

高エンタルピーフローと磁化された物体との相互作用におけるスケール効果

服部盛正（早稲田大学）、牧野仁（東海大学）、永田靖典（東京大学）、

高橋裕介、山田和彦、安部隆士（宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所）

The Scale Effect of the Interaction between a High-Enthalpy Flow and a Magnetized Body

by

Morimasa Hattori (Waseda University), Hitoshi Makino (Tokai University), Yasunori Nagata (University of Tokyo),

Yusuke Takahashi, Kazuhiko Yamada, and Takashi Abe (ISAS/JAXA)

ABSTRACT

For a high-enthalpy flow, it has been suggested that shock layer formed by the body in a weakly-ionized flow is enhanced as a result of the interaction between a magnetic field applied to the body and the flow. According to the theory, the scale effect of the interaction is organized by the interaction parameter defined by the ratio of the magnetic force to inertial force of the flow, which includes not only the intensity of the applied magnetic field but also the flow parameters such as density. In this study, the scale effect of the interaction is investigated experimentally, by varying not only the intensity of the applied magnetic field but also other parameters. For this purpose, the high-enthalpy flow generated in the expansion tube is employed. It was confirmed that the influence on the shock layer by the interaction is almost proportional to the interaction parameter as the theory suggests.

1. 序論

1.1 研究背景

現在の宇宙活動における宇宙輸送システムにおいて、地球再突入時の空力加熱から宇宙飛行体を守る熱防御システムの開発は最重要課題の一つである。大気圏に再突入する宇宙往還機やカプセルなどは、再突入時の速度が8~12km/sとなり、飛行体周りに形成される衝撃波背後では非常に高温な環境となるため、高度な熱防御技術と空力加熱についての知見の重要性は高まりつつある。

現在の熱防御システムは主に、耐熱タイルやアブレーターといった機体表面に耐熱構造を設置することにより機体外部から機体内部への熱流束を低減させるものである。しかしこのような耐熱手法では、一度の再突入飛行で少なからず耐熱材がダメージを受けてしまう。そこで将来の熱防御システムとして、電磁力をを利用して空力加熱から機体を守るだけでなく、積極的に空力加熱を減らすという方法が考えられている[1][2]。

1.2 弱電離プラズマ流と磁場による相互干渉効果

宇宙機などは大気圏再突入速度が8~12km/sにも達するため、機体前方に発生する衝撃波背後では気体の温度が数万Kにも達し、気体分子が解離・電離しプラズマ状

態となる。そのプラズマ流に機体前方から磁場を印加することにより機体の周方向に誘導電流を発生させる。その誘導電流を \mathbf{J} とすると、一般化されたオームの法則より以下のように表される。

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B})$$

ここで、 σ 、 \mathbf{E} 、 \mathbf{V} 、 \mathbf{B} はそれぞれ導電率、電場ベクトル、速度ベクトル、磁場ベクトルである。さらに、電流 \mathbf{J} と機体からの印加磁場 \mathbf{B} が相互干渉し、

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$$

というローレンツ力 \mathbf{F} が働く。これらのプラズマ流と磁場の相互干渉の原理をFig. 1.1に示す。このローレンツ力 \mathbf{F} は、速度ベクトル \mathbf{V} に対して逆方向に作用し、衝撃層内の流体を機体の前方に押し出すような働きをするため、機体前方の衝撃波が前方に押し出され、機体前方の衝撃層が拡大する。衝撃層が拡大することで、衝撃層内の境界層も広がり温度勾配が緩やかになるため機体へ流入する対流熱流束が低減される。したがって、磁場を印加することにより機体への空力加熱を低減させることが可能である。印加磁場効果の程度を表す指標として、電磁力と慣性力の比である相互干渉パラメータ Q が以下のように定義される。

