



常温以下の気体中の衝撃波伝播とR-12液中の蒸気泡崩壊に関する実験

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-03-04 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 前野, 一夫, 栗田, 育志, 花岡, 裕 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/1115

常温以下の気体中の衝撃波伝播と R-12 液中の蒸気泡崩壊に関する実験

前野 一夫・零田 育志・花岡 裕

Experiments on Shock Wave Propagation in Low Temperature Gases and Vapor Bubble Collapse in Liquid R-12

Kazuo MAENO, Yasushi SHIZUKUDA, and Yutaka HANAOKA

Abstract

In regard to shock wave propagation, almost all experiments have been restricted within the range of room temperature or high temperature fluids. Conventional shock tubes of diaphragm breaking have severe limitation for shock waves in low temperature fluids, owing to the contamination of water vapor and icing that are included in atmospheric influx during the diaphragm exchange. In this experiments new type of non-diaphragm shock tube is devised by liquid nitrogen cooling.

Measurements of shock wave parameters in test fluids N_2 , O_2 , CO_2 , R-12 to the lower range of 180K are conducted. Flow visualization of shadowgraphs by IMACON-790 is also performed. As the results, shock wave characteristics in low temperature gases are clarified. Among others condensation phenomenon of R-12 behind the shock waves, and strong spherical shock wave generation in liquid R-12 accompanied by vapor bubble collapse are visualized.

1. 緒 言

超音速流れの研究はマッハに始まり、20世紀中ごろから航空・宇宙工学の進展に伴いめざましい進歩を遂げてきた。一般に超音速で飛行する物体のまわりには圧力、温度、密度などの不連続面である衝撃波の発生が見られるが、爆発災害時の爆風伝播の研究などが行なわれるようになったことと併せて、1950年以後衝撃波の研究も盛んになってきた。さらに近年では高速高温気体反応の研究、MHD 発電の研究、ガスダイナミックレーザーの研究、核融合に関連する電磁流体の研究などにも衝撃波が密接に関係しており、その工学的応用分野も広い。

従来、衝撃波の研究は常温と高温の試気体において数多く行われてきたが、工学の進展に伴い LNG（液化天然ガス）、LPG（液化石油ガス）の液化・気化の問題や空調、冷凍などの冷却媒体のふるまい、あるいは超流動現象など常温以下極低温¹⁾までの高速流体力学と衝撃波に関連した研究が必要とされている。

一般に衝撃波の実験は衝撃波管と呼ばれる高圧室、低圧室の2室を連結した管を隔膜で仕切り、高圧室に高圧気体、低圧室に低圧気体を充填したのち、隔膜を破り高圧気体を低圧室に瞬時に流

入らせて衝撃波を形成し計測を行う。この隔膜破断方式では実験を終えるごとに膜交換のため管内に大気が流入してしまい、低温流体に対する衝撃波実験を試みる場合は流入大気中の水蒸気が管壁で凝縮・凝固を起こして不純物が大量に付着し、かつ管内壁の面精度が損なわれ実験に支障をきたすことになる。これが低温気体中での実験が難しい理由である。低温での衝撃波実験を行う方法として、実験装置全体を大型の真空室に入れて行う、あるいは隔膜を何か別な反復使用可能な機構に替え膜交換作業をなくするなどが考えられるが、費用の面や危険度、繰り返し作動に要する時間などを考えると前者を採用するのは難しく後者の方法が有力である。

また最近では MHD 発電における水銀カリウムなどの液体金属の加速や、フロンなどの低沸点媒体を用いた低温度差発電装置における蒸気ノズル内加速膨張過程中的凝縮の研究などが行われ、衝撃波の研究にも凝縮現象が取り扱われるようになってきたが、^{2),3)} フロンなどの冷却媒体は一般に沸点が低く常温で凝縮現象を研究することは難しい。

これまでに低温気体の衝撃波に関して国外では Liepmann⁴⁾, Cummings⁵⁾, あるいは西独の研究者達によって極低温気体に対する衝撃波の実験が行われている。しかしこれらの研究は通常の衝撃波管を改良して用いた実験であり、多数回の実験には応用が難しい。低温流体中の衝撃波に関する論文は現在きわめて少なく実験データも不十分な状態であるので、より多くの実験的・理論的研究が渴望されている。

本研究は小口らおよび著者らが開発した無隔膜衝撃波管⁶⁾を改良して常温以下の実験に適用可能とするものであり、液体窒素を用い無隔膜衝撃波管低圧部を冷却することによって低温試気体中の相変化をとともなう衝撃波の伝播状態の計測を可能とし、かつ衝撃波に伴う流れの可視化を行なうものである。本研究で用いる無隔膜衝撃波管は膜交換作業がないため実験の能率向上が計られ、また前述した大気流入の問題がなく連続作動が可能であるなどの有益な特徴を備えている。一方、問題点としては、隔膜破断式の衝撃波管の場合 White⁷⁾によれば、破断膜が破られ破断孔径が管内まで広がるのに300~700 μ sec 程度で済むが、ダブルピストン型の無隔膜衝撃波管の場合には本研究の予備実験の結果⁸⁾からはピストン開放に数10msec を要し、同じ条件のもとでは隔膜破断式の場合よりも形成衝撃波は弱いものと考えられることである。従って同じ形成入射衝撃波マッハ数を得るためには高低圧部の圧力 p_4 , p_1 の比を隔膜破断式の場合よりも大きく取らなければならない⁹⁾。

2. 衝撃波の基礎理論

本研究においては測定データを基礎として入射および反射衝撃波の諸量を計算しているが、本章では使用した衝撃波の基礎方程式について述べる。なお理論式の導出に際しては簡単のため流体は完全気体と考え、気体の粘性と熱伝導による散逸効果 (Dissipative Effect) を無視した一次元の流れで、衝撃波を除いては等エントロピー流れと仮定する。つまり理想的な衝撃波管における

理想気体中の衝撃波関係式である。^{10), 11), 12)}

2.1 理想的な垂直入射衝撃波の基礎式

衝撃波が固定座標系において速度 U で静止気体中を進行する場合に、衝撃波面と同速度で移動する座標系と衝撃波を囲む薄い検査面を考え、波面前後の領域を①、②とし添字 1, 2 で表して各気体の流速を v_1, v_2 とすれば、一次元の質量、運動量の保存則、および次式のようなエネルギー保存則が成り立つ。

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} \quad (1)$$

上式に質量、運動量保存則を変形した式を代入すると密度比が以下のように得られる。

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \frac{p_2}{p_1} + 1}{\frac{p_2}{p_1} + \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1}} = \frac{\alpha_1 \frac{p_2}{p_1} + 1}{\frac{p_2}{p_1} + \alpha_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (2)$$

ここで $\alpha_1 = \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1}$.

