円筒状収束爆-の温度測定

南雲巍郎*,岡本圭史*,越 光男*,松為宏幸*

アセチレン一酸素系の円筒状収束爆轟の中心部に発生する高温ブラズマについて分光測定を 行った。最小半径0.1~0.2m程度の良い収束性を有する収束爆轟の中心部における強い発光を、 スペクトル流し写真撮影によって観測した結果、イオン一電子の再結合によると思われる連続 スペクトルと共に、多数の輝線が観測された。光電子増倍管を用いて、スペクトルの相対強度 分布を測定し、これをWienの輻射強度の式を用いてプラズマ温度を決定したところ、約7200 Kとなった。

一方, 観測された最小半径における入射衝撃波伝播速度に対する, 反射衝撃波の平衡温度の 計算値は, 約10⁴Kであることから, 実験結果は妥当なものであると考えられる。

1. 序 論

収束気体爆轟の研究は、高温プラズマの形成等に関 建して、古くから行われている¹⁻⁸⁰。可燃性予混合気 体では、比較的簡単な装置を用いても、ある程度対称 性の良い円筒状収束爆轟波を容易に作り出すことが可 能であり、もし、極めて中心近傍まで良い対称性を維 持した収束爆轟波を作り出せれば、大きな容器や高い 初期圧力の爆轟条件を用いなくてもプラズマを形成さ せることが出来る為、 1 ペの応用が期待できる。

我々は、これまでの研究において、直径23cm程度の 円筒容器を用いて、アセチレン一酸素系の予混合気に おける収束爆轟波をイメージコンパータカメラによる 高速こま扱り写真扱影によって観測し、最小半径0.2 mm以下の収束性を有する収束爆砕波を再現性良く作り 出し得ることを確認した⁹。

また、この収束爆砕波は、中心の極めて近傍まで、 C-J理論で予測される値とほぼ一致する伝播速度で 進行した後、t=-1µsec付近で(収束時をt=0)初 めて顕著な加速を示し、過大爆砕に移行すること、収 束後の反射波背後の中心部にのみ、長寿命の強い発光 を伴う核が存在すること等が判明している。

本研究では収束爆轟の中心付近の挙動に狩目し,主 に分光法を用いてプラズマ温度に関する検討を行った。

2. 実験装置および方法

Fig.1に、本研究に用いた実験装置の概略を示す。

昭和63年7月25日受理 *東京大学工学部反応化学科 113 東京都文京区本第7-3-1 TEL - 010 0111(中7007)

TEL 03-812-2111(内7297)

Kōgyō Kayaku, Vol. 50, No. 7, 1989

-571-

これは、基本的には前報で述べた装置と同一である。 すなわち、収束爆轟発生装置は、内部をアルミ板で等 分された円筒容器(内径23㎝)、深さ各3㎝)とこれに 接続されたスパーク点火装置を持つ鋼管(内径12㎜) 全長155㎝)よりなる。

実験においては、容器全体を真空に排気した後、ア セチレン一酸素予混合気を所定の圧力まで導入し、ス パーク放電により点火する。銅管中で発生した定常爆 酶波は、円筒容器に入射し円板にあたり、3 mmの幅を 持った円柱状拡大爆轟として伝播した後、しきり円板 (スリット幅5 mm)を周り込み、収束爆轟に移行する。 この際に条件によっては爆轟は中断・再転移が起こり、 中心近傍の収束性に影響を及ぼすが、本実験装置にお いて、アセチレン一酸素のモル比2/3の場合、初期圧 Poがおよそ150 Torr以上では中断が起こらず、対称中 心に収束性の良い爆轟波が形成された。

また中心近傍での収束性には、容器内壁の平滑度が 大きな影響を及ぼすため、今回はアルミ円板を支える 3本のビスの頭や、容器前面の中心部に取り付けられ た観測窓部(直径10mm、厚さ4mmのCaF2窓)の凹凸に は、特に注意を払った。(Fig.2参照)

取東爆轟波の収束性および再現性の硫認は、超高速 イメージョンバータカメラを用いた高速こま撮り写真 によって行うと共に、速い応答速度を持つフォトダイ オードを用いて、中心近傍の発光強度履歴を合わせて 観測した。

収束爆砕波の分光測定は,観測窓(有効径6 mm)を通 して放出される中心部の発光を,レンズおよびミラー を用いて50cm回折格子型分光器入口に集光し,分光さ



Fig. 1 A Schematic of the experimental system.



