一般論文

爆発波により生成した膨張波ならびに衝撃波の性質†

(昭和 36 年 12 月 8 日 受理)

三 山 創*・Paul H. Kydd**

前に報告したように⁴⁾, $C_2H_2+H_2+2O_2$ の爆轟波よりの発光の時間的変化と $[CO][O]$ の変化はよく一致する。したがってこの発光の測定を利用して, 爆発管を隔膜で仕切り一方に爆発性気体 $C_2H_2+H_2+2O_2$ を充たし, 他方を真空に保つかまたはアルゴンで充たして, 爆轟波により膜を破って生じた膨張波あるいは衝撃波の性質を調べた。真空中に生じた膨張波については理論値との比較は不成功に終わったが, アルゴン中に生じた衝撃波については速度および発光の測定結果は, 通常の衝撃波管の理論の適用に当ってドライバースに相当する爆発性気体が静止している場合と動いている場合の二つの極端な仮定を用いた両計算値の間にあることがわかった。なおこの方法を用いて極めて容易にマッハ数 8 以上の衝撃波を生成することができた。

1 緒 言

急激な膨張波中における遊離基の再結合反応を調べることはロケット推進の作動計算⁵⁾に関連して極めて興味深い。この意味で本報ではまず性質のわかった安定な爆轟波で膜を破って真空中に生じた膨張波よりの発光強度変化を測定して, 対応した理論値との比較を行ない再結合反応に対する手掛かりを得ようと試みた。さいわいに前報⁴⁾にて $C_2H_2+H_2+2O_2$ 混合気体の爆轟波よりの発光 (4163 Å) は $CO+O \rightarrow CO_2+h\nu$ なる化学反応によること, また, 発光強度変化が, 理論的に計算された CO と O の濃度積 $[CO][O]$ の変化と一致することが確かめられているので, 爆発気体としては種々の圧力の $C_2H_2+H_2+2O_2$ 混合気体を用いた。

つづいて, 上記の実験において真空の代りに, 膜の片側をアルゴンで充たして爆轟波により生じた衝撃波の性質を調べた。この衝撃波は通常の衝撃波管^{6,7)}を用いた場合と同じく, 衝撃波の背後に接触面, 膨張波をとまなうので, この膨張波からの発光を測定することによって上記の膨張波の場合と同様の目的的研究を行なうことができる。

一方衝撃波の速度を測定して理論との比較を行なうことにより“完全平衡”および“凍った”仮定のいずれが妥当かを検討することができる。また通常の衝撃波管は隔膜をへだてて一方に静止した高压気体他方に低压気体を充たしたもので, 膜破裂後の衝撃波の性質は理論で完全に予言することができる。しかしながら著者らの場合は静止した高压気体の代わりに爆轟波を用いているのでいかなる理論的取り扱いをするかが問題である。同時にこの方

法を用いれば普通の衝撃管を用いるよりも容易に強力な衝撃波を生ずることができるので, 高温における化学反応あるいは気体の性質を調べる手段として興味がある。

2 理 論

2.1 膨張波の場合

図 1 a に示したように細長い管を隔膜でへだてて一方に爆発性気体を充たし, 他方を真空にする。今管の一端にて爆発性気体に点火すると生じた爆轟波は, 膜を吹き破って真空中で急激なる膨張波を生ずる。膜より一定距離にある窓にて膨張波を観測した場合, その時間的変化は図 1 b のような $X-t$ (距離-時間) 図表を作ることにより理論的に求めることができる。この場合第 1 報¹⁾で述べたように爆轟波の反応帯は著者らの条件では無視できるので C-J 面およびそれに続く希薄波のみを示した。

著者らの場合変化量としては膨張波中における $[CO][O]$ の変化を計算する必要がある。“平衡”計算の場合は膨張波中のすべての化学種が終始平衡状態にあると考え, γ (定圧比熱と定容比熱の比) および音速の値も“平衡”の場合の値を用いた。“凍った”計算の場合は膨張波中の化学組成が“凍った”と仮定, “凍

図 1 測定装置および膜破裂後の流れのようす (膨張実験の場合)

† 本報を「気体爆発反応に関する研究 (第 5 報)」とする, 本報は *J. Chem. Phys.* 34, 2038 (1961) に発表済みである。

* 防衛大学校化学教室: 横須賀市小原台。

** General Electric Research Laboratory, Schenectady, New York, U. S. A.

1) 三山, Kydd, 工化 65, 4 (1962).

2) 三山, Kydd, 工化 65, 8 (1962).

3) 三山, Kydd, 工化 65, 304 (1962).

4) 三山, Kydd, 工化 65, 461 (1962).

