空気中の強い衝撃波背後の発光特性 (第 2 報)*¹

全放射発光の諸特性

Characteristics of Two-Dimensional Radiation Behind Strong Shock Waves in Air (2nd Report)

Some Characteristics of Total Radiation Emission

森 岡 敏 博*²・桜 井 成 昭*^{3,*6}・佐 藤 史 彦*³・前 野 一 夫*⁴・本 間 弘 樹*⁵

Toshihiro MORIOKA, Nariaki SAKURAI, Fumihiko SATO, Kazuo MAENO and Hiroki HONMA

Key Words: Strong Shock Waves, High-Temperature Air, Radiation

Abstract: This paper describes time-frozen measurements using a CCD camera system for total radiation behind strong shock wave in a shock tube. The measurements are carried out for the shock velocity range from 6.8 km/s to 12.5 km/s at the initial pressure range from 13.33 Pa to 133.3 Pa in air. The experimental results are compared with the numerical ones. There is a relatively good agreement between the experimental and numerical results at 10 km/s shock velocity at the initial pressure 13.33 Pa, although some discrepancies appear at the other velocity range. It is found that the full width at half maximum of profile of the first-peak becomes narrower and the thickness of radiation front becomes broader, as the shock velocity increases at the lower initial pressure. At the higher initial pressure, there is a limitation of spatial resolution in the present experiment.

1. は じ め に

現在、極超音速飛行体の開発に向けて様々な研究が行われている¹⁻³⁾。飛行体周りに発生する強い衝撃波を伴う高温流れを実験的に模擬することの困難さと、スーパーコンピュータに代表される計算機の計算速度の目覚ましい向上によって、そのような研究では数値解析的研究が広く行われてきている。様々な非平衡高温効果を伴う流れを数値的に模擬するために、反応速度定数等の多くのパラメータが使われている。ところが、現在頻繁に利用されている数値解析コードで用いられているパラメータの多くは、1960年代に行われた衝撃波管実験⁴⁻⁶⁾等によって得られたものであって、その改善が望まれている。一方において、近年の計測機器の性能向上及び計測手法の発展に伴って、より高精度かつ詳細なデータの取得が可能になってきている。

このような背景から、千葉大学では自由ピストン2段膜衝撃波管⁷⁻⁹⁾を用いて、衝撃波背後の高温空気からの発光観測を行ってきた¹⁰⁻¹⁴⁾。1990年代初頭におけるイメージコンバータカメラを用いた2次元観測¹⁰⁾では、衝撃波速度が10 km/sを超えると伝播方向の発光強度分布が2つのピークをもつようになるという特性(2峰性)が示され

た。第1報¹²⁾では、これらの観測では観測システムの波長感度が可視光領域のみであること¹⁰⁾や、分光観測結果から紫外光領域での発光が顕著であること^{11,14)}等の理由から、紫外光領域で十分な波長感度をもつ観測システムを用いることによって、新たな様相が観測できると予想し、高速度 CCD カメラを用いた実験的研究を行い、イメージコンバータカメラによる観測結果との発光強度分布の2峰性への遷移速度の相違や、数値解析結果との発光帯の幅の相違が見られた。

しかしながら、上述の観測では、衝撃波管壁近傍で非常に強い発光が観測され、それを減光する目的で光学フィルターを用いたことにより、管中心軸付近での発光の裾の部分がカットされてしまっていたと考えられ、本研究ではその点を改善した結果について述べる。さらに、衝撃波速度を一定とし、衝撃波前方の初期圧力を変化させて、初期圧力に対する依存性も調べ、得られた結果を従来の結果及び既存の数値解析コードによる結果と比較・検討した。

2. 実験装置及び観測システム

空気中に強い衝撃波を発生させるために、第1図に示される自由ピストン2段膜衝撃波管を用いた^{7-9,12)}。この衝撃波管は主に、高圧管、ピストン圧縮管、中圧管、低圧管及び真空槽から構成されている。各管はそれぞれ、高速可動弁、第1隔膜及び第2隔膜で仕切られている。第1図中に示された設定圧力の場合、中圧管内及び低圧管内に発生する入射衝撃波の速度は、それぞれ $U_{sb}=5\sim6$ km/s 及び