Fig. 2 The details of the observation section at the center of the confinement.

れたスペクトル像をイメージコンバータカメラを用い て流し写真撮影することによって行った。掃引速度は、 1~10mm/µsecの範囲で行い、光量不足の場合は重ね 撮りで補った。また、イメージコンバータカメラの光 学系の波長透過率が、紫外部で極端に低下するため、 スペクトル流し写真の撮影範囲は可視領域に限定され た。

収束中心の温度測定は、分光器の出射部に光電子増 倍管を取り付けスペクトルの相対強度分布を測定して 見積もった。なお、本実験を通じて、アセチレン一酸 素予混合気のモル比は2/3で行い、ほとんどの場合P₀ =150Torrで行った。

3. 実験結果



Fig. 3 An example of the record of imploding detonation and the reflected shock wave observed through the CaF₂ window.

 $[P_0=150 \text{ Torr, test gas: } 0.4C_2H_2+0.6O_2, \text{ frame intervals: } 50 \text{ nsec., each}]$

3.1 円筒状収束爆轟波の収束性および再現性 収束中心部に観測窓を取り付けていることにより乱 れが生じていないかを確認する実験を最初に行った。 中心から離れたところで生じた対称性を損なうような



Fig. 4 Experimental results on the relation of the radius of the cylindrical implosion and the time obtained by the image-converter camera.

(1)

[t=0 is set at the moment of confinement at the center]

乱れは、比較的容易に対称性を回復する。しかし、中 心付近での乱れは、収束性に大きく影響を及ぼす。

Fig.3に、観測窓を通してイメージコンバータカメ ラで扱影された収束爆姦波のこま扱り写真の一例を示 す。扱影速度は2×107Frames/secである。扱影され た像を拡大して半径(R,)の時間変化を求め、両対数 で整理した結果をFig.4に示す。爆風理論によれば 半径R,と時間tの関係は次式で示される。

 $R_t = C|-t|^{\alpha}$

本実験では, αの値が0.83±0.03となり, Ahlborn and HuniのH₂, C₂H₆, C₃H₈+O₂系における値(0. 78~0.85), および前報⁹⁰の結果(0.80 ±0.06)と良い 一致を示している。また最小半径R₄は0.1~0.2mmで あり, 観測窓接合部の凹凸による乱れの影響は, ほと んどないと思われる。

さらに、高速の応答性を特つフォトダイオードを使 用して、中心部の発光強度履歴を観測した。出力波形 の例をFig.5に示す。いずれもP₀=160 Torrの場合 であるが、中心付近まで対称性良く円筒状に収束が行 われる場合には、同図(a)に示されるように鋭い単一 ピークを示すが、これに対して収束性が悪い場合には、 同図(b)のように、ピーク付近に凹凸がはっきりと表れ る。この例では、しきり円板を止めているビスの一本 に級みが生じたために収束性が悪化したものである。 初期圧力を100~200 Torrの間で変化させて、対称性 が良い場合のデータのみについて、このピーク値の初





Kögyö Kayaku, Vol. 50, No. 7, 1989

-573-



Fig. 6 The dependence of the peak intensity of the implosion on the initial pressure of the test gas $[0.4C_2H_2+0.6O_2]$



Fig. 7 An example of the high speed streak record of the emission spectra from the implosion. [P₀=150 Torr, test gas: 0.4C₂H₂+0.6O₂]

