①では E_{MV} を求める際の e' による E_{MV} の増分を無視して、(2) 式を使用しているので、2 重に誤差が重なって e' の影響を大きく評価しすぎている。②と③ではそれぞれ E_{MV} の e' による増分と (12) 式と (2) 式の差の分だけ違ってくるが E_a はほとんど一致している。①では最も誤差が大きく、②、③でも e' の影響を大きく考えすぎていることがわかる。

4 結 言

前報で飛沫同伴によって、段上の液の混合をも考慮して、Murphree の段効率がどのように影響を受けるかを調べたのに続いて、今回はさらに進んで飛沫同伴があるときの段効率の定義のように見されている見掛け段効率 (Apparent efficiency) について同様のことを調べ (12) 式を得た。

使用記号

D_E : 逆混合係数	[m ² /hr]
e' : 液基準の飛沫同伴 ($=E/L$)* ²	[—]
E : 下の段から発生する飛沫同伴量	[kg-mol/hr]

*2 普通ガス基準の飛沫同伴 $e=E/V$ を使用している。したがって $e'=e(V/L)$ の関係がある。

E_a : 見掛け段効率	[—]
E_{MV} : Murphree の段効率	[—]
E_{OG} : Murphree の点効率	[—]
h_f : 泡沫層高さ	[m]
L : 液の流量	[kg-mol/hr]
P_{oL} : Peclet 数 ($=u_L X_1/D_E$)	[—]
u_L : 段上の液の平均線速度	[m/hr]
V : ガスの流量	[kg-mol/hr]
x_n : n 段上の任意の場所における液組成	[—]
x_n^* : $\bar{y}_n$ に平衡な液組成 ($\bar{y}_n=m x_n^*+b$)	[—]
$(x_n)_{out}$: n 段を去る液の組成	[—]
$x_{n,av}$: n 段上の液の平均組成	[—]
X_1 : 液通路の長さ (入口堰と出口堰間の距離)	[m]
y_n : n 段を去るガスの組成	[—]
y_n^* : x_n に平衡なガス組成 ($=m x_n+b$)	[—]
$\bar{y}_n$: n 段を去るガスの平均組成	[—]
$\bar{y}_n^*$: $(x_n)_{out}$ に平衡なガス組成 ($=m (x_n)_{out}+b$)	[—]
Y : 見掛けガス組成	[—]
λ : 平衡線と操作線の傾きの比 ($=m V/L$)	[—]

気 体 爆 轟 波 の 多 頭 構 造 に 関 す る 研 究

(昭和 45 年 4 月 23 日 受理)

永 石 俊 幸・米 田 罔 昭・疋 田 強^{*1}

酸水素およびアセチレン酸素混合物について煤法、瞬間シュリーレン写真および高速カメラによって爆轟波の構造について調べた。初圧が低い場合、乱れの規模は大きくて、その数は少ない。

一方、圧を上げると乱れの規模は非常に小さく、その数は多くなり、みかけ上一次元となる事がわかった。

さらに二次元の爆轟を使って、煤模様でできる菱型模様との関連を調べた。

菱型模様の生成は三重点の軌跡である事が実験的に確められ、三重点の入射角度およびマッハ数と三重点背後の状態との関連性をショックボラ法により計算する事によって、定性的に菱型模様の圧依存性を説明したが、三次元多頭構造の実験値とは一致しない。さらに精度を上げる為には三次元モデルを立てる必要がある。

1 緒 言

爆発と呼ばれるものに燃焼と爆轟の二つの形態がある。前者は火炎が亜音速で、後者は超音速で伝播する。燃焼の場合はその速度は 0.1 m/sec のオーダーであるが、爆轟では 1000~3000 m/sec と桁違いに大きい。爆轟の定義としては衝撃波プラス燃焼波であるが、さらに具体的に言えば、反応性気体中を進行する衝撃波の圧縮、加熱によりその気体が化学反応をおこし、反応熱により衝撃波が安定に維持され、一定の速度 (爆轟速度) で未反応気体中を伝播していく。爆轟速度は一次的に流体力学の三つの保存則を使う事により求められる。一次元の爆轟モデルとしては Zeldovich-Neuman-Döring モデルがあり、理論研究はこのモデルを使ってなされてきたが、60 年代になり、多数の研究者¹⁻³⁾により