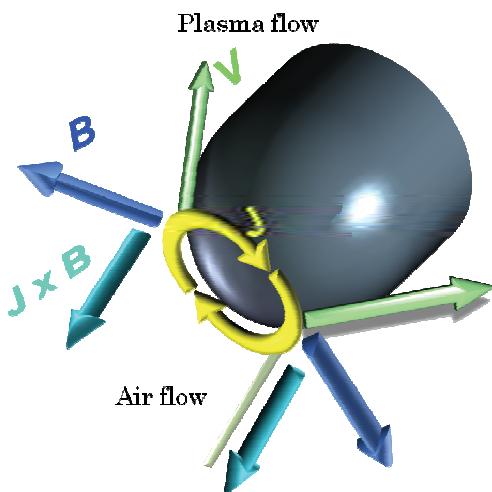


Fig. 1.1 Schematic of the interaction between plasma flow and magnetic field around the body.

$$Q = \frac{\text{Magnetic Force}}{\text{Inertial Force}} = \frac{\sigma B^2 U}{\frac{U^2}{L}} = \frac{\sigma B^2 L}{\rho U}$$

ここで、 σ 、 ρ 、 U 、 B 、 L はそれぞれ電気伝導性、気流密度、流速、磁束密度、対象物の代表長さである[2].

1.3 本研究の目的

電磁力を利用した熱防御法は、数値計算により有効性が示されており[1]、さらにこの電磁力の効果は相互干渉パラメータによって整理できることが知られている[2]. 本研究では、膨張波管を用いて実際の飛行環境に近い気流における印加磁場効果の実験的検証を行う. 過去にも膨張波管を用いた電磁力の効果は確認されてきたが[3]、本研究においてはその膨張波管を改造することにより気流状態を変更し、それにより変化した相互干渉パラメータにおける磁場の有無による衝撃波離脱距離の変化量を計測する. そして改造前後の相互干渉パラメータによる衝撃波離脱距離の変化量を比較することで、印加磁場効果のスケール効果を確認する[4].

2. 膨張波管

本研究で用いた膨張波管の波動線図を Fig. 2.1 に示す. 膨張波管は、高圧部 (High pressure chamber)、圧縮管 (Compression tube)、中圧管 (Medium pressure tube)、低圧管 (Low pressure tube) 及び観測部 (Test chamber) から構成されている. 高圧部と圧縮管は高速作動バルブ (Quick action valve) によって仕切られ、圧縮管内には

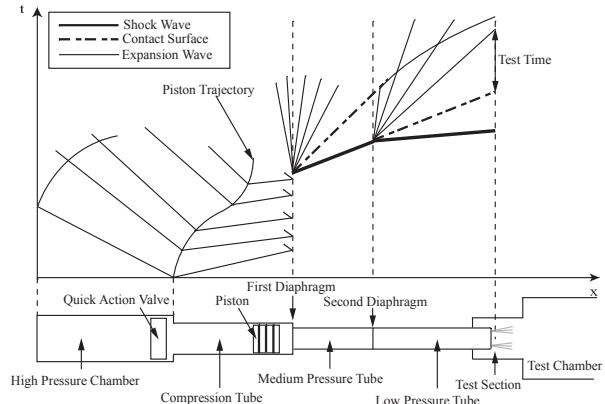


Fig. 2.1 x-t diagram of the expansion tube operation.

自由ピストン (Free piston) が設置されている. 圧縮管と中圧管、中圧管と低圧管はそれぞれ第1隔膜 (First diaphragm)、第2隔膜 (Second diaphragm) で仕切られている. 低圧管の管端に観測部があり、その先は真空層につながっている[3][4].

膨張波管の作動原理は、高速作動バルブを解放することで高圧部内の高圧ガスがピストンを押し出し圧縮管内の気体が圧縮される. ピストンにより圧縮された圧縮管内の気体はやがて第1隔膜を破断し、中圧管内に衝撃波 (Shock wave) が発生する. 中圧管内を伝播する衝撃波が第2隔膜に到達すると、第2隔膜が破断し高真空に設定してある低圧管内にさらに速い衝撃波が発生する. ここで、第2隔膜には非常に薄い Lumirror の膜を用いており、衝撃波が到達するとほとんど反射されることなくすぐに破膜する. 隔膜破断時には衝撃波背後に接触面 (Contact surface) 及び膨張波 (Expansion wave) が発生する. 膨張波管の実験では、衝撃波背後ではなく接触面背後の気流を試験気流としている. 試験気体は中圧管内に充填されており、低圧管内の衝撃波による加速膨張によって試験気流は高速かつ低温の高エンタルピ一流となる[3][4].