式(2)に状態方程式と音速の式 $a^2 = \gamma RT$ を用いると次式となる。

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^2 = \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} = \frac{\frac{p_2}{p_1} + \alpha_1}{\alpha_1 + \frac{p_1}{p_2}} \quad (3)$$

これらの式(2), (3)が衝撃波前後の状態量関係を表すランキン-ユゴニオ (Rankine-Hugoniot) の式である。次に入射衝撃波マッハ数 M_1 は式(2)と運動量保存式より

$$M_1^2 = \left(\frac{U}{a_1} \right)^2 = \frac{(-v_1)^2}{a_1^2} = \frac{\alpha_1 \frac{p_2}{p_1} + 1}{\alpha_1 + 1} \quad (4)$$

となる。同様に v_2 に関しては次式となり、

$$\frac{v_2^2}{a_1^2} = \frac{\left(\alpha_1 + \frac{p_2}{p_1} \right)^2}{(\alpha_1 + 1) \left(\alpha_1 \frac{p_2}{p_1} + 1 \right)} \quad (5)$$

固定座標系に対する流速 u_2 は $u_2 = v_2 - v_1$ であるので

$$u_2 = v_2 - v_1 = \frac{(\alpha_1 - 1) \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right) a_1}{\sqrt{(1 + \alpha_1) \left(\alpha_1 \frac{p_2}{p_1} + 1 \right)}} \quad (6)$$

これらの式により衝撃波後方②の流れ諸量は初期条件①と圧力比 p_2/p_1 の関数として与えられる

ことがわかる。さらに p_2/p_1 を入射衝撃波マッハ数 M_1 により式(4)のように表現できるので、 M_1 で表される以下の方程式系を得る。

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1+1} M_1^2 + \frac{1-\gamma_1}{\gamma_1+1} = 1 + \frac{2\gamma_1}{\gamma_1+1} (M_1^2 - 1), \quad (7)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma_1+1)M_1^2}{2+(\gamma_1-1)M_1^2} = \left\{ 1 - \frac{2}{\gamma_1+1} \left(1 - \frac{1}{M_1^2} \right) \right\}^{-1} \quad (8)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{|2+(\gamma_1-1)M_1^2| |2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1-1)|}{(\gamma_1+1)M_1^2} \quad (9)$$

また衝撃波下流のマッハ数 $M_2 = v_2/a_2$ は次式で表わされる。

$$M_2^2 = \left(\frac{v_2}{v_1} \frac{v_1}{a_1} \frac{a_1}{a_2} \right)^2 = \frac{M_1^2}{\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2} = \frac{(\gamma_1-1)M_1^2 + 2}{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1-1)} \quad (10)$$

本研究では上記の各式を入射衝撃波に関する理論式としてデータ処理に使用する。

2.2 衝撃波の反射¹⁰⁾

断面一定の管内を伝播する衝撃波が閉じた管端面に衝突・反射する時、開放端と異り衝撃波は衝撃波のまま反射される。いま壁の左側から速度 U で入射し反射した衝撃波を考えると、反射波背後の領域⑤では気体流れは静止状態となる。また入射衝撃波の場合には領域①が静止状態であったのに対し、反射衝撃波に関しては波面前方の②領域で波面に対向する流速が生じている点が違うだけなので、前節の入射衝撃波前後の関係式の添字を $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 5$ のように変更することで反射衝撃波前後の関係式が得られる。すなわち

$$\frac{\rho_5}{\rho_2} = \frac{\alpha_1 \frac{p_5}{p_2} + 1}{\frac{p_5}{p_2} + \alpha_1}, \quad (11)$$

$$\frac{T_5}{T_2} = \frac{p_5}{p_2} \left(\frac{\frac{p_5}{p_2} + \alpha_1}{\alpha_1 \frac{p_5}{p_2} + 1} \right), \quad (12)$$

$$v_5 - v_{2r} = \frac{-(\alpha_1 - 1) \left(\frac{p_5}{p_2} - 1 \right)}{\sqrt{(1 + \alpha_1) \left(\alpha_1 \frac{p_5}{p_2} + 1 \right)}} \cdot a_2. \quad (13)$$

上式における添字 r は反射波 (Reflected Wave) を表す。ここで $v_5 - v_{2r}$ は $-u_2$ に等しく、 u_2 は式(6)で表わされているので式(13)に代入し音速比 a_2/a_1 を式(3)を用いて消去すると、上記方程式系の p_5/p_2 を以下のように p_2/p_1 で表現することができる。

$$\frac{p_5}{p_2} = \frac{\frac{p_2}{p_1}(\alpha_1 + 2) - 1}{\alpha_1 + \frac{p_2}{p_1}} \quad (14)$$

反射衝撃波速度 $-U_r$ も以上の理論より v_{2r} を p_2/p_1 の関数で示し、 $-U_r = v_{2r} - u_2$ として求めることができる。つまり

$$-U_r = \frac{2 \frac{p_2}{p_1} + (\alpha_1 - 1)}{\sqrt{(\alpha_1 + 1) \left(\alpha_1 \frac{p_2}{p_1} + 1 \right)}} \cdot a_1 \quad (15)$$

また反射衝撃波マッハ数 M_r は入射衝撃波後方流れ②中の音速 a_2 で除すことにより得られ以下となる。

$$M_r = \frac{|U_r|}{a_2} \quad (16)$$

以上より反射衝撃波に関する諸量はすべて p_2/p_1 の関数として求められ、さらに入射衝撃波マッハ数 M_1 が既知であれば式(7)より M_1 の関数として得ることができる。本研究では実験データ整理および本論文中の理論計算値として以上の諸式を使用し、マイクロコンピュータによるオンライン処理により得られた結果を用いている。

2.3 衝撃波管の初期圧力比 p_{41} と入射マッハ数 M_1

理想的な衝撃波管を考え、低圧室と高圧室の初期状態を各々領域①と④で示す。衝撃波管の隔膜を破膜すると、前進衝撃波が一定速度 U で低圧室内へ伝播し高圧側へは後退膨張波が伝播する。低圧室内で前進衝撃波により加圧・加熱される領域②の気体は高温気体 (Hot Gas) と呼ばれ、高圧室内で膨張波の通過により冷却・加速された領域③の気体は冷気体 (Cold Gas) と呼ばれる。領域②の高温気体と領域③の冷気体の境界は接触面 (Contact Surface) と言われ、接触面両側の温度と密度は異なるが、圧力と流速は等しく $p_2 = p_3$, $u_2 = u_3$ の関係が成立する。後退膨張波を通してはリーマン不変量が一定に保たれることがよく知られており、高圧駆動気体の比熱比を γ_4 とすれば音速比 a_3/a_4 が得られる。さらに領域④と③の間には等エントロピーの関係式が以下のように成立するので、

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{a_4}{a_3} \right)^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4-1}} = \left(1 - \frac{\gamma_4-1}{2} \cdot \frac{u_3}{a_4} \right)^{-\frac{2\gamma_4}{\gamma_4-1}} \quad (17)$$

式(17)中の流速 $u_3 = u_2$ を式(6)で求め、 $p_4/p_3 = p_4/p_2$ の関係と式(7)を代入することにより高低圧部圧力比 p_4/p_1 を次式で表すことができる。

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \cdot \frac{a_1}{a_4} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (18)$$

つまり比熱比, 音速, 高低圧部初期圧力比 p_4/p_1 が与えられると, 理想的衝撃波管における入射衝撃波マッハ数 M_1 を求めることができる。本研究でも上式を使用した。

