

アーク加熱風洞における異常加熱現象の数値的研究

Numerical Study of Anormalous Heating Appeared in Arc-Jet Facility

○砂辺 一行, 高知工科大, 高知県香美市土佐山田町宮ノ口 185, 190088y@ugs.kochi-tech.ac.jp
 荻野 要介, 高知工科大, 高知県香美市土佐山田町宮ノ口 185, ogino.yousuke@kochi-tech.ac.jp
 Kazuyuki Sunabe, Kochi University of Technology, Tosayamada, Kami, Kochi, 782-8502, JAPAN
 Yousuke Ogino, Kochi University of Technology, Tosayamada, Kami, Kochi, 782-8502, JAPAN

Flowfield and radiation under the condition of the arc jet facility experiment performed by Palumbo are computed. Two-temperature thermochemical nonequilibrium codes are used to calculate the nozzle region and the shock layer. As inlet condition of the nozzle region, nozzle throat condition calculated by Sakai et al. is used. The radiation spectra and its integral at the stagnation point of the blunt body is computed by SPRADIAN using a line-by-line method. The calculated results are compared with the experiment in terms of both spectrum and integral. The calculation result underestimates the radiation by a factor of 10 in integral. Possible reasons for the discrepancy between calculation and experiment are discussed. From the result, it is likely that the radiation from arc region heats gas behind the shock.

1. 研究背景と目的

宇宙機が地球に帰還する際、高速で大気圏に突入するため、機体前方に強い衝撃波が発生する。衝撃波の発生に伴い、衝撃波背後の気体は高温となり、機体は過酷な加熱環境に曝される。この加熱から機体を守るために、熱防御設計が必要であるが、信頼性の高い設計をするためには、加熱量を精密に予測することが重要となる。加熱量を予測する手段として、風洞で流れ場を再現し、加熱量を直接計測する方法と、コンピュータを使った数値計算により加熱量を計算で求める方法とがある。大気圏突入時の流れ場は極超音速、高温、熱化学的非平衡性などの特徴から、実験による再現、および計測が困難であるため、数値計算による加熱量予測が有効となってくる。

1996 年、Palumbo 博士らによって、20MW アーク加熱風洞による鈍頭物体の加熱実験と、淀み点における輻射強度測定が行われた⁽¹⁾。実験に用いられた設備の概略図を Fig. 1 に示す。アークヒーターは直径 0.06m、全長 2.3m であり、印加電圧は 1800V、電流は 950A、ヒーター内圧力は 1.02atm であった。超音速ノズルはスロート径 0.038m、出口径は 0.46m であり、スロートと出口の面積比は 148、ノズルの半角は 4° であった。ノズル出口から試験体までの距離は 0.47m、試験体は直径 15 cm の平たい円柱で、角は 0.007m でフレットされている。試験ガスは質量比で空気 80%、Ar20%、質量流量は 0.034kg/s、淀み点圧は 1.197kPa であった。輻射スペクトルは、試験体表面の淀み点に取り付けられた MgF2 製の窓から入射した光を、反射鏡で分光器に送ることで測定された。アークヒーターからの光が入射するのを防ぐため、光を取り入れる窓は主流方向から 15° 傾けられた。測定された強度は、数値計算による予測を大幅に上回っており、同様の異常加熱が NASA Ames 60MW Interaction Heating Facility⁽²⁾ などの他のアーク加熱風洞でも確認されている。

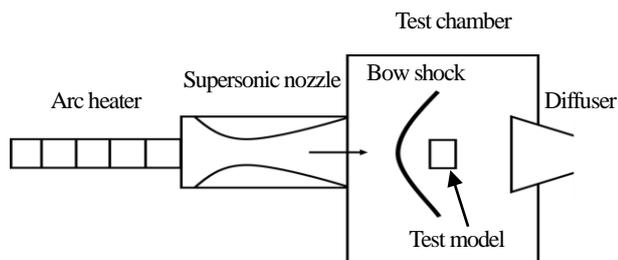


Fig. 1 Schematic of the 20MW arc jet facility performed by Palumbo

Palumbo の実験で見られた実験値と計算値の不一致について、酒井らによって行われた先行研究⁽³⁾では、ノズル壁面での光の反射などの理由から、上流からの輻射が観測されたのではないかという仮説が立てられているが、詳細なメカニズムは明らかになっていない。本研究では、何らかの理由で衝撃層内の輻射が強力になるという立場から、数値的に、この異常加熱の原因とメカニズムを解明することを目的とする。