3. 膨張波管の改造による気流の変更

過去の研究では、前章で示した膨張波管によって印加磁場効果の検証を行っていた[3]. 本研究では相互干渉パラメータを増大するために、膨張波管の断面積を拡大することで気流密度 ρ を減少させることにした. これまでの膨張波管の低圧管出口断面積は $35 \times 35\text{mm}$ の正方形であったが、低圧管の最下流部を末広として $84 \times 84\text{mm}$

に改造を行った。この断面積の拡大は、真空層の改造まで必要なく容易に改造が行えることを考慮し決定した。改造前後の膨張波管を Fig. 3.1 に示す。この改造による低圧管の断面積比は 5.76 倍である[4]。また、この拡大によってより試験模型の拡大も可能になり、過去の研究では $\Phi 15$ の球模型を使用していたが、今回は $\Phi 25$ の球模型を使用した。これにより相互干渉パラメータのさらなる増大が期待できる。

4. 膨張波管の気流診断

膨張波管の気流状態を把握するために、数値計算による気流状態の予測と圧力、衝撃波速度計測による気流診断を行った。ここで本研究における膨張波管の設定条件を Table 4.1 に示す。まず数値計算は、準 1 次元流れを仮定し、熱化学非平衡過程を考慮した Euler 方程式を用いた。熱伝導、拡散はなく断熱流れを仮定し、空気は熱化学非平衡流れで N_2 , O_2 , N , O , NO , N^+ , O^+ , NO^+ , N_2^+ , O_2^+ , He , e^- の 12 化学種を考慮し、反応モデルは 52 反応の Park モデルを用いた[5][6]。熱的非平衡性は、並進・回転温度と振動・電子温度を考慮した Park の 2 温度モデル、並進一振動エネルギー間の緩和は Landau-teller の緩和モデルと Millikan & White の半経験式を用いた。He は凍結流とし、圧縮管内のピストンの運動を考慮した。

気流診断は、Fig. 4.1 に示すように衝撃層の撮影、ピト一圧及び静圧、衝撃波速度の計測を行った。これらの計測結果に加え、数値計算による気流状態の予測を Table 4.2 に示す。改造前後で静圧を比較すると、改造後の静圧が改造前よりも非常に低くなっている、これは改造により気流密度が低減したためと考えられる[4]。衝

撃波速度の計算と計測結果が大きく異なっているが、これは数値計算には境界層の影響が含まれておらず、さらに隔壁の破断形状なども原因と考えられる。また、衝撃層画像の時間履歴やピト一圧履歴より試験気流時間を見積もると[7]、衝撃波速度がほぼ変わらないにも関わらず改造後のほうが早まる傾向にある。これは、拡大管の効果によって試験気流が加速しているためと考えられる。

Table 4.1 Operation condition

Initial pressure (Filling gas)		
High pressure chamber (Air)	2.77	[MPa]
Compression tube (He)	101.3	[kPa]
Medium pressure tube (Air)	1	[kPa]
Low pressure tube (Air)	4	[Pa]
1st diaphragm rupturing pressure	49.5	[MPa]
Initial temperature	300	[K]

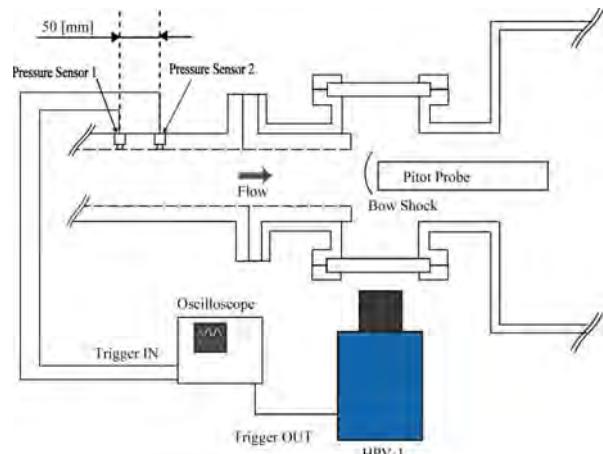


Fig. 4.1 Measurement system around the test section for measuring flow condition.