*¹ 平成 10 年 7 月 27 日原稿受理

*² 千葉大学大学院自然科学研究科助手

*³ 千葉大学大学院自然科学研究科学生

*⁴ 千葉大学工学部都市環境システム学科助教授

*⁵ 千葉大学大学院自然科学研究科教授

*⁶ 現在、東京電力

第 1 図 自由ピストン 2 段膜衝撃波管概略図

第 2 図 時間凍結全放射発光観測システム概略図

$U_s=10\sim12$ km/s である。本研究では、低圧管内空気の初期圧力 p_1 を 13.33 Pa, 26.67 Pa, 66.67 Pa 及び 133.3 Pa に設定し、衝撃波速度 $U_s=6.8\sim12.5$ km/s の衝撃波背後の全放射発光を観測した。

第 2 図に、衝撃波背後の全放射発光観測システムの概略図を示す。この観測システムは、UV カメラレンズ、高速ゲート内蔵イメージンシファイア付 CCD カメラ (ICCD) 及びデータの取得と処理のためのパーソナルコンピュータから構成されている。UV カメラレンズは、Nikon 社製、UV-Nikkor F 4.5 S モデルで焦点距離は 105 mm である。このカメラレンズの波長感度特性は、紫外光領域での感度が通常のカメラレンズと比べて非常に高く、200~840 nm の波長範囲で約 70% である。ICCD は、浜松ホトニクス社製、イメージンシファイド冷却 CCD カメラ (C 5987 モデル) で、その画素面は、512×512 の画

素が配置されており、各々の画素は 1024 階調の明暗度を出力する。イメージンシファイア (I.I.) の分光感度は 160~840 nm であり、十分に紫外光領域の発光を検出することができる。ICCD の画像は、Apple Macintosh 社製 パーソナルコンピュータ Power Macintosh 9600 にインストールされている浜松ホトニクス社製の PCI Frame Grabber というデジタルフレームグラバーによって取り込まれる。

ICCD はイオンプローブの信号によって起動される。衝撃波管の初期設定条件から予測される観測部での衝撃波速度とイオンプローブから観測点までの距離 (285 mm) の関係から決定されるそれぞれの遅延時間を、予めディレイパルスジェネレータ (Stanford Research Systems 社製、DG 535) に入力しておく。そして衝撃波の到達によりイオンプローブはディレイパルスジェネレータに信号を送

り、遅延時間を経てディレイパルスジェネレータは ICCD に制御信号を送り、作動が開始される。

パーソナルコンピュータを除く観測システムは、光学防振台に設置されている。

3. 数 値 解 析

発光観測結果との比較と理論的解釈の一手段として、強い衝撃波背後の光放射エネルギーの数値解析を行った。本研究で用いた数値解析コードは、飯塚ら¹⁰⁾によって構築されたものに、幾つかの修正を加えたものである。

光放射エネルギーを求めるために、まず衝撃波背後の並進、振動及び電子温度と化学種分布を計算した。流れは1次元定常圧縮性非粘性流を仮定し、質量、運動量、エネルギー、電子エネルギー、振動エネルギー及び化学種の保存方程式を考慮した。この計算コードでは、空気を11成分 (N_2 , O_2 , NO , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N , N^+ , O , O^+ , e^- (電子)) と仮定し、それらの成分間の47化学反応を考慮した。反応モデルはParkの多温度モデル¹⁵⁾を用いており、各反応の化学反応速度定数はPark¹⁶⁾によるものを引用した。電子エネルギーの保存方程式では、弾性及び非弾性衝突による重粒子とのエネルギー交換及び N_2 の振動エネルギーとのエネルギー交換を考慮した。振動エネルギーの保存方程式では、振動緩和速度に T-V 過程、e-V 過程及び V-V 過程の3つの過程におけるエネルギー交換を考慮し、 N_2 , O_2 及び NO について解いた。計算手順は、まず Rankine-Hugoniot の関係式から衝撃波面直後における各状態量を算出し、初期値問題として Runge-Kutta-Gill 法によって支配方程式を解いた。