3. 実験装置と実験方法

本研究で使用した実験装置概略図を Fig. 3-1 に示す。図の衝撃波管は隔膜破断方式と異なり, 主・副 2 個のナイロン製ピストンを使用している。この方式は前述のように従来の破断膜による

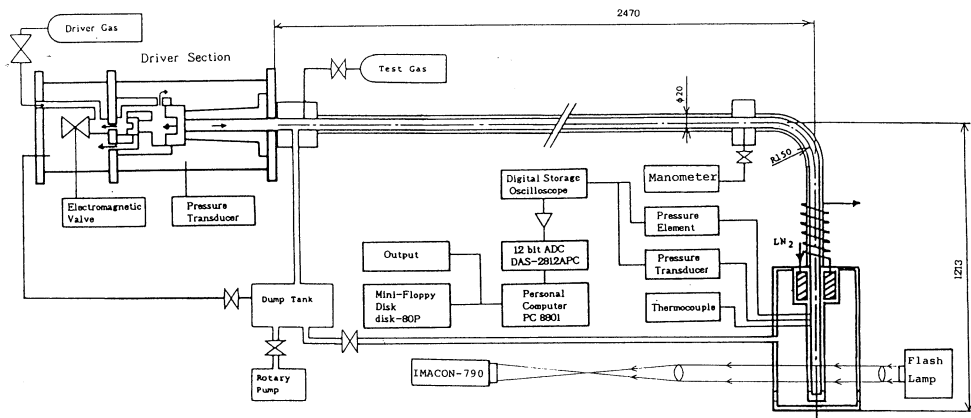


Fig. 3-1 Experimental Apparatus

管内汚染がなく, 短時間で容易に再現性の良い実験ができ, しかも膜交換作業に伴う大気流入がなく, 低温実験においては低圧部管内壁に大気中の水滴が付着したり固化することがないので, 低圧部を冷却保持した状態で短時間に多数回の繰り返し作動ができ連続実験が可能である。

3.1 衝撃波管高圧部作動の原理と特徴

高圧駆動部の構造を Fig. 3-2 に示す。高圧部前方には標準型衝撃波管の隔膜と同様の機能を持つナイロン製主ピストン, 主ピストンの高速作動を補助するナイロン製副ピストンが収容され, 高圧駆動気体が充填される。高圧部後方はダンプタンクに接続された真空排気室で発射用電磁バルブが収容されている。高圧部常用最高圧力は約500kPaであり, 本実験の駆動気体には N_2 , He を使用している。

衝撃波管作動前の駆動気体充填に際しては高圧ボンベの手動バルブを開け, 調圧弁(レギュレータ)を調節し, さらに配管用バルブを開放すると駆動気体がチューブを通して高圧室中心に進出し副ピストンを前方に押し出す。副ピストンの移動によりチューブを通じて主ピストン後方に高圧気体の流れ込み主ピストンを前方に移動させる。この主ピストンの移動に伴い高圧駆動気体は

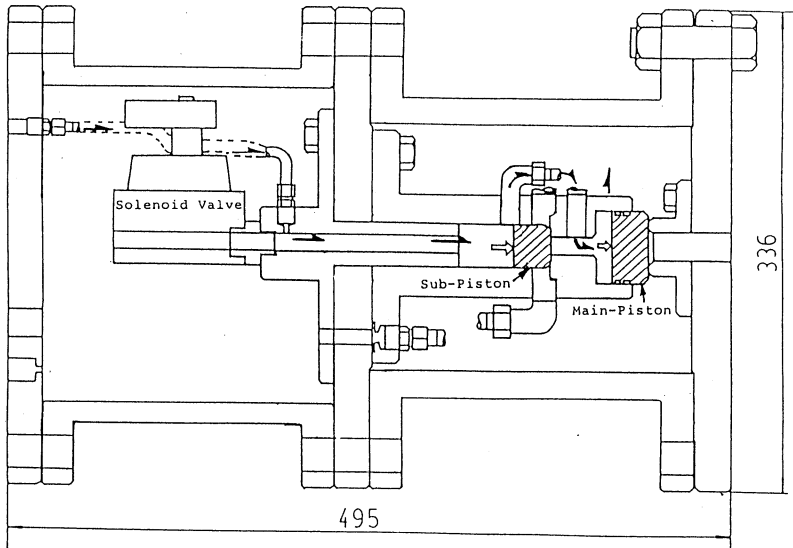


Fig. 3-2 Driver gas charging

高圧室全体に充填されるしくみになっている。

衝撃波管の作動時には、高圧駆動気体を所定の圧力まで充填後、真空排気室内に收容されている発射用電磁バルブを開放することによりピストン後方の高圧気体が瞬時に真空排気室内に流出する。この急減圧により副ピストンが後方に高速移動し、高圧気体がチューブを通じて真空排気室内に急速に流出する。この急減圧により主ピストンが後方に高速移動して、高圧室内に充填されていた高圧駆動気体が急激に低圧室内に流出し衝撃波を形成する。発射用電磁バルブは電気信号により開放された後ただちに閉じることができ、高圧ポンベは常時開放されているので、作動後は前述のように高圧気体がチューブを通じて再び高圧室内に充填されていく。従って低圧部が所定の真空 (10^{-2} 程度の Torr 数) まで排気されると再び実験が遂行でき、短時間で繰り返し作動が可能である。

3.2 衝撃波管低圧部

実験装置全体図 Fig. 3-1 に示される低圧部は、液体窒素による長時間低温保持を可能とするために、熱伝導率の低いステンレス製の内径19.4mm、肉厚3.9mmの引き抜き円筒で水平直管部 2.3m、曲率半径 $R = 150\text{mm}$ の 90° 曲り部、および約 1 m の鉛直部で構成されている。低圧部は作動前に不要気体を排気し真空状態にする必要があるため、シンフレックス金具とチューブによりダンプタンクに継がれ、さらに油圧回転真空ポンプと接続されている。入射衝撃波の 90° 曲がり部通過時の反射回折については、曲り部曲率半径 R と管半径 r との比 R/r が 15.5 程度あるので曲り部より管径の数倍程度下流では安定な平面衝撃波が得られていると考えられる。⁸⁾

鉛直部上部には低温実験の際に試気体を所定の温度まで冷却できるように、真空断熱を施した真鍮製の液体窒素容器を設けている。鉛直下部は断面アダプターを介して円形断面から20mm正方形断面へと変形し測定部へと接続する。測定部には圧力変動や、低圧部初期温度を検出するためPCB社製圧力変換器が管端から126mm上流の所、東北金属製ジルコン・チタン酸鉛系固溶体圧電素子が管端から276mmの所に、またCA熱電対が管端から226mmの所に設けられ、測定部管端には低温試気体の凝縮現象や流れの可視化ができるように2対のバイレックスガラスによる観測窓が管端から140mmと45mmの位置に設けられている。なお窓枠支持部には試気体R-12凝縮による液面高さを測定できるように、目盛を記したメンディングテープをはりつけている。低圧部は長時間低温保持する必要があるので水平直管部から鉛直部上部にかけてはアルミニウム箔とビニールによる多層断熱や高分子発泡剤により断熱し、測定部周囲には断熱性および気密性を高めるために内径158.4mm、長さ563mm、肉厚3.4mmの $\phi 60.5$ mm窓付ステンレス円筒容器による真空断熱外覆いをつけている。さらに測定部に使用しているOリングは低温実験を考慮してテフロン製とした。また低圧部鉛直部を実験室中二階天井から保持するのに使用している鉄製アングル材は鉛直部との直接接触を避けている。