Table 4.2 Calculated and measured flow condition.

	Previous (Straight)	Present (Expand)
Calculated test flow condition		
Density [kg/m ³]	4.99×10^{-3}	8.81×10^{-4}
Static pressure [kPa]	10.1	0.695
Shock speed [km/s]	15.2	9.0
Flow velocity [km/s]	13.0	13.1
Measured flow condition		
Static pressure (Behind shock wave) [kPa]	5.0	0.4
Shock speed [km/s]	11.8	11.3
Test flow time (After shock wave arrival) [μs]	40 ~ 60	13 ~ 25

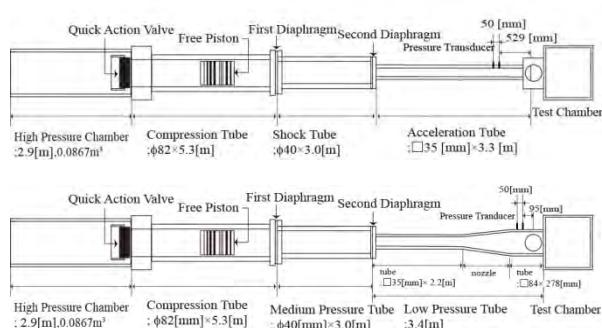


Fig. 3.1 Dimension of the previous expansion tube (upper) and the present one (lower).

5. 印加磁場効果の計測とスケール効果の検証

5.1 印加磁場効果による衝撃層拡大

膨張波管の改造により異なる気流状態をつくりだせることを確認した。過去の研究では、改造前の気流において2つの磁場強度の球模型で印加磁場効果の検証を行っている[3]。そこで本研究では、過去の2つのCaseに加え改造後の気流における電磁力の効果を計測する。各Caseの試験模型と4章で得られた数値計算による気流状態を用いて見積もった相互干渉パラメータをTable 5.1に示す。Case1とCase2では磁場強度のみを変化させており、改造後のCase3では気流状態と試験模型の代表長さを変化させている。電磁力の効果の計測では、磁気を帯びている模型と帯びていない模型の周りに形成される衝撃層の様子をFig. 5.1のように撮影し比較を行った。各Caseの磁場の有無による比較画像をFig. 5.2に示す。これらは撮影画像を模型のよどみ線を境に上下に分割し、それぞれの模型のよどみ点位置を一致させるようになし合成了ものである[4]。これらを見ると、磁場を印加することでよどみ点付近の衝撃層が拡大している様子を確認することができる。

5.2 よどみ線上の発光強度分布

よどみ線上の発光強度分布より衝撃波離脱距離の変化の定量化を行う。そこで、数値計算による気流状態の温度(並進、回転、振動、電子)とNとOからなる10化学種の数密度を用いて発光強度分布の計算を行った。こ

Table 5.1 Test Cases.