光放射エネルギーに関する計算コードは、Park の NEQAIR¹⁷⁾ を基にしたものである。光放射エネルギーは、上述の衝撃波背後の状態量の計算によって得られる並進、振動及び電子温度と化学種の数密度を用いて計算した。ただし、電子的励起温度は電子温度に等しく、並進温度と回転温度は等しいと仮定した。また、化学種の内部エネルギー分布は、ボルツマン分布であると仮定した。考慮した種々の放射を第1表に示す。

4. 結 果 と 考 察

第3図は、第2図に示した観測システムによって得られた初期圧力 $p_1=13.33$ Pa の空気中における強い衝撃波背後の全放射発光画像と発光強度分布である。衝撃波速度 U_s は 9.60 km/s、衝撃波マッハ数 M_s は 27.87 である。

第1表 考慮した遷移放射の種類	
Transition	Particles
Bound-Bound	$N_2(1+)$, $N_2(2+)$, $N_2^+(1-)$, $NO(\beta)$, $NO(\gamma)$, $O_2(S-R)$, N , N^+ , O , O^+
Free-Bound	N^+ , O^+ , $O(O+e^- \rightarrow O^-)$
Free-Free	N_2 , N , O , N^+ , O^+

第3図(a)は全放射発光画像で、その明暗は図中の右に示される強弱に対応した相対発光強度を示している。衝撃波は右から左へ伝播している。高さ $h=\pm 20$ mm の位置が衝撃波管上下壁に対応している。横軸 x の原点は、管中心軸 ($h=0$ mm) に沿う衝撃波の波面直後の最初の発光強度のピーク位置に対応している。本研究で用いている衝撃波管観測部は正方形断面を有しているため、得られた画

(a) 全放射発光画像

(b) 衝撃波管中心軸に沿った発光強度分布

(c) 衝撃波管中心軸に垂直な方向の発光強度分布

第3図 空気中の強い衝撃波背後の全放射発光画像と発光強度分布: $U_s=9.60$ km/s, $p_1=13.33$ Pa

像は衝撃波管奥行き方向に積分された発光強度分布にほぼ対応していると考えられる。また、I.I.のゲート開口時間が10 nsであるので、この時間内に衝撃波は0.1 mm程度しか進行しておらず、管中心軸付近の発光帯の幅に比べて十分に小さいので、この画像は時間凍結とみなすことができる。管壁近傍の発光前面は下流方向に湾曲し、管壁に沿って長く尾を引いているものの、管中心軸付近での発光は衝撃波伝播方向にほぼ垂直である。第3図(b)は管中心軸に沿った発光強度分布、及び第3図(c)は管中心軸に垂直な方向の発光強度分布である。これらの結果から分かるように、管壁近傍での発光強度分布は管中心軸付近のものと大きく異なっているものの、 $h=\pm 10$ mmの範囲内ではほぼ一定な発光強度分布となっている。

管中心軸に沿う全放射発光強度分布の衝撃波速度依存性を調べるために、初期圧力 $p_1=13.33$ Paの空気中において、異なる衝撃波速度に対する全放射発光強度分布の違いを第4図に示す。第4図(a)は実験結果、第4図(b)は数値解析結果である。本研究において、実験での発光強度は相対的に得られ、それぞれの衝撃波速度に対して、衝撃波の波面直後のピーク値 I_p は十分な再現性で得られているので、実験結果及び数値解析結果とも定性的な比較のため、ピーク値 I_p で無次元化している。実験結果において、