3.3 測定系と衝撃波速度の算出

a) 測定系および測定法

実験装置図に示すように、高圧部初期圧力 p_4 は高圧部前方のフランジに取り付けられた半導体圧力素子により検出した信号をアンプで40倍に増幅しデジタルマルチメータに出力してモニターする。低圧部初期圧力 p_1 はU字水銀マンオメータにより測定し、低温試気体の初期温度 T_1 は測定部に設けたCA熱電対により検出しデジタルマルチメータにより出力される。

入射衝撃波速度 U の測定は測定部管内壁の管端より276mm上流に設置したジルコン・チタン酸鉛系固溶体圧力素子からの圧力トリガー信号と、それより150mm下流に設けたPCBピエゾ圧力変換器による圧力変動信号をデジタル・ストレージオシロスコープに記録し、その圧力変動波形をオシロ上の時間軸で5倍に拡大して入射衝撃波到達の時間差を読みとりマイクロコンピュータに送ることで処理する。同時に上記両波形をコンピュータ内で解析し立ち上がり時間差を求めらることもできるので、補足的に U のデータとしてモニターできる。また、反射衝撃波速度 U_r 、衝撃波後方圧力 p_2 の測定はデジタル・ストレージオシロスコープに記録された波形をADコンバータを介してマイコンに送り内部的に波形を処理する。これら測定データおよび実験条件はすべて5"ディスクに記録され、必要なグラフはプリンターに出力される。¹³⁾

本実験で処理されプリンターに打ち出された典型的な出力波形の例をFig. 3-3に示す。図中の W_1 、 W_2 は両素子間の入射と反射衝撃波の立ち上がり時間差、 p_1 は低圧部初期圧力、 p_2 は入射衝撃波後方の圧力を示す。 W_1 は上記のようにストレージオシロの波形を積み取ったデータを採用し入力したが、その他はすべてマイクロコンピュータの内部処理で衝撃波伝播に対する基本的

諸量が算出される。なお W_2 の読み取りに関しては、ジルコン・チタン酸鉛系固溶体素子の波形立ち上がり精度が安定せず固定壁の影響も存在するので次節に算出方法を示す。

b) PCB 圧力変換器からの圧力波形による反射衝撃波速度の算出方法

ジルコン・チタン酸鉛系固溶体圧力素子による測定では、反射衝撃波の到達に相当する点が明確に立ち上がりを示さず反射衝撃波速度の算出が難しいので通常両素子間の反射衝撃波の立ち上がり時間差を利用する方法¹⁴⁾とは別に、

PCB 圧力変換器のみを利用する方法を採用した。PCB 圧力変換器の波形 Fig. 3-4 中の t_{ir} (sec) は、入射衝撃波が PCB 圧力変換器を通過して測定部管端 (End Wall) に到達し、再び反射衝撃波として PCB 圧力変換器に到達するまでの時間を示す。PCB 圧力変換器から管端 (End Wall) までの距離 $l_e = 126\text{mm}$ 、両素子間の距離 $l_p = 150\text{mm}$ なので入射衝撃波速度を U (m/s)、反射衝撃波速度を U_r (m/s)、低温試気体 R-12 の場合は凝縮による液面高さ H (mm) を考慮すると以下の関係式が成り立つ。

$$t_{ir} = \frac{(l_e - H) \times 10^{-3}}{U} + \frac{(l_e - H) \times 10^{-3}}{U_r}$$

上式を U_r について解くと

$$U_r = \frac{(l_e - H) \times 10^{-3}}{\left(t_{ir} - \frac{(l_e - H) \times 10^{-3}}{U}\right)}$$

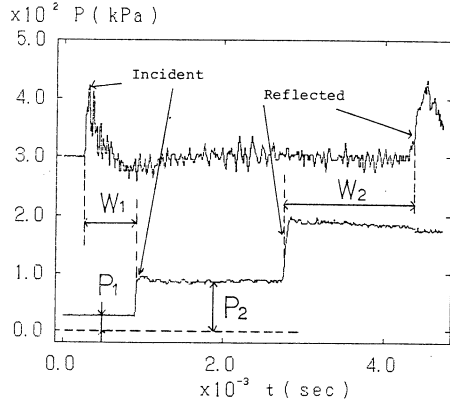


Fig. 3-3 Processed pressure history by microcomputer

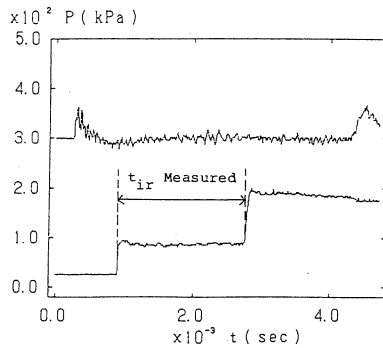
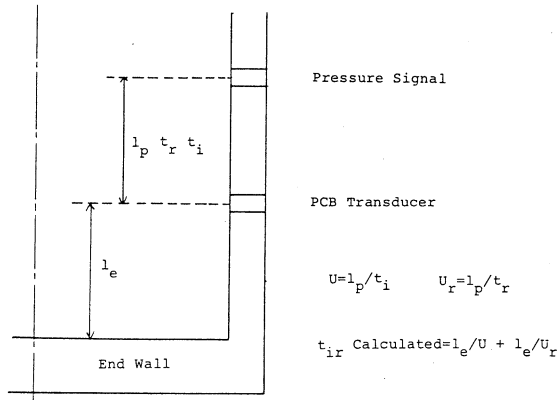


Fig. 3-4 Explanatory figure of t_{ir}

本実験では H を実測し, U と t_{tr} をマイコンで処理して求めて上式に代入すると U_r を得る。

4. イメージコンバータ (IMACON-790) による流れの可視化¹⁵⁾

前章までの測定系と測定方法による衝撃波挙動の定量的な計測と併せて, 本研究では流れの可視化 (Flow Visualization) 実験を行った。入射, 反射の衝撃波面はもとより衝撃波に伴う気流の乱れ, あるいは低温 R-12 飽和温度初期状態における波面後方の凝縮現象や R-12 液相中のキャピテーション気泡の変動崩壊などの写真撮影を試みたが, 可視化手段としてシャドウグラフ法を採用した。シャドウグラフ法は衝撃波のような気体あるいは液体中の流れの急激な密度変化による光の影を直接フィルムに投影し観測するものである。なお, 予備的可視化として通常のモーター駆動カメラによるシャドウグラフ撮影も行い, R-12 液面挙動を観測した。

