研究目的と背景

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). アーク加熱風洞とはアークヒータで高電圧 をかけて高温高圧となった気体を超音速ノズルで膨張加速 させてマッハ5以上もの極超音速流を作り出せる風洞である. 実験に用いられた設備の概略図を図1に示す.アークヒータ 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 15cm の平 たい円柱で,角は 0.007m でフィレットされている. 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

システム工学群

航空エンジン超音速流研究室 1190088 砂辺 一行

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 法⁽⁵⁾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 μ ⁽⁶⁾を用いた.

2.2 輻射場

試験体に入射する輻射強度は SPRADIAN⁽⁷⁾を用いて接平 板近似の下,淀み流線上で輻射輸送方程式を解いて求めた. アークヒータ輻射の輻射輸送はノズル対称軸上,および試験 体よどみ流線上に沿って輻射輸送方程式を解いて求めた.得 られた輻射強度を波長と立体角について積分して熱流束を 求め,その発散を振動-電子励起エネルギー方程式の生成項 に加えることで流れ場と輻射場のカップリングを行った.吸 収係数は line-by-line 法で求めた.化学種の励起状態は Boltzmann 平衡分布に従うとし,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図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 る流入条件を表1に示す.Tは並進-回転温度,T₂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.





3.2 ノズル内部流の計算結果

図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,図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,半径方向で同一の一様流とし,表1に示す.



(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 results.

Flow variables	Nozzle throat	Nozzle exit
Density [kg/m ³]	1.34×10^{-2}	7.71×10 ⁻⁵
Velocity [m/s]	2115	4679
<i>T</i> [K]	6765	600
<i>Tv</i> [K]	6765	3827
Mole fraction		
Ν	4.77×10^{-1}	4.08×10^{-1}
0	2.16×10^{-1}	2.28×10^{-1}
N_2	3.05×10^{-1}	3.64×10^{-1}
O_2	1.54×10^{-5}	9.02×10^{-7}
NO	1.40×10^{-3}	1.71×10^{-4}
\mathbf{N}^+	1.20×10^{-4}	6.00×10^{-5}
\mathbf{O}^+	5.25×10^{-5}	3.05×10^{-5}
\mathbf{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}	9.05×10^{-5}

4. 試験部計算と結果

4.1 計算条件

試験部の計算格子を図5に示す.格子点数は80×80点である.流入境界は図の左側の楕円弧で,流入条件は,表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

図 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,図 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図 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.



(b) Radiation spectra and integrated 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図8(a)に,振動-電子励起温度の分布図を図8(b)に示す.淀み流線上の温度を図9(a)に,輻射スペクトルとその波長積分値を

図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 integrated 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表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]	7.71×10 ⁻⁵	4.26×10 ⁻⁵
Velocity [m/s]	4679	4706
<i>T</i> [K]	600	432
<i>Tv</i> [K]	3827	3845

5.2 アークヒータからの輻射加熱

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、アークヒータからの輻射加熱(上流輻射)が考えら れる.アークヒータ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、上流輻射は強度を保ったまま、 衝撃波に到達すると考えられる.一方衝撃波背後は高温、高 密度のため吸収係数が大きくなり、アークヒータからの輻射 を吸収してさらに温度が上昇する可能性がある.

5.2.1 上流輻射加熱の計算条件

アークヒータ内の温度は 12000K で一定,密度,および化 学種のモル分率は表1に示したノズルスロート値と同じとす る.アークヒータの長さは2mとする.試験部において上流 輻射の入射を考慮する範囲は,対称軸から半径方向に0.019m (ノズルスロート半径)の位置までとする.入射させる輻射 の強度は半径方向に一定とし,対称軸上の値を用いる.各セ ル表面での熱流束を求める際の立体角積分は,セル表面から ノズルスロートを見込んだ立体角について行う.