	Case1	Case2	Case3
A/A ₀	1.00	1.00	5.76
ρ [kg/m ³]	4.99×10 ⁻³	4.99×10 ⁻³	8.81×10 ⁻⁴
U [km/s]	13.0	13.0	13.1
σ [S/m]	4862	4862	1802
L [mm]	15	15	25
B [T]	0.35	0.74	0.73
Q	0.14	0.62	2.08

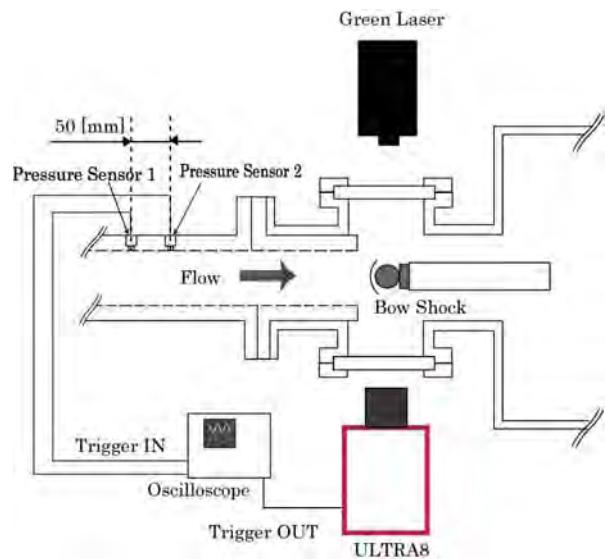


Fig. 5.1 Measurement system around the test section for measuring shock layer.

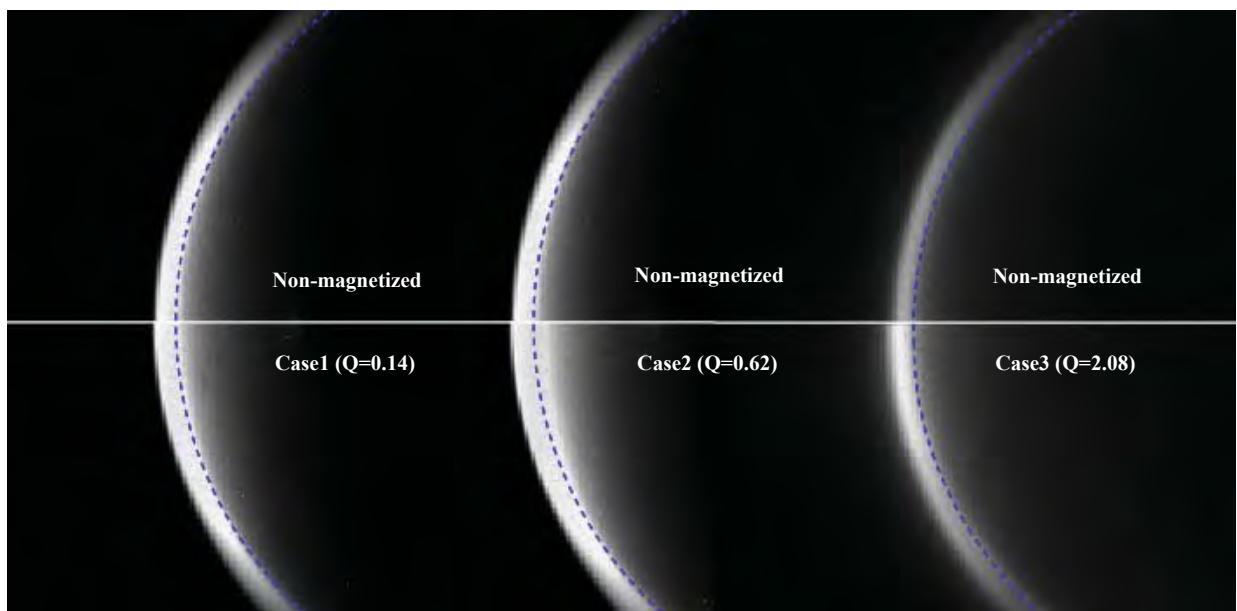


Fig. 5.2 Shock layer images for the magnetized model (lower) and the non-magnetized model (upper).