期圧依存性を調べた結果をFig.6 に示す。発光強度と 初期圧力との間には、直線関係が成立していることが わかる。

3.2 分光測定

円筒容器前面のアクリル板の中心部に取り付けられ た観測窓を通過した収束爆轟の中心部における強い発 光を、レンズおよびミラーを用いて50cm分光器の入射 スリットに集光し、出射部におけるスペクトル像を超 高速イメージコンパータカメラによって放し写真撮影 を行い観測した。イメージコンパータカメラの光学系 の波長透過率が、紫外部(380 nm 以下)で極端に低下 するため、スペクトル流し写真の撮影範囲は可視領域 に限定された。また、撮影倍率はおよそ2/3倍、掃引 速度は1~10cm/µsecで行った。Fig.7 に、スペクト ル流し写真の一例を示す。この写真の場合, P₀=150 Torr, カメラの掃引速度は, 10m/µsec で5回の重ね 扱りしたものであるが, 連続スペクトルと共に多数の 卸線が観測される。これより一桁遅い掃引速度では, これらの卸線の一部は, 連続スペクトルの中に隠れる ため観測されず, 長寿命の卸線のみが観測される。

連続スペクトルは、収束後の反射波背後の高温によって電離したイオンと電子の再結合によるものと思われるが、観測波長を変化させて扱影した写真と合わせて、およそ380nm~520nmの範囲にわたって滑らかな分布をすることが観測された。これより短波長傾の光は、光学系の波長透過率が低下するためカットされている。



Fig. 8 The experimental results on the intensity distribution of the emission from he confined implosion of detonation. $[P=150 \text{ Torr}, \text{ test gas}: 0.4C_2H_2+0.6O_2, \text{ The least-s-guare fit of the experimental data is indicated in the figure]}$

観測された卸線スペクトルの多くについては、未だ 同定することができないが423nmに示される最も長 野命の卸線は、Caの共鳴線であると思われる。また、 Fujiwara等¹⁰により報告されているような、C₂、CH 等の分子種によるパンドスペクトルは全く観測されな かった。

3.3 温度測定

分光流し写真から、直接収束中心の温度を見積もる ことは困難であるため、同じ分光器の出射部に1mmの スリットを介して光電子増倍管(浜松テレビR106)を 取り付け、分光器の波長を30~50nm間隔で掃引して 相対強度分布を測定した。

御定結果をFig.8に示す。発光強度は、同一条件下での爆轟実験に対して非常に再現性が良いことを確認した。念のため、同一波長について3回の実験を行い ピーク値の平均をとり、それを光電子増倍管の波長感 度特性に対して補正した値が同図に示されている。こ のような実験では、強い卸線スペクトルが存在する波 長における御定値を含む可能性があるため、この発光 が純粋な連続スペクトルと仮定して、Wienの輻射強 度の式により温度を算出することには問題が残されて はいるが、発光強度分布の御定値を最小自乗法を用い てfittingすることにより、プラズマの温度は7190±330 Kであると結論した。

良く知られているように、球または円柱対称収束爆

審波の中心近傍の挙動を理論的に評価することは大変 困難である^Ⅲ。前にも述べたように、本実験における 高速こま扱り写真から明らかなごとく、円柱状収束爆 審波は非常に良い対称性を保ちながら中心付近へ最小 半径0.1~0.2mmまで収束し続けた後、反射衝撃波の形状を精 密に観測すると、やはりそれと同程度の非常に小さな 半径においても大変良い円柱対称性が保存されている ことが見い出される。

我々は、これらの実験事実から、中心点に円柱対称 形を有する仮想的な核を置き、収束爆高はこの核に衝 突することにより円柱対称性を保ったまま反射衝撃波 に変換されるとするモデルにより、中心部の温度を計 算することにした。むろん、実際にはこのような核は 存在せず、中心付近で対称性を失った入射衝撃波が互 いに複雑に干渉しあい、非常に短時間のうちに円柱状 反射衝撃波を再形成するものと考えられる。このよう な変形した衝撃波の複雑な干渉問題を直接解くことは 現実的ではなく、本モデルは代わりに衝撃波干渉の強 さに関する一種の平均値を表すものと考えて良い。こ のようなモデルは本実験において観測されるような入 ・反射衝撃波共に良い円柱対称性を保っている場合に は妥当な近似であると考えられる。従って、このモデ ルを用いれば最小収束点における平面衝撃波の反射間 題と等しくなる。すなわち入射衛撃波は中心付近で(1)