衝撃波速度 $U_s=9.13$ km/s 及び 10.25 km/s の場合、水平位置 $x=0$ mm において発光強度がピーク値をとり、その後急激に減少している。しかしながら、衝撃波速度の増加に伴って次第にピーク背後の発光強度が上昇し始め、第2のピークを形成していく様子が見てとれる。本研究では、衝撃波の波面直後の発光強度のピークを第1ピーク、衝撃波速度の増加に伴って現れるその背後のピークを第2ピークと呼ぶことにする。これらの発光強度分布特性は、飯塚ら¹⁰⁾によって見出され、ピークの数からそれぞれ1峰性(1-peak)発光及び2峰性(2-peaks)発光として区別している。第4図(b)の数値解析結果においても、衝撃波速度の増加に伴う第1ピーク背後における発光強度の再上昇は見られるが、第2ピークは形成されず、一定値を保っている。実験では駆動気体との接触域が下流に存在していると考えられるため強度は急激に減少しているが、数値解析での一定発光強度は平衡域の発光に対応しており、接触域を考慮していないので強度の下降によるピークの形成がなく、一定値を保っている。

分布形状の比較のために、第5図に第4図における衝撃波速度 $U_s=10.25$ km/s 及び 12.28 km/s の場合の全放射発光強度分布の実験結果と数値解析結果の比較を示す。実線で示される実験結果は左軸に無次元強度 I/I_p で、破線

(a) 実験結果

(a) $U_s=10.25$ km/s

(b) 数値解析結果

第4図 異なる衝撃波速度における発光強度分布の比較：
 $p_1=13.33$ Pa

(b) $U_s=12.28$ km/s

第5図 1峰性及び2峰性発光強度分布の実験結果と数値解析
結果との比較： $p_1=13.33$ Pa

で示される数値解析結果は右軸に絶対強度 E で示してあり、それぞれの第1ピークの大きさを一致させてプロットしてある。第5図(a)から、1峰性を示す衝撃波速度 $U_s = 10.25$ km/s の場合、実験結果と数値解析結果は第1ピークの半値全幅が良く一致していることが分かる。しかしながら、2峰性を示す衝撃波速度 $U_s = 12.28$ km/s の第5図(b)の場合には、第1ピーク後の減少勾配にずれが生じ、実験結果では発光の谷と第2ピークの位置が数値解析結果よりも前方になり、また第1ピークと第2ピーク（数値解析結果では平衡値）の強度比にも大きな差が見られる。

第6図は、初期圧力 $p_1 = 13.33$ Pa の空気中における衝撃波背後の全放射発光強度分布特性の衝撃波速度依存性を示した図である。本研究の結果は×印で示されており、比較のためにイメージコンバータカメラで観測された飯塚ら¹⁰⁾の結果を○印で示してある。この図から、1峰性と2峰性の両方の発光強度分布が観測される可能性のある速度領域（ここでは遷移速度領域と呼ぶことにする）が共に存在する。しかしながら、2つの実験結果の間で、この遷移速度領域の範囲に違いがあることが分かる。飯塚らの結果では、衝撃波速度 $U_s = 10.0 \sim 10.3$ km/s が遷移領域であるが、本研究の場合、遷移速度領域は衝撃波速度 $U_s = 10.5 \sim 11.3$ km/s であり、衝撃波速度が高く、さらに広い範囲に及んでいる。この相違の原因として、観測システムの波長感度が原因であると考えられる。これまでの研究結果^{5,11,14)}から、衝撃波背後の全放射発光の第1ピークでは紫外光領域の発光（200～400 nm）が顕著であるため、飯塚らのように紫外光領域での観測システムの感度が不十分（400 nm～）であると、観測される発光強度分布はより長波長領域の発光が顕著であると考えられる第2ピークの発光強度が相対的に高くなり、より低い衝撃波速度で2峰性と判別されてしまい、実際の強度分布と違いが生じてしまうこととなる。また、遷移速度領域が広がった原因については、実験データ数の相違によるものではないかと考えている。