2. 数値計算法

2.1 流れ場

Palumbo の実験におけるノズルスロートより下流を 2 つの部分に分けて計算する。1 つはノズルスロートからノズル出口までの部分、もう 1 つは試験体とその前方の衝撃波を含む部分である。それぞれをノズル内部、試験部と呼ぶ。

支配方程式はノズル内部、試験部ともに、軸対称 2 次元 NS・熱化学非平衡コードを用いる。考慮する化学種は N, O, N₂, O₂, NO, N⁺, O⁺, N₂⁺, O₂⁺, NO⁺, e⁻ の 11 種である。Palumbo の実験の試験ガスには Ar も含まれているが、今回は N₂ に置き換えて計算した。支配方程式の離散化は有限体積法を用いて行い、数値流束評価には SLAU⁽⁴⁾法を用いた。粘性流束は 2 次精度中心差分により評価した。空間高次精度化には 2 次精度 MUSCL⁽⁵⁾法を用いた。時間積分は陽解法で行った。熱化学非平衡モデルは並進温度と回転温度が平衡、振動温度と電子励起温度が平衡と仮定し、Park の 2 温度モデル⁽⁶⁾を用いた。

2.2 輻射場

試験体に入射する輻射強度は、試験体表面の淀み流線上で 1 次元輻射輸送方程式を解いて求めた。輻射計算には SPRADIAN⁽⁷⁾を使い、吸収係数は line-by-line 法で求めた。化学種の励起状態は Boltzmann 分布に従うとし、温度には 2 温度モデルを用いた。

3. ノズル内部計算と結果

3.1 計算条件

ノズル内部の計算格子を Fig. 2 に示す。格子点数は 201×41 点であり、壁面と対称軸に格子を寄せてある。流入境界はノズルスロートを表している。流入条件には、酒井らの先行研究で計算されたノズルスロート値⁽³⁾を用いる。対称軸における流入条件を Table 1 に示す。T は並進-回転温度、T_v は振動-電子励起温度である。流出境界は図の右側の楕円弧部分で、自由流出とする。ノズル出口

よりも下流での膨張を見るために、実際のノズル出口位置よりも下流に流出境界を設定している。ノズル壁は 500K の等温壁で、非触媒性としている。

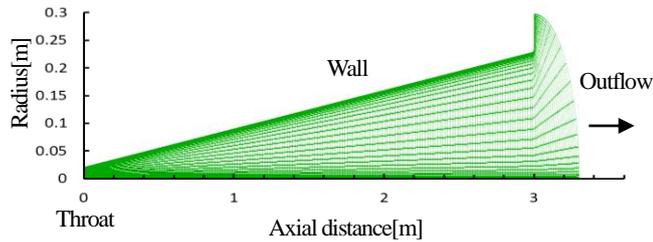
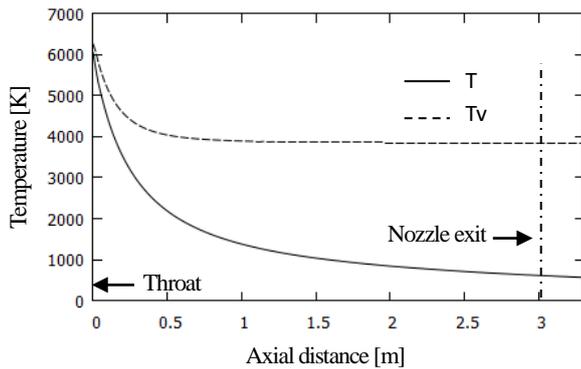


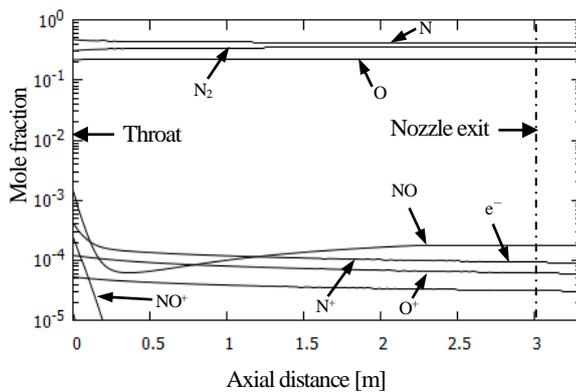
Fig. 2 Mesh in the nozzle region

3.2 ノズル内部流の計算結果

Figure 3 にノズル内部の対称軸上の(a)温度、(b)モル分率を示す。流出境界付近では温度とモル分率、共にほとんど一定であるので、流出境界を出てから試験部に達するまでに、流れは変化しないとみなす。この値を試験部の流入条件として用いる。また、Fig. 4 に示す、ノズル出口から 0.3m 下流における温度の半径方向分布も、試験体のある範囲では大きな変化はない。よって、試験部の流入条件は対称軸上の流出値を用い、半径方向で同一の様流とし、Table 1 に示す。