爆轟は一次的ではなく、三次元で非定常現象である事が実験的に明かにされた。

爆轟波面は多数の突起した部分からなるので多頭構造と呼ぶが、その頭と頭の接点は三重点と呼ばれ、軸方向に対して斜めに進行する一種の横波であるとされていた。

単スピン爆轟の場合は爆轟波面に一つの三重点が存在し、その背後に進行方向に対して垂直に進む爆轟が存在する事がわかった⁴⁾。多頭爆轟波の場合も、この単スピンの拡張としてモデルが提出されているが、単スピンに比べて未だ実験的証明が充分でない。

そこで爆轟波の構造を明らかにするために、煤法、瞬間シュリーレン写真、高速カメラ等を用い実験をおこなった。

*1 Toshiyuki NAGAI, Kuniaki YONEDA, Tsutomu HIKITA 東京大学工学部燃料工学科: 東京都文京区本郷。

1) D. R. White, *Phys. Fluids*, 4, 465 (1961).

2) K. I. Shchelkin, Ya. K. Iroshin, "Gasdynamics of Combustion" (1965), Mono Book Corp. USA.

3) R. I. Soloukhin, *Combustion and Flame*, 10, 51 (1966).

4) B. V. Voitkovskii, V. V. Mitrafanov, M. E. Topchian 12th Symp. Combustion, 829 (1968), The Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania.

2 実 験

実験には二つの異なる爆轟管を用いた。一つは 15×15 mm で長さ 2.5 m の角型の管 (管Ⅰ), もう一つは 3×40 mm, 長さ 40 cm の薄い管 (管Ⅱ) である。装置を図 1 に示す。

遅延装置, パルス回路, 瞬間シュリーレン用の光源等についての詳しい説明は文献⁵⁾を参照されたし。

爆轟速度をチェックする為に管Ⅰではチタン酸バリウムの圧電素子を用いて二点間を通過するに要する時間をシンクロスコープより求めて速度を求めた。

煤模様を得るために, マッチの炎をガラスにあてて煤を塗り, それを爆轟にさらした。管Ⅰの場合は管壁および管端の二つの模様を得られるが, 管Ⅱの場合は形状が二次元的なので管壁のみしか得られない。

瞬間シュリーレン装置は図 1 に示しているように管Ⅰではホトマルで信号を検知して遅延回路を通して光源の光を発生させたが, 管Ⅱの場合はホトマルの代りにイオンプローブを使った。連続シュリーレン写真は Beckman-Whitley 192 型の高速カメラにより連続的に爆轟の進行状況を撮影した。回転速度は 30~40 万コマ秒で 1 コマ 3×10^{-6} 秒の露出時間に相当する。この時の光源は 1 kW のキセノンランプで閃光時間は 2×10^{-4} 秒である。

用いた試料はアセチレンと酸素の種々の比率の混合物および酸水素の等モル混合物である。酸, 水素は直接ボンベから, アセチレンは 1 回濃硫酸を通してから用いた。

混合物は分圧法で所定の比率にし, 一日間自然拡散による混合の後で使用した。

実験は 20~100 mmHg の低圧法でおこない, 爆轟の開始は 3 kV の火花放電によった。

図 1 管Ⅰによるシュリーレン写真撮影の実験装置

3 実験結果および考察

3.1 管Ⅰの場合

3.1.1 爆轟速度 図 2 に各種混合物の初圧対理論⁶⁾および実験の爆轟速度の関係を示す。実験値と理論値とのズレは 5~6% でかなり良い。理論値は一次元で三つの保存則（質量, 運動量およびエネルギー）を満足し, さらに Chapman-Jouguet 条件⁶⁾にもとづいたものである。

一般に爆轟限界にある混合物を除けば理論値と実験値との一致は非常に良い事が知られている。

これは波面の微細構造は三次元的であっても, 総体としては一次元理論で近似して良いということであろう。

図 2 $C_2H_2-O_2$ 系の爆速と初圧との関係

- ①: Dtheo. ● Dobs. $C_2H_2:O_2=1:1$
 ②: Dtheo. ◐ Dobs. $C_2H_2:O_2=4:6$
 ③: Dtheo. ○ Dobs. $C_2H_2:O_2=2:8$