5) G. P. Sutton, "Rocket Propulsion Elements", John Wiley & Sons, Inc. Publishers, N. Y., p. 111 (1956).

6) 疋田, 化学 12, 822 (1957).

7) 鈴木, 三山, 化学 13, 622 (1958).

った” γ ”および音速の値を用いた。前者の場合の計算は C-J 条件からの等温的变化を General Electric の表¹⁾を用いて順次計算して $X-t$ 図表⁸⁾を作図することにより行なった。後者の場合には膨張波においてはリーマン変数 $P^8)$ が一定でなければならないという条件すなわち

$$P=2a/(\gamma+1)+u=\text{一定} \quad (1)$$

を用いて $X-t$ 図表を作図した。 u は気体の流速であり a は音速である。両者の場合いずれも爆轟波背後の条件は C-J 条件に等しいとしてすなわち希薄波を無視して計算したが、厳密に言えば C-J 面に続く希薄波の影響を考慮する必要がある。この希薄波は膜を破って生じた膨張波との相互作用の結果、流れを複雑にするが、膨張波の最初の部分に関してはこの影響を無視できる^{※1)}。

2.2 衝撃波の場合

膜を破るのに用いた爆轟波は反応帯を無視¹⁾すれば、C-J 面およびそれに続く希薄化帯よりなるが、理論的取り扱いにおいて第一近似として希薄化帯の影響を無視して図 2 a のように高压室は C-J 条件を満足する気体で、低压室はアルゴンで充たされたと考える。この場合 Bird⁹⁾によればつぎの二つの場合 A, B が考えられる。すなわち膜が弱ければ、爆轟波によって膜はただちに破れる、その結果流れの条件は爆轟波の C-J 条件によって決定される(Aの場合)。しかしながら膜が爆轟波の圧力および温度に耐えられるほど充分強ければ、膜の破れる前に爆発気体は静止しその結果通常の衝撃波管の理論が適用できる(Bの場合)。膜の強さがその中間ならば、流れの条件は一層複雑になると考えられる。

上述の膨張波の計算に用いたのと同じ方法で、膨張波中における圧力と気体の流速との関係を爆発性気体の性質より計算するこ

とができる。A の場合には爆発気体が前方に動いており、B の場合には静止していると考える。図 2 b に膜破裂後の流れのようすを示すが、衝撃波面前後のアルゴンの流速と圧力の間にはつぎのような Hugoniot¹⁰⁾ の関係が成立する。

$$u_2=u_1+(p_2-p_1)\left(\frac{2}{\rho_1[(\gamma_1-1)p_1+(\gamma_1+1)p_2]}\right)^{1/2} \quad (2)$$

ここで添字 1 は低压室のアルゴン、添字 2 は衝撃波と接触面の間にあるアルゴンの状態を示す。接触面においては状態 2 のアルゴンの p および u は膨張波中の気体の p および u に等しくなければならない。したがって $u-p$ 平面においてこの二つの関係式すなわち膨張波中における関係式と Hugoniot の関係式をあらわす曲線を描きその交点を求めれば接触面における圧力および流速、したがって u_2, p_2 が計算できる。これを用いて衝撃波の速度を次式で計算できる¹⁰⁾。

$$W_1=a_1[\beta_1(1+\alpha_1P_2/P_1)]^{1/2} \quad (3)$$

ここで 300°K のアルゴンに対しては $\alpha_1=(\gamma_1+1)/(\gamma_1-1)=4.00$, $\beta_1=(\gamma_1-1)/2\gamma_1=0.200$, $a_1=321.5 \text{ m/sec}$ である。また以上の方法および 4.1 の方法を用いて衝撃波背後の $[\text{CO}][\text{O}]$ の変化を計算することができる。

3 実験

装置の要は前報⁴⁾に述べたのと同様であるが、窓部より 2 cm, 4.2 cm, 6.2 cm, 9.7 cm, あるいは 52.7 cm と、種々の距離(着火用プラグの方に)に Mylar の薄膜(通常 0.0005" のものを用いた)を隔膜としてとりつけ、図 1 a のように膜の一方(着火用プラグの方向)を種々の圧力の $\text{C}_2\text{H}_2+\text{H}_2+2\text{O}_2$ で充たし、他方を真空に保った。爆轟波の膜破裂により生じた膨張波よりの発光は膜より上に述べた種々の距離において前報と同様の方法⁴⁾で測った。爆発性気体の初圧はそれぞれ 60 mmHg, 120 mmHg および 150 mmHg を用いた。