の計算は、Fig. 5.3 のように流れ場平面に対して垂直に交わる光線群を定義し、光線に沿って輻射強度分布を積分して発光を定量化した。光線上における吸収係数・黒体放射関数の分布は SPRADIAN を用いて評価した。Case3 の磁場なしにおける発光強度分布、密度分布、圧力分布を Fig. 5.4 に示す。横軸はよどみ点位置を 0 とし模型半径で無次元化し、縦軸の発光強度は最大値を 1、最小値を 0 として規格化を行った。これを見ると、発光強度分布の立ち上がり位置などは密度や圧力とは異なり、実際の衝撃層の位置とは異なる可能性がある。しかし、実際の衝撃波離脱距離ではなく磁場の有無による変化を計測するため、今回は発光強度分布による位置の変化を計算と比較しながら変化量を定義する。

分布の計算と計測を比較すると、分布曲線の形状は似ているが、位置がずれていることがわかる。これは、発光強度の計算モデルは実際の発光に近いが、気流状態の予測が実際の気流とは異なっているためと考えられる。計算による気流速度は実際の気流よりもかなり速く見積もられているため、発光強度分布は計測よりも後方に位置している[8]。

5.3 相互干渉パラメータによるスケール効果

Case3 の磁場の有無におけるよどみ線上の発光強度分布の計測結果を Fig.5.5 に示す。これを見ると、磁場ありの分布曲線が前方に位置しており、印加磁場によって衝撃層が拡大していることが確認できる。この分布曲線から、発光強度が 1.0 (Peak), 0.5 (Half), 0 (Rise) の各位置における磁場の有無による差を平均し、衝撃波離脱距離変化として定量化した。また、分布曲線は一定ではないので、各撮影時間における変化量よりエラーバーを把握した。

同様にして各 Case における変化量を測定し、相互干渉パラメータとの関係を Fig. 5.6 に示す。これを見ると、理論的に指摘されているように、磁場の有無による衝撃波離脱距離の変化量は相互干渉パラメータで整理されるのが妥当である。また本実験では、相互干渉パラメータは密度にも依存していることに注意する必要がある。したがって、印加磁場効果は相互干渉パラメータによって整理できることを実験的に確認することができた。

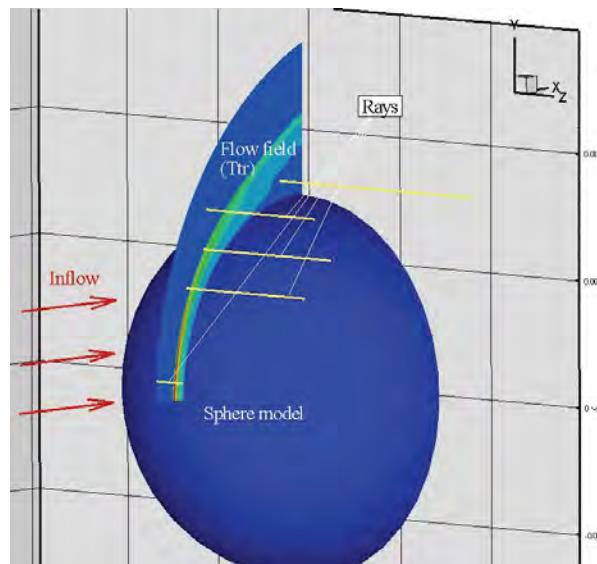


Fig. 5.3 Calculation model of the radiation intensity.

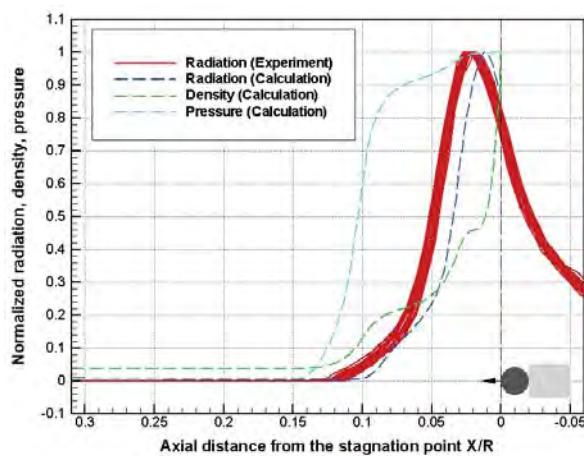


Fig. 5.4 Distribution of the radiation, density, and pressure along the stagnation line for the non-magnetized (Case3).