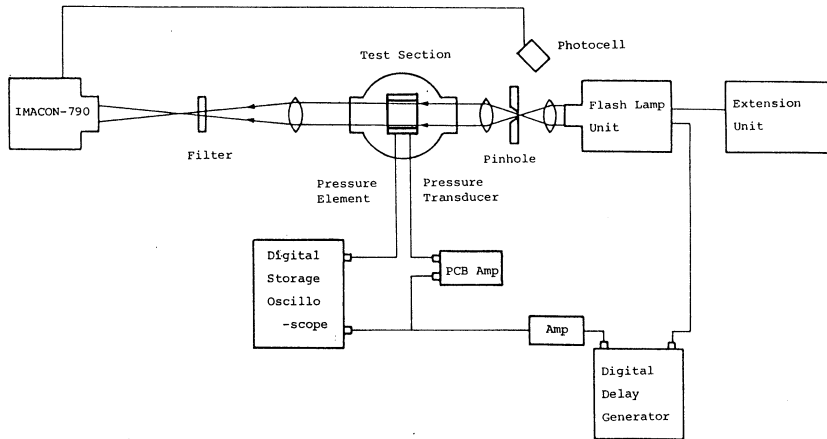


Fig. 4-1 Shadowgraph by IMACON-790

IMACON-790 [John Hadland (P.I) Ltd. 製] によるシャドウグラフ撮影の概略図を Fig. 4-1 に示す。入射衝撃波面通過による圧力変動を受けた PCB ピエゾ圧力変換器からのトリガー信号をアンプで増幅し, デジタル遅延回路による遅延時間を介してキセノン・フラッシュランプユニット [John Hadland (P.I) Ltd. 製] が受け発光する。この発光を感知したフォトセルユニットが新たにトリガーパルスを発し IMACON-790 が連動し, 最大 12 コマ程度の連続撮影が行われる。IMACON-790 はプラグインユニットの交換により所定のフレーミングスピードを設定できる。実験に使用した光学系は通常のシャドウグラフ法に従い, フラッシュランプの光を凸レンズで絞り, スリットあるいはピンホールにより点光源にする。点光源からの光を凸レンズまたは凹面鏡によって平行光線にして観測窓に通過させ, 再度凸レンズで絞った後にイメージコンバータで撮影する。

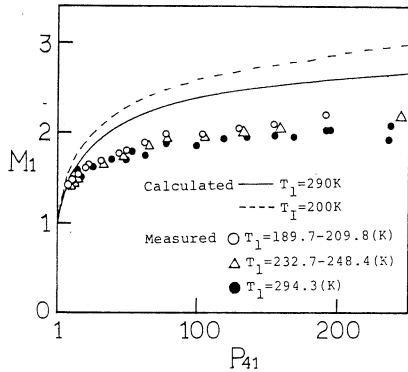


Fig. 5-1 Relation between M_1 and P_{41}
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: N_2)

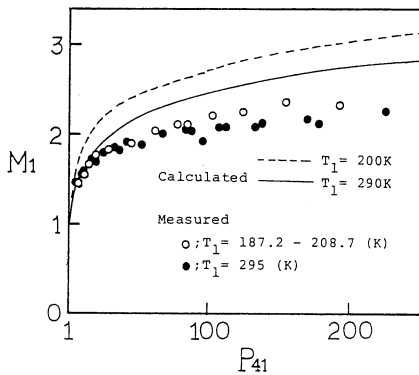


Fig. 5-2 Relation between M_1 and P_{41}
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: O_2)

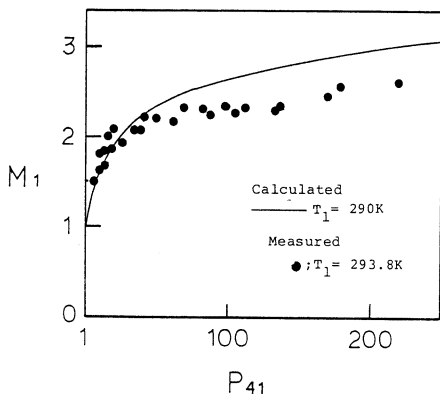


Fig. 5-3 Relation between M_1 and P_{41}
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: O_2)

5. 実験結果と考察

ここでは、実験結果から常温・低温条件における種々の気体中で発生させた衝撃波諸量について考察を行う。実験での使用気体は駆動気体に N_2 , He, 試気体に N_2 , O_2 , CO_2 , R-12 である。なお、簡単のため駆動気体と試気体の組み合わせは“駆動気体名-試気体名”の形で表示し、R-12 以外は化学式を用いて表現する。例えば、駆動気体 N_2 , 試気体 R-12 の場合は N_2 -R-12 と略記している。

5.1 入射衝撃波マッハ数 M_1 と高低圧部初期圧力比 P_{41} の関係

本実験で得られた結果の例として Fig. 5-1 から Fig. 5-8 に、駆動気体に N_2 , He, 試気体に N_2 , O_2 , CO_2 , R-12 を使用した場合の、常温と低温時における入射衝撃波マッハ数 M_1 と高低圧部初期圧力比 P_{41} の関係を示す。なお試気体 CO_2 は低温になると凝固するため常温実験のみを行っている。図中の実線と破線は各々常温・低温時の理想的衝撃波管に対して第 2 章で得られる理論計算値であり、常温と低温時の試気体比熱比および音速差によって異なる曲線となっている。

各図において実測されたマッハ数 M_1 は全体として理論計算値と同様の定性的傾向を示しているが、定量的には理論値を下まわる。また P_{41} が大きくなるに従い実測 M_1 の増加率が小さくなる傾向にある。実測されたマッハ数分布が低くなる理由として、まず管内の壁面摩擦と境界層発達の影響が考えられる。また本実験で使用した無隔膜衝撃波管の場合には隔膜の替わりとなるピストン開放とそれによる減圧時間が数十 msec かかり、通常の隔膜の破膜時間 $300 \sim 700 \mu\text{sec}$ ⁷⁾ に較べて遅くなっていることと、曲がり管を衝撃波が通過することによる反射回折の影響

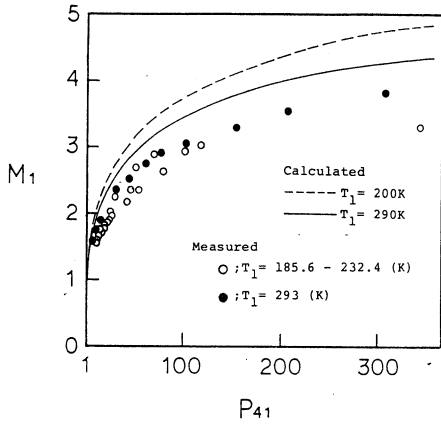


Fig. 5-4 Relation between M_1 and P_{41}
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: R-12)