Fig. 9 A comparision of the experimentally determined temperature with the calculation of the equilibrium reflected shock waves.
[shaded area : experimetal resuls curve A : calculated equilibrium temperature of the reflected shock waves, curve B : calculated fraction of radiation loss to the total energy, where, cylindrical black-body emitter with the assigned radius is assumed]

式に基ずいて加速を続けながら最小半径に到るまで収 束し、この仮想的な核により反射されるため反射衝撃 波背後の気体温度は核の半径に依存する。本解析にお いては円柱対称性を有する収束爆轟波の最小半径の砌 定値でもって仮想核の半径であると仮定した。

また、このような複雑な反応系におけるイオン化過 程の速度論的情報はほとんど得られていないため、平 衡状態のみを計算した。ただし、この計算においては 2価イオンまでを考慮し、輻射損失は無視している¹²⁾。

Fig.9に計算によって得られる反射衝撃波背後の平 衛温度と入射衝撃波速度の関係を実験(A)で示す。一方 実験におけるこま扱り写真を拡大して観測された最小 爆轟半径0.1~0.2mmにおける終端入射衝撃波速度U_f を爆風理論の式(I)を用いて求めると、U_t=5000~5600 /sec 程度となる。(U_fに対応する最小爆轟半径は、 Fig.9中に示してある。)このようにして得られた伝播 速度の値と平衡計算の結果から収束中心の温度を理論 的に推定すると、およそ10⁴Kとなる。この温度は、 先に光電子増倍管で測定したスペクトルの相対強度分 布から黒体温度を算出した値よりやや高い。実験で得 られた温度と速度の関係は、Fig.9の中に斜線の範囲 で示している。

4. 考察

爆轟速度から推定した理論計算により求めた温度が、 光電子増倍管の測定から算出した実験値より値かに高 い原因としては、実験の精度の問題以外に、①先に述 べたように、こま扱り写真で観測されているよりさら に小さなところでは、円形が保たれていないと思われ ること。②円筒容器の深さが3㎜と薄いため壁の境界 層による効果が大きいと思われること。③光の輻射に 伴うエネルギーの損失を考慮していないこと等などが 考えられる。②に関して、現在装置を改良中である。 すなわち、深さ5㎜に増大させることにより、損失が より少なくなるものと考えられるので再度実験を試み る予定である。また③に関しては反射波背後のプラズ マが最小収東半径に相当する黒体円柱であると仮定し て、総エネルギーに対する輻射エネルギー損失の割合 を評価した結果をFig.9中に実線(B)で示す。本実験の 条件下では、プラズマ温度がそれほど高くなっていな いため、輻射損失は十分小さいことが理解される。

Fig.10にアセチレン一酸素混合気に対する平衡計 算により得られた主要なイオン,原子, ラジカル等の

-576-



Fig. 10 The calculated compositions of the Plasma behind the reflected shock waves at equilibrium condition.

濃度の入射衝撃波速度依存性を示す。本研究における
 入射衝撃波の終端速度(約5.5km/sec)では、電離度は
 それほど高くなく(約0.1%)高温ブラズマを達成する
 ためには、装置の改良が必要であると思われる。中心
 付近で非常に強い長時間(約20µsec以上)の発光が観
 溜されるが、これはCa共鳴線であると考えられる。
 Ca共鳴線は、非常に散量かつ比較的低温でも強い発
 光を示し、通常の衝撃波管における分光測定でもしば
 しば観測される¹³⁾。反射波通過後、温度が低下しても
 このような長寿命を示す強い発光(すなわち、励起エ
 ネルギーが低い)の挙動を説明できる値としては、他
 に適当な候補は見当たらない。おそらく、中心部にお
 ける高温・高圧のブラズマを伴う衝撃波によりたたか
 れて、墜から放出されたものと想像される。

5. 結 論

アセチレン一酸素系の円筒状収束爆轟の中心部に形 成される高温プラズマについて、主に分光法を用いて 診断を行った。この研究において最も重要なポイント の一つは、極めて中心近傍まで対称性の優れた収束爆 高を再現性良く作りだすことであるが、中心部に設け られた観測窓の影響は、0.1mm以下の平滑度を保つことによって取り除くことができた。