3.1.2 煤模様 図 3 は管壁および管端の煤模様である。一次元の爆轟ではこのような管壁の菱型模様や管端の蜂の巣模様が説明できない。これから爆轟は三次元的で非定常である事がわかる。特に管端の模様から考えると, 爆轟波面は立体的には突起の部分が沢山あって時間的にそれが移動している為に, 複雑な様子をしている。図 4 は管壁の煤模様の大きさと初圧との関係を示したもので, 圧が高くなるとその大きさは減少している。また同一圧では等モルの混合物に近づくほど小さくなっており, 爆轟波中の化学反応と関連しているようである。

3.1.3 瞬間シュリーレン写真 図 5 は図 1 の装置でとった時の爆轟波面である。光源の発光時間は 0.2×10^{-6} 秒で爆速は 2.8 mm/sec であるので, この間に 0.1 mm の移動あるのみではほぼ静止しているとみて良い。管壁の煤模様が小さくなるのに対応して, シュリーレン写真の波面の乱れ具合も減少になってきている。アセチレン酸素の場合 90 mmHg でほとんどみかけ上一次元的になるが, 煤模様はその時でも得られる。酸水素の場合, みかけ上一次元的となるのは比較的高い圧になってからである。このこと

6) R. Courant, K. O. Friedrichs, "Supersonic Flow and Shock Waves" (1948), Interscience.

5) 米田関昭, 永石俊幸, 正田 強, 高圧ガス, 6, 24 (1969).

図 3 管壁 (右) および管端 (左) の煤模様
左図では爆轟は上部へ伝播している。

図 4 $\text{C}_2\text{H}_2-\text{O}_2$ 系の管壁の煤模の大きさと初圧との関係

は二つの混合物の化学的な差異に起因しており、特に発熱量、発熱速度あるいは化学反応速度の差異をあらわしているとみられる。

3.1.4 爆轟波の構造 煤模様の生成は爆轟先端において斜め方向に進む“三重点”²⁾の軌跡である。図6は三重点Oの軌跡を示す。三重点は三つの衝撃波(入射, 斜め, 反射衝撃波で図6ではそれぞれOI, OS, ORである)からなっており、二つの衝撃波の相互作用によりおこる。より詳しくは図7のbを参照。三重点の近傍の状態(図6の②, ③)は流体力学の三保存則(質量, 運動量, エネルギー保存則)と速度の横成分が不変である事から導かれる次式で求めることができる。

図 5a 等モルの酸素水素爆轟の瞬間シュリーレン写真

$$\tan \eta_{ik} = [P_{ik}/(rM_i^2 - P_{ik})] \times \left\{ M_i^2 \left[\frac{P_{ik}}{r+1} \left(\frac{r-1}{r+1} + 1 \right) + 1 \right] - 1 \right\}^{1/2} \quad (1)$$

図7のbからわかるように η_{ik} は流速の偏角, $P_{ik} = P_k/P_j$ (圧

7) A. K. Oppenheim, J. J. Smolen, L. J. Zajac., *Combustion and Flame*, 12, 63 (1968).

図 5b 等モルの $C_2H_2-O_2$ 系の爆轟の瞬間シュリーレン写真

力比), M_i はマッハ数, γ は比熱比. M_{inc} は入射衝撃波 OI の速度で

$$M_i = M_{inc} / \sin \alpha \quad (2)$$

の関係で M_i と結びつけられている. α は三重点の軸方向に対する進行角度である. (1) 式より P_{12} と η_{12} , あるいは P_{13} と η_{13} のグラフは図 7 の a のように, M_i が共通なので同じグラフとなる. 求めたいのは状態 2 や 3 の圧力, 温度, 密度等であるが, $P_{12} \sim \eta_{12}$ あるいは $P_{13} \sim \eta_{13}$ のグラフからは状態 2 や 3 はこのグラフ上にあるという事だけしかわからない. しかし状態 2 は入射マッハ数 M_{inc} が知れているので, 衝撃波の関係式から別に圧力, 温度があらかじめ知れているので (1) より η_{12} が求まり, 従ってグラフ上で状態 2 の点が定まる. 状態 3 を求める為に, 2 を中心として与えられた M_2 (これは流速が状態 2 では既知なのですぐ求まる) に対して η_{25} と P_{25} (状態 5 は図 6 で省略してある. 正確な三重点の相互作用は図 7 の b のようになり, 状態 3 と 5 はそれを境にして圧力は等しいが, 密度, 流速が異なるというスリップラインによって区別される) のグラフがかけ, これと η_{13} と P_{13} のグラフの交点は $P_3 = P_5$ を満足しており, 従って状態 3 は η_{25} と P_{25} のグラフと η_{13} と P_{13} のグラフの交点として求まる. このようにして, 図 7 の a のようなグラフを入射マッハ数 M_{inc} および入射角 α をいろいろかえてえがき状態 2 や 3 の圧力, 温度を求めたのが表 1 である.