(a) Temperatures



(b) Mole fractions

Fig. 3 Computed axial profiles of temperatures and mole fractions in nozzle region

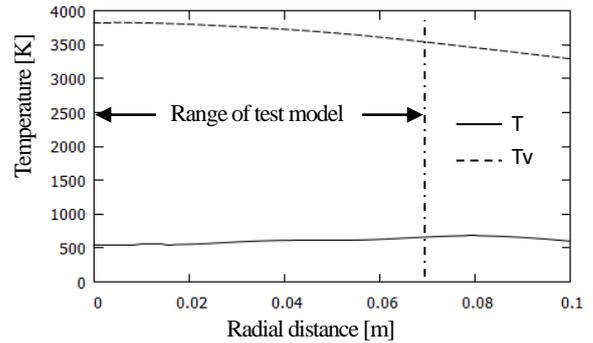


Fig. 4 Computed radial profiles of temperature at 0.3m downstream from nozzle exit

Table 1 Nozzle inlet condition and outflow

Flow variables	Nozzle throat	Nozzle exit
Density [kg/m ³]	1.34×10^{-2}	5.67×10^{-5}
Velocity [m/s]	2115	4685
T [K]	6765	561
Tv [K]	6765	3829
Mole fraction		
N	4.77×10^{-1}	2.92×10^{-1}
O	2.16×10^{-1}	1.86×10^{-1}
N ₂	3.05×10^{-1}	5.22×10^{-1}
O ₂	1.54×10^{-5}	1.60×10^{-6}
NO	1.40×10^{-3}	2.66×10^{-4}
N ⁺	1.20×10^{-4}	4.31×10^{-5}
O ⁺	5.25×10^{-5}	2.50×10^{-5}
N ₂ ⁺	1.42×10^{-4}	0
O ₂ ⁺	9.39×10^{-8}	0
NO ⁺	2.24×10^{-4}	0
e ⁻	4.19×10^{-4}	2.54×10^{-9}

4. 試験部計算と結果

4.1 計算条件

試験部の計算格子を Fig. 5 に示す。格子点数は 80×80 点である。境界は図の左側の楕円弧で、流入条件は、Table 1 にまとめたノズル内部計算の対称軸上流出値である。壁は 1000K の等温壁で、非触媒性としている。

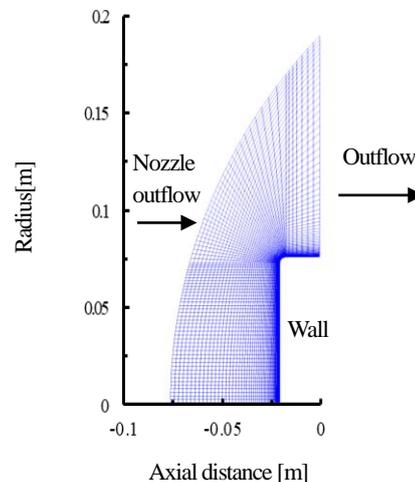


Fig. 5 Mesh around the test model

4.2 試験部の計算結果

Figure 6 に試験体周りの(a)並進-回転温度, (b)振動-電子励起温度の分布図を, Fig. 7(a)に試験部の淀み流線上の温度分布を示す. 最高温度は並進-回転温度が 9000K, 振動-電子励起温度が 6900K に達しており, 衝撃波背後は特に熱非平衡状態にある. このときの, 輻射スペクトルとその波長積分値を Fig. 7 (b)に示す. 実験値に比べて, 計算値の輻射強度が小さいことが分かる. アーク加熱風洞において, 試験体に入射する輻射の強度を支配しているのは, 高温域である衝撃波背後の温度, および数密度である. 計算値の輻射の波長積分値が実験値よりも低いことから, 計算値の衝撃波背後の温度と数密度が実験値よりも低くなっていると予想できる.