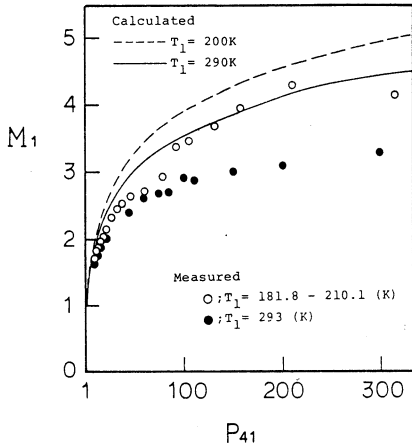


Fig. 5-5 Relation between M_1 and P_{41}
(Driver Gas: He-Test Gas: N_2)

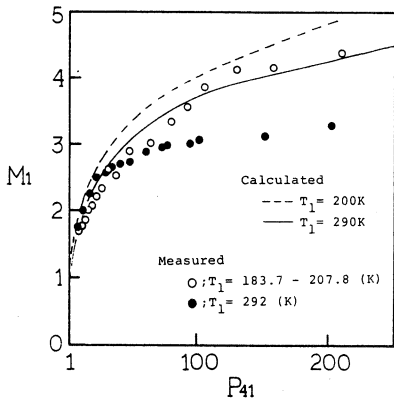


Fig. 5-6 Relation between M_1 and P_{41}
(Driver Gas: He-Test Gas: O_2)

響などにより衝撃波が減衰していることなども考えられる。

各図における常温実測 M_1 の分布を同一駆動気体中で比較すると、試気体が N_2 , O_2 , CO_2 , R-12 の順に M_1 の大きな分布となる。また同一試気体に関して比較するといずれの場合も駆動気体 He の方が M_1 の分布が大きい。つまり分子量の大きな試気体 ($N_2 < O_2 < CO_2 < R-12$) ほど、また分子量の小さな駆動気体 ($He < N_2$) ほど M_1 の分布が高くなり強い衝撃波が得られることが実験的に確かめられる。¹⁰⁾

全体的な傾向として各図の理論値では試気体の温度降下による音速低下のため低温 M_1 の分布が上回るが、この傾向は駆動気体 N_2 , He, 試気体 N_2 , O_2 の組み合わせにより実測された入射マッハ数 M_1 の分布でも現われる。特に Fig. 5-1 に示す N_2 - N_2 の組み合わせでは、試気体の初期温度 T_1 が低温になるほど M_1 の分布が大きくなる傾向が明瞭である。しかし Fig. 5-4, Fig. 5-8 のように試気体が R-12 の場合においては、低温実測 M_1 は理論値と比較して低い分布を示し常温実測 M_1 の分布をも下まわる結果となる。これに対する実験技術的な理由として圧力素子の取り付けによる影響が考えられる。本実験では PCB 社製圧力変換器の取り付けによる壁面の凹凸が速度測定結果に大きな影響を与えることが判明している。一方、低い分布の物理的な理由としては以下の点が考えられる。

本実験においては低温 R-12 の場合に初期圧での沸点以下に冷却された試気体 R-12 は気液二相の平衡状態を形成しているが、その気相中を衝撃波が入射すると、衝撃波後方では Fig. 5-9 に示される R-12 飽和曲線において Rankine-Hugoniot の条件に従って状態が右上方にステップ状に移動し、衝撃

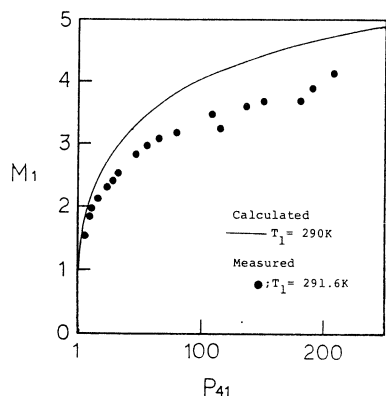


Fig. 5-7 Relation between M_1 and P_{41} (Driver Gas: He-Test Gas: CO_2)

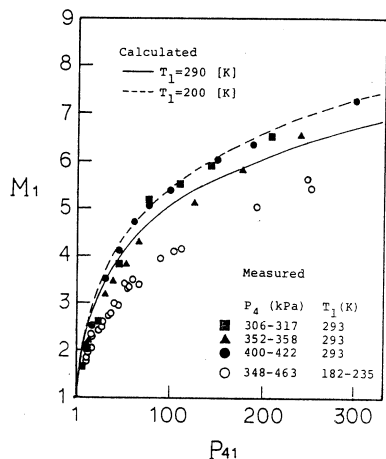


Fig. 5-8 Relation between M_1 and P_{41} (Driver Gas: He-Test Gas: R-12)

5-16に示す。図中の曲線は理想的衝撃波を仮定したランキン-ユゴニオ条件による理論値で、初期温度差による p_{21} への影響は無視できるので一本の実線で代表させてある。なお、低温 R-12 中の衝撃波後方圧力 p_2 は Fig. 5-10 に示されるように急減するので、マイコンによる波形処理で平均値を採用した。

これらの各図における実測値は全体としてランキン-ユゴニオ条件による理論値とほぼ一致した分布を示していることから、本研究に使用した無隔膜衝撃波管は衝撃波強さの面からは良好な作動を示すと言える。また試気体が CO_2 以外は常温・低温時の p_{21} をプロットしているが、低温試気体の場合の p_{21} 分布が若干常温の分布を上まわる。つまり同一マッハ数 M_1 においては低温試気体の方が衝撃波後方の圧力上昇が大きいことがわかる。これは低温条件下では試気体の比熱比 γ_1 が大きくなり p_{21} が若干大きくなるためである。¹⁶⁾

駆動気体が He の場合は Fig. 5-14 から Fig. 5-16 に示すように駆動気体が N_2 の場合に較べ

波後方の温度と圧力が急激に上昇することになる。しかし壁面とその近傍では、この急激な温度上昇に追従できず、壁面近傍の気相が凝縮により非平衡的に液相へと相変化する可能性を生じてしまう。このため凝縮により波面後方の圧力が減少し、衝撃波は減衰するとも考えられる。低温試気体 R-12 中の衝撃波による典型的な圧力波形を Fig. 5-10 に示す。上部波形はジルコン・チタン酸鉛系固溶体圧力素子からのトリガー信号、下部波形が PCB 社製ピエゾ圧力変換器の圧力波形である。また図中の破線は常温 R-12 に対し同一の圧力比 P_{41} で行った実験での波面後方の圧力であり、ほぼ一定値となる。PCB 圧力変換器の低温状態での温度・液膜に対する特性の依存性も考えられるが、それが無いものとすると同図からわかるように波面後方圧力が上記の凝縮により減少している様子が明瞭に現われている。この現象は他の非凝縮性の低温試気体に対する結果には全く現われていない。

5.2 入射衝撃波マッハ数 M_1 と入射衝撃波前後の圧力比 p_{21} の関係

入射衝撃波マッハ数 M_1 と入射衝撃波前後の圧力比 p_{21} の関係を各気体に対して Fig. 5-11 から Fig.