これからわかるように状態 3 の圧力, 温度は状態 2 に比べて高

表 1

 $M_i = 10.4$

α	State 2		State 3		反応時間の比 $\frac{\tau_3}{\tau_2}$	M_{inc}
	T/T_0	P/P_0	T/T_0	P/P_0		
45°	9.9	61.4	18.4	121.0	0.36	7.5
51°	12.0	75.7	17.5	115.5	0.45	8.2
57°	13.0	83.4	17.9	117.2	0.56	8.7
63°	15.0	97.7	18.5	122.1	0.7	9.2

$$\frac{\tau_3}{\tau_2} = \frac{P_3 T_2}{T_3 P_2} \exp \left[5460 \left(\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_2} \right) \right]$$

図 6 三重点の軌跡および三重点同志の衝突

図 7 ショックポーラ法による三重点背後の温度, 圧力の計算

$$M_i = M_{inc} / \sin \alpha$$

OI, OS, OR : Shock wave, ← : Flow, ①, ②, ③ : Region of different state

い. 従ってこの部分では反応が速く起こることになり, 不均一に反応がおこっていることを説明できる.

さらに角度についていえばこの入射角度が大きくなれば状態 2 と 3 の間の圧力, 温度差が小さくなるから横方向の不均一性は小さくなる. この角度が極限の 90° になれば不均一性はなくなり, 平面一次元爆轟となる. シュリーレン写真からみると, 乱れ具合は初期圧の増加とともに徐々に微少になってきている. これは不均一性の度合いが小さくなるということであるから, 角度も増加すると予想されるが, この実験範囲の圧では大体 50~60 で明確には認められなかった.

以上は二次元理論に基づいた考察であるが, それを直ちに三次元にそのまま拡張できるか疑問である. その理由として管端の爆轟模様は蜂の巣状であり, 爆轟波は管壁ばかりでなく, 壁から離れた部分にも三重点を有しているからである. 三次元的な爆轟は非常に複雑な構造をしており, そのモデルを作るのは今のところ困難である.

管 I の場合, 三次元的な構造を持つので現象を解明するのに立体的な観測が必要となり, 実験が困難である. そこで爆轟の機構を詳細に調べる為に, 薄い板中を伝播する二次元的な構造を持つ

爆轟を作って実験をおこなった。

3・2・1 煤模様 図8はガラス板に煤を塗って爆轟にさらした時に得られる模様である。写真は爆轟の自発光を利用して開放にして得られたものである。初圧の増加とともに模様の大きさは減少している事がわかる。

3・2 管 II の場合

3・2・2 瞬間シュリーレン写真 図9は瞬間シュリーレン写真と静止写真を同一のフィルム上にとったもので、爆轟波面は多頭構造をしている事が明らかである。頭と頭の接ぎ目が丁度、菱型模様の線に対応していて、隣接の菱型模様の内部での爆轟波の先端は強弱がみられ、爆轟波の収束と発散が起っている事を示す。これを縦方向の乱れと呼ぶ。

図10は瞬間シュリーレン写真である。これも爆轟波先端の多頭構造を示すもので、初圧の増加とともに、単位構造は小さくなり、その数は多くなってきている事がわかる。これは図8にみたように、菱型模様の大きさが小さくなっていくことに対応する。

3・2・3 高速カメラ 図11は高速カメラでとった時のシュリーレン写真である。波面に少し幅があるのはシャッターの開放時間が 3×10^{-6} 秒である為にその間に爆轟波が移動したためである。

40 mm Hg

50

60

80

100

図8 二次元爆轟波

管IIにおいて管壁の煤模様、カメラは開放で自発光を利用した。

各コマともかすかに爆轟波先端は多頭構造をしている事が認められる。図の下に $x-t$ 図を示しているが、爆轟波は見掛け上定常的に 2560 m/sec の速度で進行している。

3・2・4 爆轟波の解釈 図12は今までに提出された多頭スピンの爆轟モデル⁸⁾である。実験による図8、図9からこのモデル

40 mm Hg

50

図9 二次元爆轟波

管IIにおける多頭波構造爆轟波、瞬間シュリーレン写真と静止写真を同時にとったもの。

20 mm Hg

25

30

40

60

図10 二次元爆轟波

瞬間シュリーレン写真、多頭波構造が明確である。

8) A. K. Oppenheim, 4th AGARD Colloquium, Milan p. 186 (1961) Pergamon Press. Oxford.