5.2.2 上流輻射加熱の計算結果と考察

試験部淀み流線に沿って、上流輻射を考慮した場合としな い場合とでの温度比較を図10に示す.並進-回転温度、振動 -電子励起温度ともに上流輻射を考慮した場合としない場合 とでの線が重なっており、両温度ともほとんど変化していな いことが分かる.アークヒータ温度を12000K高めにとって いるため、この上流輻射によって衝撃波背後の気体が得るエ ネルギーは実現象で想定されるものよりも多くなっている はずである.それでも温度に変化が見られないことから、上 流輻射による温度上昇は起こらないと分かる.



Fig. 10 Comparison of test region profiles of temperature account for upstream radiation or not.

上流輻射によって温度が上昇しなかった原因として次の2つのことが考えられる.

- 1 ノズル内で上流輻射が吸収され衝撃波到達時の強度が 弱くなった.
- 2 衝撃波背後で上流輻射が吸収されなかった.

アークヒータから放出された輻射強度の波長スペクトルと ノズル対称軸上における輻射吸収率の波長スペクトルを図 11 に示す.上流輻射のうち,比較的強度の低い750~1200Å 付近の短波長域では数%~数+%程吸収されているが, 1200Å以上の強度が高い波長域では吸収率が10⁴~10⁶のオ ーダーと小さいことから上流輻射はノズル内部ではほとん ど吸収されないことが分かる.図12に衝撃波到達時の輻射 強度と試験部淀み流線上の輻射吸収率の波長スペクトルを 示す.ノズル対称軸同様,上流輻射の強度が高い波長域はほ とんど吸収されていない.よって上流輻射を考慮しても温度 上昇が起こらなかったのは,衝撃波背後で上流輻射の強度が 高い波長域を吸収できなかったことが原因であると言える.



Fig. 11 Spectrum of arc heater radiation intensity and absorption rate along the nozzle axis.



Fig. 12 Spectrum of arc heater radiation intensity and absorption rate along the stagnation stream line at test region.

吸収係数の波長スペクトル分布を決定するのは化学種の 組成や励起状態の分布であるから,それらが変わることで上 流輻射が吸収される可能性がある.上流輻射の吸収への寄与 が大きい化学種を調べるために,淀み流線上の振動-電子励 起温度最高点における化学種ごとの吸収係数の波長スペク トルを図 13 に示す.2000Å~3000Åでは NO,3000Å~5000Å では N2+,5000Å以上では N や N2 の吸収係数が他の化学種 に比べ大きくなっている.これらの化学種の温度や数密度が 変化することで吸収係数の波長スペクトルが上流輻射を吸 収するような分布に変化する可能性がある.



Fig. 13 Spectrum of absorption coefficient for each species at highest Tv point along the stagnation flow line.

5.3 その他の要因

先に述べた粘性モデルによる主流速度上昇、アークヒータ からの上流輻射以外で衝撃波背後温度上昇や輻射強度上昇 の要因となり得るものは振動緩和時間が短くなることと、化 学種の励起非平衡性を考慮することである.衝撃波背後では 振動-電子励起温度よりも並進-回転温度の方が高くなって いるため、振動緩和時間が短くなると振動-電子励起温度が 並進-回転温度に近づく、つまり上昇すると考えられる.ま た今回の計算では化学種の励起分布をボルツマン分布に従 うとしているが、非平衡性を考慮することにより輻射に寄与 する励起状態にいる化学種が増え、輻射強度が高くなる可能 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 程度のとき,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からの輻射加 熱が考えられた. 衝撃波背後でT >12700K, Tv >7500K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. アークヒータからの輻射加熱による衝撃波背後の温度上昇 は起こらず,その原因は衝撃波背後で上流輻射が吸収されて いないことであった. NO, N, N2, N2+が上流輻射の吸収 に寄与している化学種であり,これらの温度や数密度が変化 することで上流輻射が吸収される可能性もある. 振動緩和時 間や化学種の励起非平衡性を考慮することも異常輻射加熱 の数値的再現につながる可能性がある.

文献

- Palumbo, G., Craig, R. G., Whiting, E.W and Park, C., "MAESURED 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 Obsereved 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 thermo 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)