分光測定においては、光学系の制約によって短波長 の発光を観測することはできなかったが、超高速イ メージコンパータカメラを用いた分光液し写真の扱影 により、380~520nmの範囲にわたり連続スペクトル を観測することができた。このスペクトルと爆高波の 収束性から推定して短波長側の発光に興味が持たれる。 特に、本研究で行ったように連続スペクトルの強度分 布からプラズマの温度測定を精度良く行うには、より 短波長における観測が重要である。

一方,同時に観測された卸線スペクトルについては, 帰風に関する完全な結論を得るまでに至っていないが 精度の良い測定により発光額の同定を行うこと,およ び他の燃料系(例えばH2-O2系)による収束爆轟と比 較すること等が今後の課題となる。

収束爆磁波の対称性・収束性に関しては現在のところ、これ以上分解能の高い観測は不可能である。これ に代わる方法として分光法を用いてさらに中心付近の 衝撃波の収束・反射の挙動に関する精度の良い観測が 可能となるものと思われる。今後, 装置の改良, 分光 測光波長の拡大等を含めた研究を行い, これらの問題 点を順次改善して行く予定である。

裕 協

本研究は第17回火薬工業技術奨励会の研究助成の下 に行われた。ここに御礼申し上げます。また、イメー ジョンバータカメラの使用にあたり技術上の問題点の 解決に御協力載いた東京大学工学部総合試験所,津野 隆夫助手,中村美雄技官に感謝します。

文 献

- Topchiyan, M. E. and Yasacov, V. A.: Combuston, Explosion and Shock Waves, 3, 14 (1967) __
- Knystautas, R., Lee, B.H.K. and Lee, J.H.S. : Phys, of Fluids, Supplement I, 1-165 (1969)
- 3) Lee, J.H. and Lee, B.H.K.: Phys. of Fluids, 8, 2148 (1965)
- 4) Gavrilenko, T.P., Topchiyan, M. E. and Yasacov, V. A.:Combustion, Explosion and

Shock Waves, 3, 305 (1967)

- 5) Knystautas, R. and Lee, J. H.: Combustion and Flame, 16, 61(1971)
- Ahlborn, B. and Huni, J. P. : AIAA J., 7, 1191 (1971)
- Lee, J. H., Knystautas, R. and Buch, G. G.: MERL Report 69-10, McGill Univercity, 1969
- Fujiwara, T., Mizoguchi, K. and Sugimura, T.: J, Phys. Soc. Japan, 31,621 (1971)
- 9)南雲義郎,古賀城児,松為宏幸,米田圀昭,越 光男,工菜火菜 48,304 (1987)
- 10) 藤原俊隆, 滝 史郎, ショック・チューブ シンポ ジウム 予稿集 55 (1972)
- 11) Guderly, G.: Luftfahrtforsch. Band, 19, 302 (1942)
- 12) Hofton, T. E. and Menard, W. A.: JPL TECHNICAL REPORT 32-1350, (1969)
- 13) 山内宗夫,松為宏幸,越 光男,田中浩二,玉城 真吉,田中 均,分光研究 36,388 (1987)

Measurement of Temperetures in Cylindrical Imploding Detonations

Yoshiro NAGUMO*, Keishi OKAMOTO* Mitsuo KOSHI*, and Hiroyuki MATSUI*

The emission spectra from the cylindrically confined detonations have been observed at the wave length of 380 to 600 nm, A continuum spectrum overlapped by many line spectra are observed behind the reflected shock waves, By using an image converter camera, time dependence of these lines has been monitored and the strongest line with very long life time (more than 20 microseconds) at 423 nm is identified as the resonance emission from Ca atoms, The intensity distribution at this wave length region is also measured by use of a photomultiplier and the temperature at the center of the implosion is evaluated by assuming the black – body radiation law, The least – square fit of the logarithm of the intensity distribution yealds 7190 (\pm 330) K, which is sufficiently lower than the calculated equilibrium temperature, The mechanisms of energy loss are discussed,

(*Department of Reaction Chemistry, Faculty of Engineering, The University of Tokyo 7—3—1 Hongo, Bunkyo—ku, Tokyo 113)