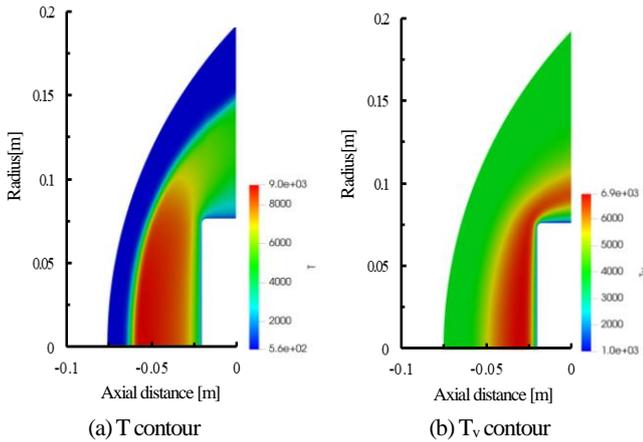
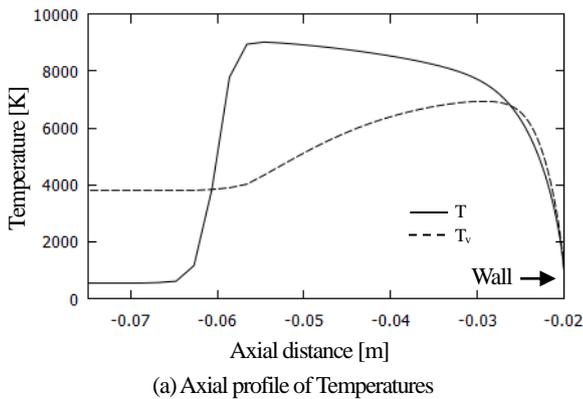
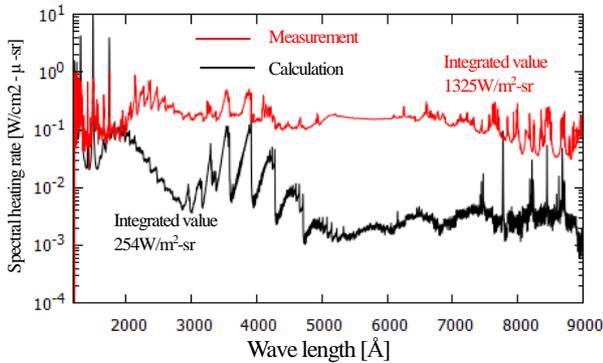


Fig. 6 Temperature contours around the test model



(a) Axial profile of Temperatures



(b) Radiation spectra and integral value

Fig. 7 Computed test region profiles of temperature and radiation

5. 観測輻射強度の再現へ向けて

5.1 ノズル出口速度

実験で観測された輻射強度を再現するために衝撃波背後の温度が上昇する要因を考える. 衝撃波背後の温度と数密度を高くする可能性の1つとして, 主流マッハ数を上げることを考えた. 質量流量を一定に保ちつつ, 試験部の主流速度を 5700m/s までに上げた場合の並進-回転温度の分布図を Fig. 8(a)に, 振動-電子励起温度の分布図を Fig. 8 (b)に示す. 淀み流線上の温度を Fig. 9 (a)に, 輻射スペクトルとその波長積分値を Fig. 9 (b)に示す. 最高温度は並進-回転温度が 12700K, 振動-電子励起温度が 7500K に達し, 輻射の波長積分値も実験値と同程度まで上がった. よって, 仮説ではあるものの, 主流速度を上昇させると, 衝撃波背後の温度が上昇し実験と同程度の波長積分値を再現できる.

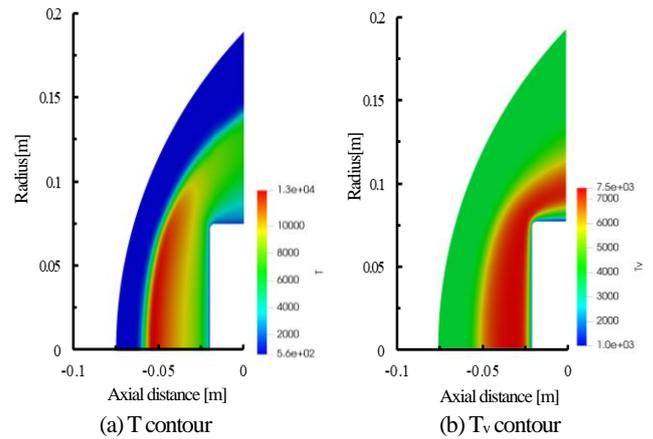
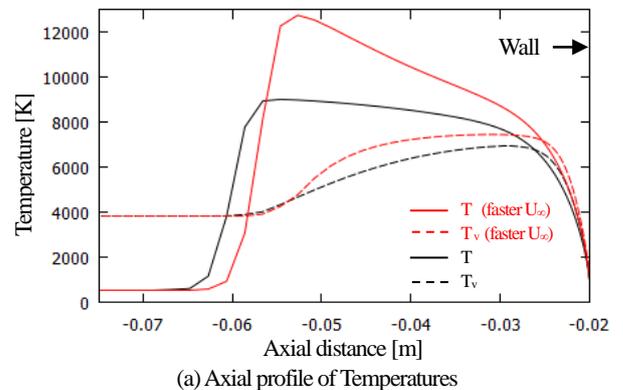
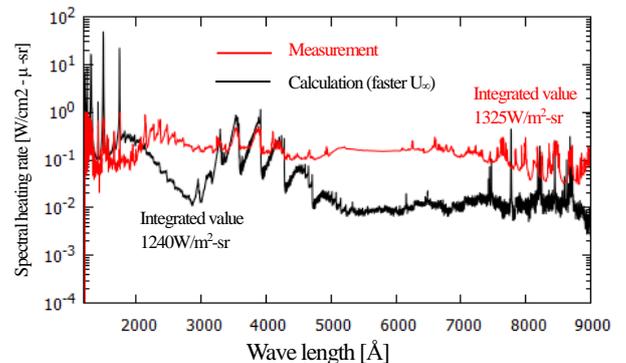