図 11 二次元爆轟

高速カメラによる多頭波爆轟の伝播、初圧は 60 mmHg、試料はアセチレン酸素混合物

の正当性が明らかである。反応帯の判別が実験の方からははっきりしないが、アセチレン酸素系の場合 反応時間が $\sim 10^{-7}$ sec と短いであろう。

多頭スピン爆轟では爆轟波先端の波が収束と発散を二つの三重点の衝突を境にして繰り返していると考えることができる (図 6)。衝突直前の一遅い爆轟速度とその直後の一番速い速度の単純平均が通常に観測される爆速であるとして、三重点同志の衝突を計算したのが表 2 である。衝突前後のマッハ数の差および反応時間の比をいろいろなマッハ数および入射角について計算したものである。ここで反応時間はアセチレン酸素系では

の反応の誘導期に等しいとおいた。この誘導期は次のようにかかる⁹⁾。

Two Dimensional Detonation Model

1. Detonation Front
2. Reaction Zone
3. Transverse Wave

図 12 二次元爆轟モデル

表 2 入射角度およびマッハ数をパラメーターとした二つの三重点の衝突 (図 6 参照) の計算結果

M_{inc} (ave.)	45°		57°		63°	
	τ_3'/τ_2	ΔM_{inc}	τ_3'/τ_2	ΔM_{inc}	τ_3'/τ_2	ΔM_{inc}
7.0	0.13	5.2	0.33	2.4	0.49	1.5
7.8	—	—	0.33	2.8	0.55	1.7
8.6	0.24	6.5	0.49	2.9	0.60	1.9
9.0	0.24	7.0	0.56	3.2	0.63	2.0

$$\Delta M_{inc} = M_{inc}(\text{after coll.}) - M_{inc}(\text{before coll.})$$

$$\log \tau[\text{O}_2] = -10.6 + 4.4 \times 10^3/T$$

表 2 からみえるように、入射角の増加とともに、マッハ数の差は少なくなつて、反応時間の比も 1 に近づいている。

入射角 α が初圧の増加とともに増加すると仮定すれば、次のような実験事実の説明を与える事ができるようである。

圧の増加とともに爆轟波の乱れ具合は微少になり、菱型の煤模様も小さくなる。

仮説を認めれば、初圧の増加によりマッハ数は増加するので (図 2)、表 2 からマッハ数の差および反応時間の比は右下りの対角線に沿って変化する。従つて、減速の割合がマッハ数の大小によらず一定とすれば、衝突前後のマッハ数の差が小さければ次の衝突までにかかる時間は少なく、煤模様の大きさは小さくなるし、逆にこの差が大きくなれば、次の衝突までにかかる時間は大きくなって模様の大きさは大きくなると考える事ができる。

さらに反応時間の比もマッハ数の差と同じように解釈できる。これが 1 より小さければそれだけ減衰する時間が長いわけで、逆に 1 に近ければ減衰時間は短いといえるので、煤模様とマッハ数の差と同様な事がいえる。

表 1 でみえるように、 α の増加とともに、状態 2 や 3 の圧力、温度差が小さくなって、爆轟の進行方向に垂直な面における不均一度は少なくなることで、波面の突起部分が微少になることを意味している。

また α が極限の 90° になった時、爆轟の進行方向およびそれに垂直な面の乱れはなくなって一次元的な爆轟を与えることができる。このように考えれば、圧を上げていけばいくらかでも一次元爆

9) G. B. Kistiakowsky, G. P. Glass, *J. Chem. Phys.*, 42, 608 (1960).