第6図 全放射発光強度分布特性の衝撃波速度依存性：
 $p_1 = 13.33$ Pa

次に、全放射発光強度分布の初期圧力依存性を調べるために、初期圧力 p_1 が、それぞれ 13.33 Pa, 26.67 Pa, 66.67 Pa 及び 133.3 Pa の空気中における衝撃波速度 U_s が 8.7 km/s の場合の管中心軸上での発光強度分布を数値解析結果と共に第7図に示す。それぞれの発光強度分布は、そのピーク値 I_p で無次元化されている。これらより、初期圧力の増加に伴って、発光強度のピーク前の増加とピーク後の減少が次第に急勾配になっていることが確認できる。数値解析結果では、衝撃波前方の圧力上昇に伴って、発光強度の上昇勾配が急になり、第1ピークの幅が狭くなっているのに対し、実験結果では、初期圧力 p_1 が 66.67 Pa を超えると、第1ピークの形状に変化が見られない。これは、光の広がりの影響、さらに第3図(a)の全放射発光画像で見られるように発光前面の湾曲により有限な幅となってしまう3次元効果の影響の可能性が考えられる。また、実験では初期圧力 $p_1 = 133.3$ Pa の場合には $x = 25$ mm 付近まで発光強度がほぼ一定な領域が確認できる。しかしながら、数値解析結果では確認できない。

次に、全放射発光強度分布特性をより詳しく明らかにするために、初期圧力 $p_1 = 13.33 \sim 133.3$ Pa の条件で得られた全放射発光強度分布の第1ピークの形状に関して、幾つかのパラメータによってまとめた結果について述べる。ま

(a) 実験結果

(b) 数値解析結果

第7図 異なる初期圧力における発光強度分布の比較：
 $U_s = 8.7$ km/s

第8図 発光半値全幅 W 、発光前面厚さ X_p 及び発光長さ X_e の定義

ず、その形状パラメータの定義は Allen ら⁵⁾ によって定義されたものを引用した。第8図に示されるように、全放射発光強度分布の第1ピーク値を I_p とする。その I_p の半分の強度における発光帯の幅を、全放射発光の半値全幅 (Full Width at Half Maximum) W とする。また、立ち上がりの強度 $0.1I_p$ の位置 A からピーク B までの距離を発光前面厚さ X_p 、強度が $0.1I_p$ の位置 A からピーク値をとり平衡値 I_{eq} の 1.1 倍の値まで減少する位置 C までの距離を発光長さ X_e として定義する。なお、第1ピーク後の発光強度の再上昇が見られる2峰性を示す全放射発光強度分布の場合には、再上昇の発光強度が $0.5I_p$ を超えないケースについてのみ整理した。

第9図に衝撃波速度に対する全放射発光強度分布の第1ピークの半値全幅 W の変化を示す。黒印は実験結果、破線は実験結果の最小二乗法による平均直線、白抜き印の付いた実線は数値解析結果である。この結果より、同一の衝撃波速度に対して、実験結果も数値解析結果も初期圧力の増加に伴って半値全幅 W が減少していることが分かる。実験結果より、初期圧力 $p_1=13.33$ Pa と 26.67 Pa の場合には衝撃波速度の増加に伴ってほぼ直線的に減少していることが確認できる。その傾きは、初期圧力の増加によって緩やかになってきており、初期圧力 $p_1=66.67$ Pa と 133.3 Pa ではあまり変化が見られない。一方、数値解析結果では、初期圧力 $p_1=13.33$ Pa の場合には、衝撃波速度の増加に伴って次第に半値全幅 W が増加している。しかしながら、初期圧力 $p_1=26.67$ Pa 以上の場合には、衝撃波速度によらず、初期圧力に対してほぼ一定となっている。 $p_1=13.33$ Pa に着目すると、衝撃波速度 U_s が約 10 km/s において、実験結果と数値解析結果が良く一致しているが、その前後において両者が反転していることが分かる。