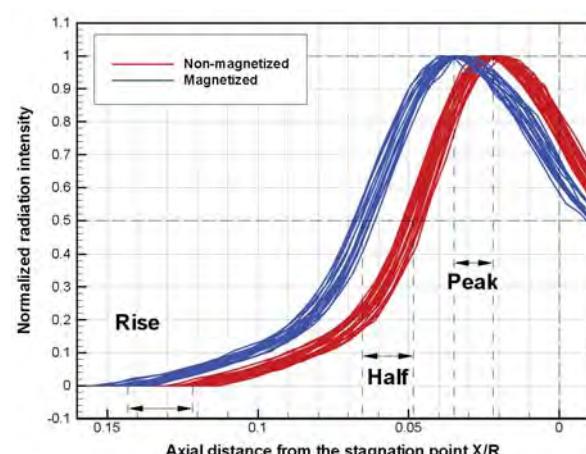


Fig. 5.5 Distribution of the radiation intensity along the stagnation line for the magnetized and non-magnetized (Case3).

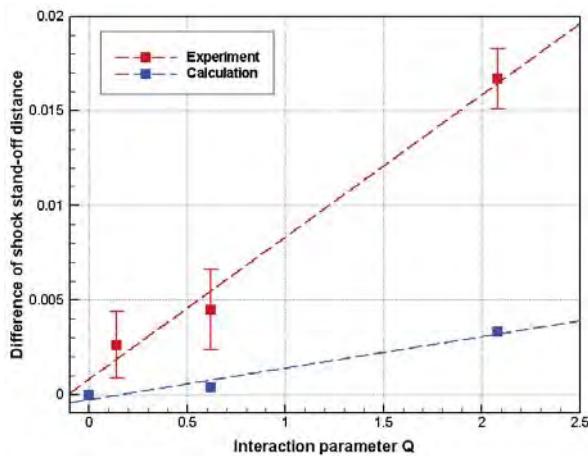


Fig. 5.6 Relationship between the difference of shock stand-off distance and the interaction parameter.

6. 結論

本研究では、膨張波管を用いて実際の再突入飛行環境に近い気流における印加磁場効果の検証を行った。また、膨張波管を改造することにより印加磁場効果の程度を表す相互干渉パラメータを増大させ、過去に検証された印加磁場効果との比較を行った。その結果、相互干渉パラメータと衝撃波離脱距離の変化量は相関関係にあり、印加磁場効果の磁場強度以外の物理量にも依存したパラメータによるスケール効果を実験的に確認することができた。

参考文献

- [1] J. Poggie, and D. V. Gaitonde, "Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow," AIAA Paper 2001-0196, January, 2001.
- [2] 大津広敬, 安部隆士, 『電磁力を利用した再突入飛行周りの流れ場の制御における磁場配位の影響』, 第37回流体力学講演会, 2005.
- [3] 谷藤鉄也, 『再突入飛行における印加磁場効果による衝撃層拡大現象に関する実験的研究』, 平成20年度東京工業大学修士論文.
- [4] 牧野仁, 『Expansion tube を用いた電磁力による衝撃層制御に関する研究』, 2010年度東海大学修士論文.
- [5] C. Park, "Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics", John Wiley & Sons, Inc., 1989.
- [6] 永田卓, 『エキスパンションチューブ内非定常流れ場の数値解析』, 平成14年度東北大学卒業論文.
- [7] Y. Nagata, K. Wasai, H. Makino, K. Yamada, and T. Abe, "Test Flow Conditions for the Expansion Tube Experiment," AIAA Paper 2010-4786, 2010.
- [8] Satoshi Nonaka, Hiroyasu Mizuno, Kazuyoshi Takayama, and Chul Park, "Measurement of Shock Standoff Distance for Sphere in Ballistic Range," AIAA Journal, Vol.14, No.2, April-June 2000, pp. 225-229.