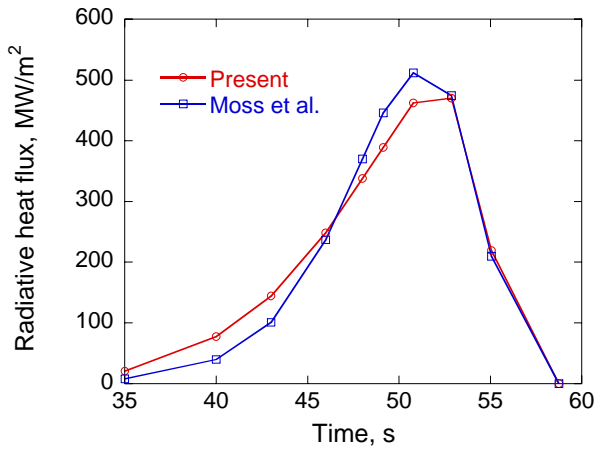


Fig.7 Comparison of radiative heat flux at the stagnation point with Moss et al.

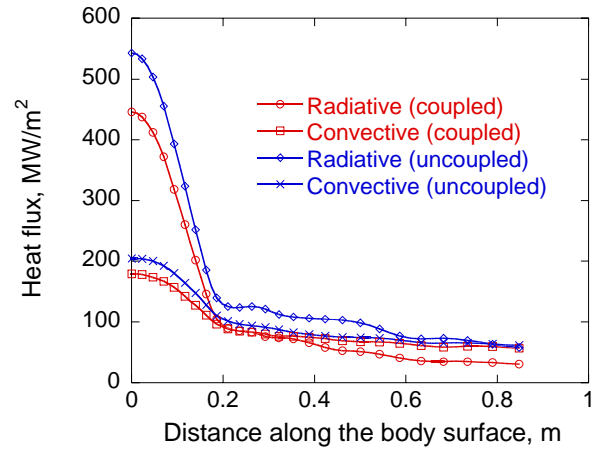


Fig.10 Heat flux along the body surface at 52.86s (NS)

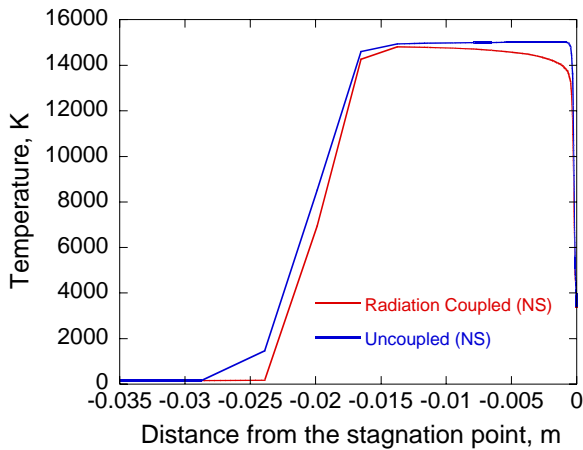


Fig.8 Temperature along the stagnation streamline at 52.86s (NS)