Fig. 8 Temperature contours around the test model under the condition of faster free stream velocity



(a) Axial profile of Temperatures



(b) Radiation spectra and integral value

Fig. 9 Computed test region profiles of temperature and radiation under the condition of faster free stream velocity

次に、上流へさかのぼり、ノズル出口速度を上げる要因を考える。ノズル壁面境界層の形成や、流路面積の変化による軸方向流束への影響を調べるため、ノズル部を非粘性(Euler)で計算した。ノズル出口値の比較結果を Table 2 に示す。出口速度が少し上昇したが、輻射強度に影響を与えるほどの変化は見られなかった。

Table 2 Comparison of nozzle outflow

Flow variables	Original(NS)	Euler
Density [kg/m ³]	5.67×10 ⁻⁵	4.26×10 ⁻⁵
Velocity [m/s]	4685	4706
T [K]	561	432
T_v [K]	3829	3845

5.2 アークヒーターからの輻射加熱

主流速度上昇以外に衝撃波背後の温度を上昇させる要因として、アークヒーターからの輻射加熱が考えられる。アークヒーターからノズルスロートまでの温度は6800K～12000Kほどであるため⁽³⁾、強い輻射が起こっていることが考えられる。また、ノズル内部は大域で低温、低密度のため、吸収係数が小さい。よって、アークヒーターからの強い輻射はほとんどエネルギーを失うことなく、衝撃波に到達すると考えられる。衝撃波背後は高温、高密度のため輻射のエネルギーを吸収し、さらに温度が上昇する可能性がある。

6. まとめ

アーク加熱風洞における異常加熱のメカニズム解明を目指して数値計算を行った。衝撃波背後の並進・回転温度が12700K、振動・電子励起温度が7500K程度するとき、実験値と同程度の輻射強度が得られた。衝撃波背後の温度上昇の要因として、ノズル出口速度の上昇とアークヒーターからの輻射加熱が考えられた。衝撃波背後で $T > 12700\text{K}$ 、 $T_v > 7500\text{K}$ を達成するために、必要なノズル出口速度は5700m/sであった。アークヒーターからの輻射加熱の影響も調査する必要がある。

参考文献

- (1) Palumbo, G, Craig, R. G, Whiting, E.W and Park, C., "MEASURED SPECIFIC INTENSITY FROM 130 To 900nm AT THE STAGNATION POINT OF A MODEL IN ARCJET FLOW OF 7.8km/sec", *J. Quant. Spectrosc. Radit. Transfer*, Vol. 57, No. 2, (1997), pp. 207-236
- (2) Micael, W. W. and Dinesh, K. P., "Excited State Chemistry in the Free Stream of the NASA IHF Arc Jet Facility Observed by Emission Spectroscopy", AIAA paper 2011-3632, (2011)
- (3) Sakai, T., Saruhashi, Y., Suzuki, T. and Matsuyama, S., "Calculation of Radiation from a Shock Layer Flow in an Arc-Jet Facility", AIAA paper 2007-808, (2007)
- (4) Kitamura, K. and Shima, E., "A New Pressure Flux for AUSM-Family Schemes for Hypersonic Heating Computations", AIAA Paper 2011-3056, (2011)
- (5) Van Leer, B., "Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme V, A Second-Order Sequel to Godunov's Method", *Journal of Computational Physics*, Vol. 23, No. 3, (1979), pp. 101-136
- (6) Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aero dynamics*, John Wiley and Sons, Inc., New York, (1989)
- (7) Fujita, K. and Abe, T., "SPRADIAN, Structured Package for Radiation Analysis : Theory and Application", JAXA ISAS Report No. 669, (1997)