また衝撃波実験の場合は上述の真空の代わりに 10 mm, 60 mm または 120 mmHg のアルゴンを用い、爆発気体としては 120 mmHg の $\text{C}_2\text{H}_2+\text{H}_2+2\text{O}_2$ を用いた。さらに窓部と管末端の間に五つのイオン化ゲージを速度測定用にとりつけた。

4 結果ならび考察

4.1 膨張波の場合

0.001" のセロファン膜を用いた結果は 0.0005" の Mylar の場合と同様で同じ結果を与えたが、0.001" の Mylar の場合は約 20 μsec 遅れて発光が始まり幾分高い発光強度を与えた。2 cm の距離で測った発光は極めて再現性に乏しいのでこの結果は省略した。発光強度は膜なしで同様の手段で測定した爆轟波よりの発光を用いて補正を行なった。したがって図 3 で示す実験結果で縦軸 1.0 は C-J 面における発光強度に相当している。図 3 でわかるように理論的に求めた $[\text{CO}][\text{O}]$ の時間的変化曲線は“平衡”の場合と“凍った”場合とで余り大きな違いはなかった。一方実験結果と計算値を比較した場合、発光のあらわれる時刻は理論で予言された点と大体一致するが、ピークの高さの違いは極めて大きい。この違いに関しては二つの説明が考えられる。すなわ

10) I. I. Glass, W. Martin, G. N. Patterson, "A Theoretical and Experimental Study of Shock Tube", *UTIA Report No. 2*, Nov., 1953.

図 2 測定装置および膜破裂後の流れのようす (衝撃波実験の場合)

8) G. Rudinger, "Wave Diagram for Nonsteady Flow in Ducts", New York, 1951, D. Van Nostrand Co.

※1) 希薄波、膨張波の相互作用を省いたこの計算結果では、爆発波の圧力により $[\text{CO}][\text{O}]$ の絶対値は異なるが、その時間的変化のようすは圧力により変わらず相似形となる。

9) G. A. Bird, A Note on Combustion Driven Shock Tube, RAE Tech. Note Aero., 2511, May (1957).

(a) 隔膜よりの距離 4.2 cm

— · — · — : 凍った計算値
 - - - - : 平衡計算値

(b) 隔膜よりの距離 6.2 cm

(c) 隔膜よりの距離 9.7 cm

(d) 隔膜よりの距離 52.7 cm

図3 真空中で爆轟波により生じた膨張波の発光光量の時間的変化

ち一つは膜がただちに破れないための影響、もう一つは不純物よりの発光の影響である。前に述べた異なった厚さの膜を用いた測定結果は膜がすぐ破れないことを示している。それゆえ、気体の流れは爆轟波の膜面における反射のために計算で求めたよりも強く熱せられると考えられる。この影響は膜より遠いほど、また爆発気体の初圧が高いほど小さいことが予想されるが、事実 52.7 cm における結果はこのことを裏書きしている。なお不純物よりの発光による影響に関しても、真空の程度が $10^{-2} \sim 10^{-3}$ mmHg であるため、当然強力な衝撃波が発生して膨張波に先行し、これが残存する不純物を可熱発光させることも考えられる。

いずれにしても本実験では“平衡”あるいは“凍った”仮定のいずれが、実測値を満足するかを確かめることはできなかった。その点理論的取り扱いの対象としては圧力一定のアルゴンにて低圧室を充たした場合の方が適当と考えられる。

4.2 衝撃波の場合

衝撃波速度の測定結果を図 4※2 に、発光の測定結果を図 5 に示す。また衝撃波速度の理論値と測定値の比較を表 1 に示す。

表 1 において Fr は“凍った”仮定、Eq は“平衡の”仮定を用いて計算した値であるが、両者の間にはほとんど大きな違いはみられない。しかしながら A と B の場合には大きな違いがある。

これらの計算の結果を用いて“平衡の”仮定の場合の [CO][O] の変化のようすを図 5 に示す。図 2 で説明したように衝撃波、接触面の間にはアルゴンのみ、接触面背後には爆発性気体が存在しており、その境界すなわち接触面においては当然化学種およびその濃度の不連続があらわれる筈であり、[CO][O] の時間的変化も接触面の到達時刻においてシャープな立ち上りを見せる筈である※3。図 5 の結果によると発光は A の場合の計算で予言された時刻（接触面の到達時刻）に始まっている。しかしながら発光の始まりは決して理論で予言されたシャープな立ち上りを見せず、ア

図4 初圧 120 mmHg の爆轟波により生じたアルゴン衝撃波の距離-時間図

● : アルゴン 10 mmHg ● : アルゴン 60 mmHg
 ○ : アルゴン 120 mmHg

表 1 衝撃波速度の理論値と測定値の比較

Ar の圧力 (mmHg)	測定値 (m/sec)	計算値 (m/sec)			
		A の場合		B の場合	
		Fr	Eq	Fr	Eq
10	2600	3216	3284	2396	2540
60	1650	1947	2000	1415	1450
120	1450	1563	1595	1118	1139