轟に近づく事が予想される。

以上は入射角の圧依存の仮説から煤模様の大きさの圧依存を説明したわけであるが、他の研究者の入射角 α の値を以下引用してみる。

D. H. Edwards¹⁰⁾ $\alpha=50\sim70^\circ$, $P_0=20\sim30$ mmHg, $2\text{H}_2+\text{O}_2$,
二頭スピン

Voitsekovskii⁴⁾ $\alpha=34^\circ$, $P_0=76$ mmHg, $2\text{CO}+\text{O}_2$,
単一スピン

Duff¹¹⁾ $\alpha=46^\circ$, $P_0=160$ mmHg, $2\text{H}_2+\text{O}_2$,
単一スピン

Schott¹²⁾ $\alpha=50^\circ$, $P_0=18$ mmHg, $2\text{C}_2\text{H}_2+3\text{O}_2$
+80% Ar, 単一スピン

Troshin¹¹⁾ $\alpha=56^\circ$, $P_0=400$ mmHg, $2\text{H}_2+\text{O}_2$,
多頭スピン

Strehlow¹³⁾ 図 13

これから特に、図 13 から明らかなように、 α の値は圧依存性をほとんど示していない。ただ、単一スピンの場合多頭スピン爆轟よりもわずかに角度が小さいようである。

単一スピンの場合の角度が最少角度を与える事は考えられる事で、これが多頭スピン爆轟になると、全然圧依存を示さないのは理由がわからない。

ここにあげた角度の測定はすべて円管か、角型の管で三次元的な爆轟でなされたものであり、これを二次元的な計算と結びつけるのも問題であろう。

図 13 Strehlow 等¹³⁾による角 α の測定値

- 10) D. H. Edwards, D. J. Parry, A. J. Jones, *J. Fluid Mech.*, 26, 321 (1960).
- 11) R. Duff, *Phys. Fluids*, 4, 1427 (1961).
- 12) G. L. Schott., *Phys. Fluids*, 8, 850 (1965).
- 13) R. A. Strehlow, J. R. Biller, *Combustion and Flame*, 13, 577 (1969).

さらに、爆轟は全体としては速度が一定で定常のようであるが、ミクロにみると、収束と発散を周期的に繰り返しながら進んでいるので、完全な定常とはいえず、準定常である。これに対して理論計算は二次元定常モデルを仮定しているのでこの点問題がある。

入射角の物理的あるいは化学的意味を明らかにすることと、三次元爆轟モデルを立てる必要がある。

爆轟現象は今までみてきたように、三次元的で、準定常的な現象であるにもかかわらず、定常一次元の理論爆速と実測値は図 2 および、今まで他の研究者によってなされた実験からも、限界組成および低圧下での爆轟を除いては良く一致するのは何故なのかという問題がでてくる。考えられる事は、一般に爆速の圧依存は非常に小さく、一方、乱れの規模の圧依存は図 4 から分るように大きい。このことは爆速は三次元的な効果に対してそれほど影響を受けないことを意味し、従って、全体として定常一次元の理論でかなりの良い近似となっているからであろう。また圧を上げていくと、乱れの規模は小さくなるので、収束と発散の過程は非常に速い時間で終って、周期が非常に短かく、三次元的な効果は非常に短い時間と短い距離の間であられることになるので、みかけ上は一次的に近づく。この点からも爆速の理論値と実測値との良い一致は説明できるようである。

4 結 論

アセチレン-酸素系および酸水素系の爆轟波は初圧が 90 mmHg ぐらいまでは三次元的で準定常であることがシュリーレン写真や煤模様から確認された。

酸水素系とアセチレン酸素の爆轟波を比べてみるとシュリーレン写真からは酸水素の方がかなり高い圧にしないと見掛上一次元的にならないが、これは両者の発熱量および発熱速度や反応速度の差があらわれたとみる事ができる。すなわち、アセチレン酸素の方が酸水素に比べて発熱量は大きく、反応性に富んでいるためである。

二次元的な爆轟波は厚さ 3 mm の薄い爆轟管で開始させることができ、三次元爆轟とはかなり違って、いわゆる爆轟波の多頭構造 (図 12) が明確になり、従来の爆轟モデルにかなり近い爆轟波 (図 10) が実験的に観察された。

さらに煤模様は爆轟波先端の三重点の軌跡であることが確認された (図 9)。

菱型模様の大きさや爆轟波が初圧を上げていくとみかけ上一次元的になるという事は入射角の圧依存だけで定性的に説明できるようであるが、実験による入射角は大きくバラついており、三次元構造をもつ爆轟モデルを立てる必要がある。