M_1 の範囲が広く、 p_{21} の分布が大きな値まで存在する。これはHeの分子量が N_2 に比べて小さいため第2章の式(7)により入射衝撃波マッハ数 M_1 が大きくなる結果である。また実測値と理論値間の分布差が N_2 駆動気体の場合に比べて大きく、高い M_1 において実測値と理論値のずれが顕著になっていることにより、本実験では大きな M_1 の場合に衝撃波面後方の圧力上昇が理論と異なり不安定になると言える。これは強い衝撃波において実在気体の効果が現れたためであり、一般に

p_{21} はランキン-ユゴニオ条件より低い値となる。なかでも Fig. 5-16中の常温実測は極端に低い分布を示しているが、これは装置の主ピストン作動がにおくなり高圧駆動気体が十分に低圧部に流れなかったことや、ジルコン・チタン圧力素子がフラットに接続されていなかった可能性も考えられる。

5.3 高低圧部初期圧力比 p_{41} と入射衝撃波前後の圧力比 p_{21} の関係

高低圧部初期圧力比 p_{41} と入射衝撃波前後の圧力比 p_{21} の関係を Fig. 5-17 から Fig. 5-20 に示す。これらの図においては高低圧部初期圧力比 p_{41} が小さい範囲を除いて、実測値は理論値を下回っている。これは前述のように本実験での無隔膜衝撃波管の作動特性であると考えられる。また、同一駆動気体に対して試気体の分子量が大きい（音速が小さい）結果ほど p_{21} が大きい、これは前述のように分子量が大となる（音速が小さくなる）ほど M_1 が増加しランキン-ユゴニオ関係より大きな p_{21} を得るためである。

また理論的には試気体が低温になるほど音速が低下し、入射衝撃波マッハ数 M_1 および p_{21} が大きくなると考えられる。この傾向は Fig. 5-17, 19, 20 には表われているが、Fig. 5-18 の N_2 -R-12 では試気体温度の違いによる差があまり見られない。これは、入射衝撃波後方圧力 p_2 が測定部初期温度 T_1 での飽和圧力以上に達した場合、壁面で R-12 の凝縮が生じ p_2 が減少して衝撃

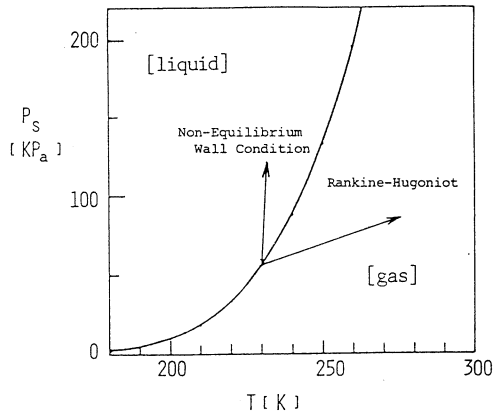


Fig. 5-9 R-12 saturation curve

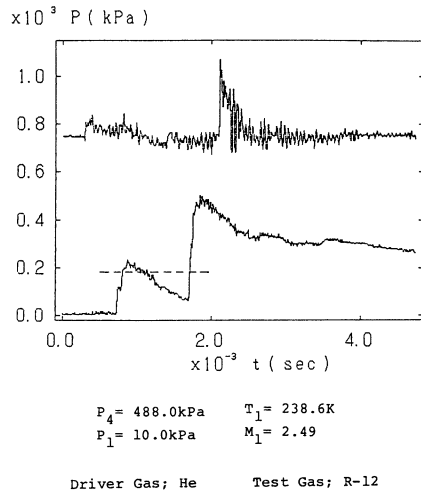


Fig. 5-10 Pressure history of shock wave in low temperature R-12

常温以下の気体中の衝撃波伝播とR-12液中の蒸気泡崩壊に関する実験

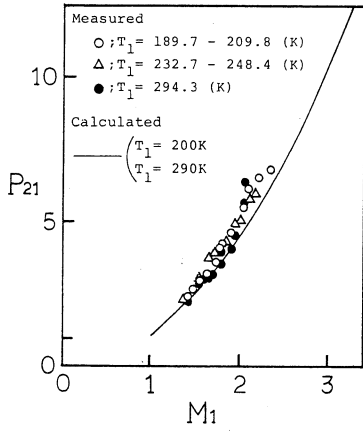


Fig. 5-11 Relation between M_1 and P_{21}
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: N_2)

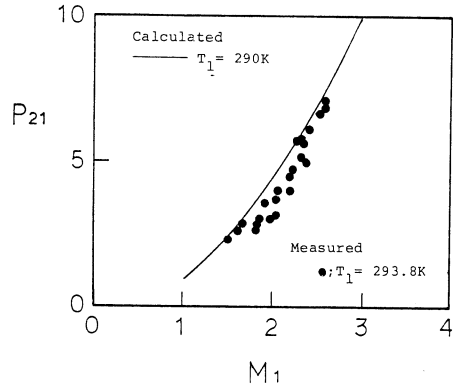


Fig. 5-12 Relation between M_1 and P_{21}
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: CO_2)

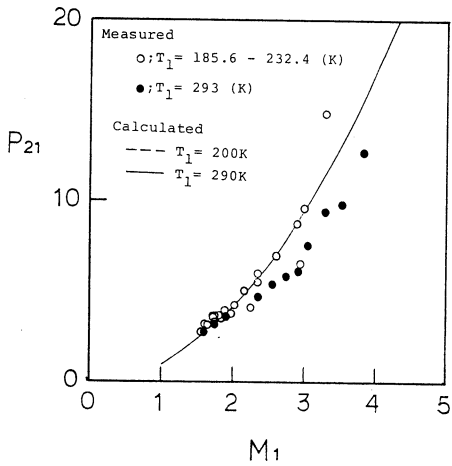


Fig. 5-13 Relation between M_1 and P_{21}
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: R-12)

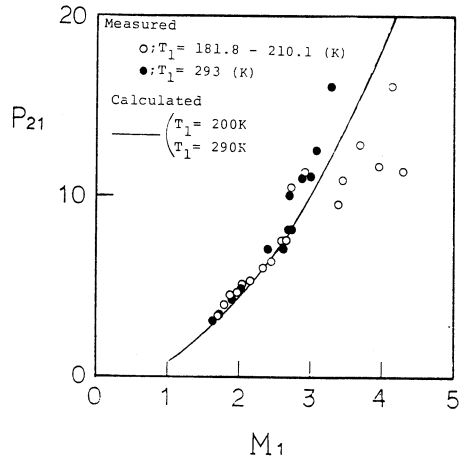


Fig. 5-14 Relation between M_1 and P_{21}
(Driver Gas: He-Test Gas: N_2)

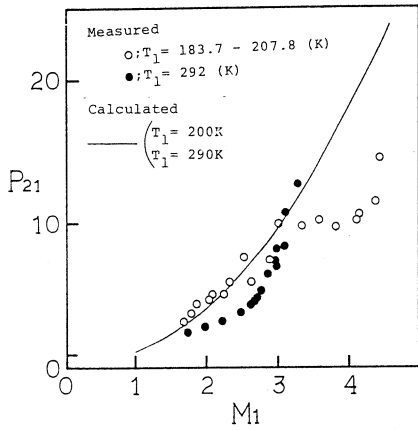


Fig. 5-15 Relation between M_1 and P_{21}
(Driver Gas:He-Test Gas:O₂)