ルゴンと発光気体の間の接触面はかなりあいまいで特に 52.7 cm の距離においてはその傾向は著しい。したがってこの場合図 5 の発光の立ち上りの中点をとって、理論より求めた接触面の到着時刻と比較すると実際の状況は A と B の間に相当しているように思われる。アルゴンの圧力が高いほど A の場合に近づき、また 120 mmHg のアルゴンにおける測定結果では、隔膜よりの距離が遠くなるほど発光のピークの高さが低くなり膨張実験の場合と似てくる。衝撃波の測定値も表 1 で見られるように A と B の中間に位

※2 イオン化ゲージより測定した爆発波の速度より、爆発波が膜部に到着した時刻を求め、これを時間の原点 0 とした。

図 3, 5 も同様である。

※3 このことは A, B いずれの場合についてもいえる。

置してくる。この場合もアルゴンの圧力が高いほどAの場合に近づいている。図4に示すようにすべてのアルゴンの圧力において、衝撃波速度は膜より9cmの距離までは加速の傾向を示しているが、あとは一定となっている。Waldron¹¹⁾は爆轟波の膜破裂により室素中に生成した衝撃波の速度が強い減衰を示すことを見出したが、これは2×2"の衝撃波管において膜より5ftの距離において認められたもので、この距離までは速度はほとんど一定であり、著者らの結果と矛盾はしていない。彼の報告では衝撃波速度の測定値と計算値との比較は行なわれていない。衝撃波速度の測定値のAの場合の計算値よりのずれはもっともアルゴンの圧力が低い場合に一番大きい、この原因としては膨張過程における損失または膜破裂後の衝撃波生成のようすが、両室間の圧力差の違いに基づくためではないかと考えられるが、理論的取扱いが困難なため、これ以上の議論は見合わせたい。

図5において、低圧のアルゴンにおける結果は発光の強度が[CO][O]の計算値に比べて異常に高いことを示している。膨張波と接触面の相互作用により圧縮波が形成されることも考えられるが、Bird⁹⁾の数値計算の結果を参照すれば、この強い発光を説明できるほど強いとは考えられない。衝撃波速度の実測値を用いて、10 mmHg, 60 mmHg および 120 mmHg のアルゴンにおける衝撃波背後の温度を計算するとそれぞれ 6360°K, 2720°K, 2150°K となる。Kantrowitz ら¹²⁾によれば 10 mmHg のアルゴンの場合の温度のみがアルゴンをイオン化して強い発光を生ずるほど高いと思われるが、60 mmHg のアルゴンの場合の発光はこれでは説明できない。現在のところ著者らのデータはこの強い発光を説明できるほど十分ではない。

最後に注意すべきは、このような簡単な方法で極めて強い衝撃波をつくることができることで、これは爆轟波の背後の高温と気

(a) アルゴン圧力 120 mmHg
隔膜よりの距離 6.2 cm

(b) アルゴン圧力 120 mmHg
隔膜よりの距離 9.7 cm

(c) アルゴン圧力 120 mmHg
隔膜よりの距離 52.7 cm

(d) アルゴン圧力 60 mmHg
隔膜よりの距離 52.7 cm

(e) アルゴン圧力 10 mmHg
隔膜よりの距離 52.7 cm

図5 初圧 120 mmHg の爆轟波により生じたアルゴン衝撃波により生じたアルゴン衝撃波背後の発光光量の変化

A: 仮定Aの場合における平衡計算値 B: 仮定Bの場合における平衡計算値

体の流速を利用したためであると考えられるが 120 mmHg の爆発気体と 10 mmHg のアルゴンを用いて得られた衝撃波のマッハ数は 8.1 なる大きな値を示した。

この研究は Harvard 大学の G.B. Kistiakowsky 教授の研究室で行なわれたもので同教授の有益な御助言を深く感謝する。また理論計算に関して御助力頂いた W.G. Browne 博士, J.A. Fay 教授, W. Gardiner 博士並びに 空気力学の計算で御助言頂いた H.W. Emmons 教授, A.E. Bryson 教授に感謝致します。

11) H.F. Waldron, "An Experimental Investigation of the Flow Properties behind Strong Shock Waves in Nitrogen", *UTIA Report*, No. 50, March, 1958.

12) H.E. Patschecfr, P.H. Rose, H.S. Glick, A. Kane, A. Kantrowiz, *J. Appl. Phys.* 26, 83 (1955).