第10図に衝撃波速度に対する全放射発光強度分布の第1ピークの発光前面厚さ X_p の変化を示す。この結果よ

第9図 幾つかの初期圧力における全放射発光強度分布の半値全幅 W の衝撃波速度依存性

り、半値全幅 W と同様に、同一の衝撃波速度に対して、実験結果も数値解析結果も初期圧力の増加に伴って発光前面厚さ X_p が減少していることが分かる。実験結果において、初期圧力 p_1 が 13.33 Pa 及び 26.67 Pa のより初期圧力が低い場合に見られる衝撃波速度の増加に伴って X_p が増加するという傾向は、初期圧力 p_1 が 66.67 Pa 及び 133.3 Pa のより初期圧力が高い場合には観測された速度範囲では確認できない。数値解析結果では、各初期圧力の場合において、その値は衝撃波速度によらずほぼ一定となっている。

第5図(a)と第9図で示されたように、初期圧力 p_1 が 13.33 Pa の場合、衝撃波速度 U_s が約 10 km/s において、半値全幅 W に関して実験結果と数値解析結果が比較的良く一致しているのに対し、第10図に示された発光前面厚さ X_p に関しては、この速度において相違が見られる。つまり、衝撃波速度 U_s が約 10 km/s の場合において、全放射発光強度分布の半値全幅 W は一致しているものの、そ

第10図 幾つかの初期圧力における全放射発光強度分布の発光前面厚さ X_p の衝撃波速度依存性

第11図 幾つかの初期圧力における緩和距離パラメータ $p_1 X_p$ と $p_1 X_e$ の衝撃波速度依存性

の発光強度の増加過程と減少過程に関しては、実験結果と数値解析結果は一致していない。

初期圧力 p_1 と発光前面厚さ X_p 及び発光長さ X_e の積を緩和距離パラメータ⁵⁾として、衝撃波速度に対してプロットしたものを第11図に示す。この図では、比較としてAvcoにおいて分光器と光電子増倍管を用いて測定された波長範囲550~1000 nmにおける発光の強度分布形状パラメータの結果⁵⁾と千葉大学で過去に同じく分光器と光電子増倍管を用いて測定された波長範囲330~350 nmにおける発光の強度分布形状パラメータの結果⁸⁾もプロットしてある。この図から、観測している波長範囲は異なるものの、初期圧力が高い場合を除いては、傾向が良く一致しており、初期圧力が低く全放射発光の第1ピークがある有限な幅を有する場合には、本観測システムは光電子増倍管と同じオーダーで分解が可能であることが確認できる。

5. おわりに

UVカメラレンズと高速ゲート内蔵イメージインテンシファイア付CCDカメラで構成される紫外光領域で十分な波長感度をもつ観測システムを用いて、強い衝撃波背後の2次元的全放射発光を観測した。これまで報告にある初期圧力 $p_1=13.33$ Pa の場合の衝撃波速度に対する依存性のみでなく、衝撃波前方の初期圧力に対する依存性も調査するために、初期圧力 p_1 を13.33 Pa から133.3 Pa まで変化させた。得られた結果は、数値解析結果と比較され、まとめると以下ようになる。

初期圧力 $p_1=13.33$ Pa において、発光強度分布形状が1峰性から2峰性へ変化する遷移速度領域は、衝撃波速度 $U_s=10.5\sim11.3$ km/s の範囲であり、これは紫外光領域での感度が不十分と考えられる観測システムによって過去に得られた結果と異なるものとなった。この相違の原因として、実験データ数や紫外光領域の発光の影響が原因であると考えられる。

初期圧力 p_1 が13.33 Pa 及び26.67 Pa の場合の発光強度分布形状は、衝撃波速度の増加に伴い、半値全幅が狭くなる傾向を示すのに対し、発光強度の増加過程を示す発光前面厚さは逆に大きくなる傾向を示す。また、初期圧力の増加に伴い発光強度分布形状は次第に急勾配になっていくが、初期圧力 p_1 が66.67 Pa 及び133.3 Pa の場合になると大きな変化が見られなかった。これは、発光前面の3次元効果や観測システムの分解能が影響していると考えられる。

数値解析結果と比較した結果、初期圧力 $p_1=13.33$ Pa の場合に衝撃波速度 U_s が10 km/s 以下の範囲において、実験結果と数値解析結果は比較的良く一致していると考えられる。しかしながら、衝撃波速度 U_s が10 km/s を超える範囲になると、相違が見られるようになる。これは、実験における試験気体汚染の影響や数値解析における計算モデルの影響の双方の観点から、今後検討が課題と思われる。

参考文献

- 1) Park, C.: Calculation of Nonequilibrium Radiation in the Flight Regimes of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles, AIAA Paper 84-0306 1984.
- 2) 宇宙科学研究所小惑星探査計画ワーキンググループ：小惑星探査計画 (MUSES-C) 提案書, 1995.
- 3) Fujita, K., Suzuki, K. and Abe, T.: Air Radiation Analysis of Super-Orbital Reentry Vehicle, AIAA Paper 97-2561, 1997.
- 4) Keck, J. C., Camm, J. C., Kivel, B. and Wentink, T., Jr.: Radiation from Hot Air. Part II: Shock Tube Study on Absolute Intensities, Ann. Phys., 7 (1959), pp. 1-38.
- 5) Allen, R. A., Rose, P. H. and Camm, J. C.: Nonequilibrium and Equilibrium Radiation at Super-Satellite Entry Velocities, Avco Everett Research Report 156, Avco Everett Research Laboratory, Everett, MA, 1962.
- 6) Allen, R. A.: Nonequilibrium Shock Front Rotational, Vibrational and Electronic Temperature Measurements, Avco

- Everett Research Report 186, Avco Everett Research Laboratory, Everett, MA, 1964.
- 7) 本間弘樹：自由ピストン2段膜衝撃波管の特性研究, 千葉大学工学部研究報告, **28**, 54 (1977), pp. 199-206.
 - 8) Honma, H.: Shock Tube Studies of Strong Shock Waves, Proc. Int. Symp. Aerospace and Fluid Science, in commemoration of the 50th anniversary of IFS, Tohoku University, Sendai, Japan, 1993, pp. 128-148.
 - 9) 本間弘樹, 塚原 誠, 森岡敏博, 片野政英, 渡辺則彦：自由ピストン2段膜衝撃波管の特性, 日本航空宇宙学会誌, **45**, 524 (1997), pp. 533-539.
 - 10) 飯塚弘之, 本間弘樹, 大野太郎：空気中の強い衝撃波背後の発光の2次元画像観測と画像処理, 日本航空宇宙学会誌, **39**, 444 (1991), pp. 14-19.
 - 11) 是枝ジョージ, 大浜好暁, 前野一夫, 本間弘樹：画像分光法による空気中の強い衝撃波の観測, 日本航空宇宙学会誌, **43**, 499 (1995), pp. 459-462.
 - 12) 森岡敏博, 松浦芳樹, 桜井成昭, 是枝ジョージ, 前野一夫, 本間弘樹：空気中の強い衝撃波背後の発光特性 (第1報) 全放射発光形態, 日本航空宇宙学会誌, **45**, 523 (1997), pp. 453-457.
 - 13) Honma, H., Maeno, K., Morioka, T., Matsuura, Y. and Koreeda, J.: Observation of Radiation Behind Strong Shock Waves in Air, Theoret. Appl. Mech., **45**, Yagawa, G. and Ohtsubo, H., eds., 1996, pp. 231-239.
 - 14) Morioka, T., Sakurai, N., Maeno, K. and Honma, H.: Imaging Spectroscopy of Radiation Behind Strong Shock Waves in Air, Theoret. Appl. Mech., **46**, Yagawa, G. and Miki, C., eds., 1997, pp. 307-315.
 - 15) Park, C.: On Convergence of Computation of Chemically Reacting Flows, AIAA Paper 85-0247, 1985.
 - 16) Park, C.: A Review of Reaction Rates in High Temperature Air, AIAA Paper 89-1740, 1989.
 - 17) Park, C.: Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) Program; User's Manual, NASA TM-86707, 1985.