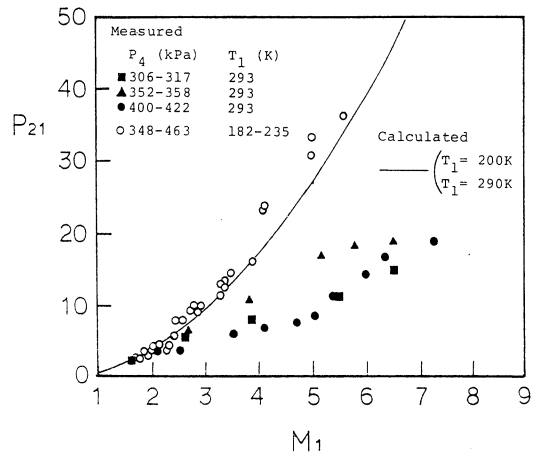


Fig. 5-16 Relation between M_1 and P_{21}
(Driver Gas:He-Test Gas:R-12)

波が減衰することによっても考えられる。しかし Fig. 5-20の傾向は Fig. 5-18の結果と矛盾しており、明確な分布差が示されているので、測定誤差の影響も考えられ今後の精確な実験が必要である。

5.4 入射衝撃波マッハ数 M_1 と反射衝撃波マッハ数 M_r の関係

入射衝撃波マッハ数 M_1 と反射衝撃波マッハ数 M_r の関係を Fig. 5-21から Fig. 5-24に示す。実線と破線は各々常温と低温時における理想的衝撃波管の計算値である。ここで Fig. 5-21, Fig. 5-22は第3-3節で述べたように両圧力素子間の反射波による立ち上がり時間差を読み取り算出したもので、Fig. 5-23, Fig. 5-24は PCB 圧力変換器からの圧力波形のみによって算出している。

実測値と理論値との比較では Fig. 5-21と Fig. 5-22の結果は実測 M_r が M_1 の増加と共に減少する分布を示すが、理論値のように一定値に近づく傾向はみられず、しかも実測 M_r は理論値以下の分布となる。これはジルコン素子が管壁の振動ノイズなどの大きな振幅波形をひろうためか、または反射衝撃波が入射衝撃波で生じた境界層と干渉し、しかも速度が軸方向にも一様でない所に進入するので境界層による影響が入射波の場合よりも大きくなり¹¹⁾ M_r が減衰すると考えられる。また両図では低温実測 M_r が常温の M_r を上回っている。そして Fig. 5-24では低温になるほど M_r が高い分布を示す。これは温度降下によって壁面近傍で音速が減少したため境界層内の

常温以下の気体中の衝撃波伝播とR-12液中の蒸気泡崩壊に関する実験

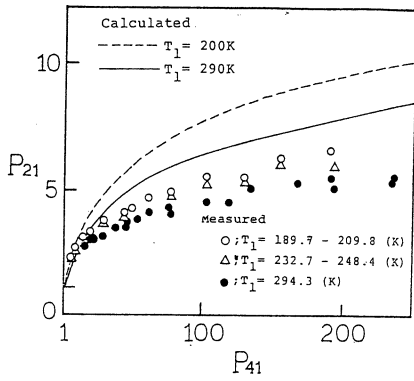


Fig. 5-17 Relation between P_{41} and P_{21}
(Driver Gas: N_2 - Test Gas: N_2)

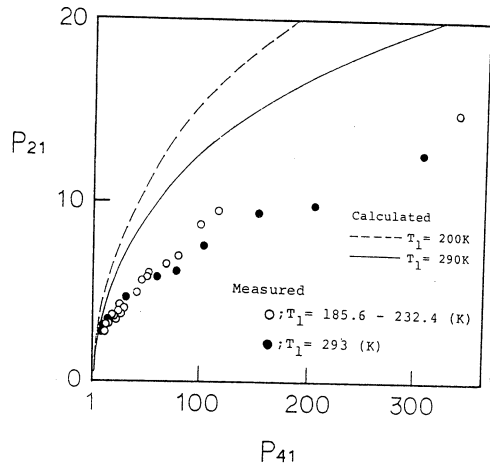


Fig. 5-18 Relation between P_{41} and P_{21}
(Driver Gas: N_2 - Test Gas: R-12)

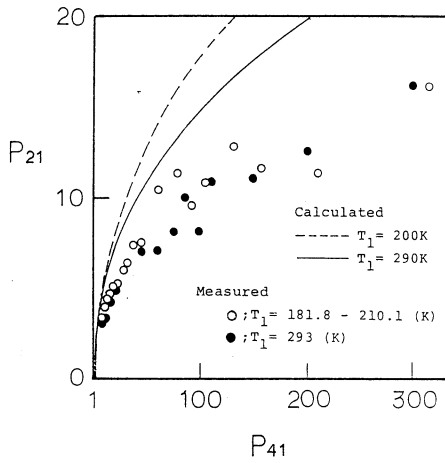


Fig. 5-19 Relation between P_{41} and P_{21}
(Driver Gas: He - Test Gas: N_2)

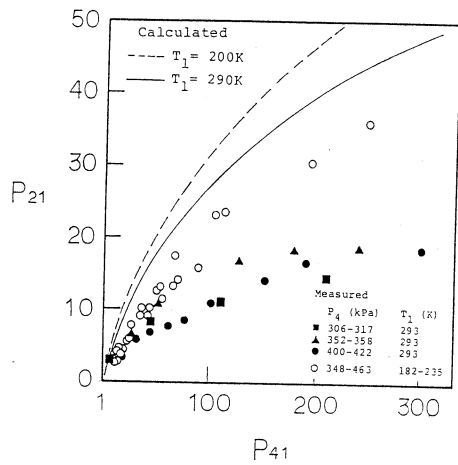


Fig. 5-20 Relation between P_{41} and P_{21}
(Driver Gas: He - Test Gas: R-12)

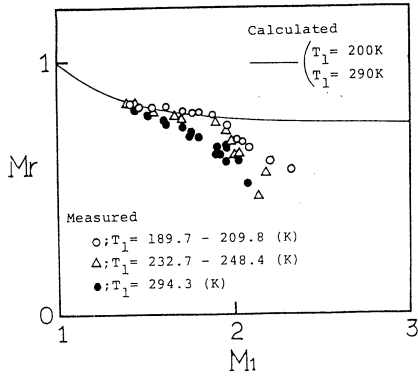


Fig. 5—21 Relation between M_r and M_1
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: N_2)

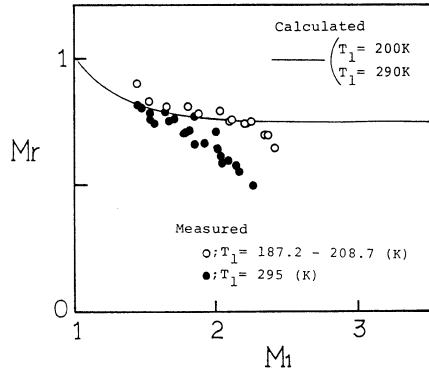


Fig. 5—22 Relation between M_r and M_1
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: O_2)

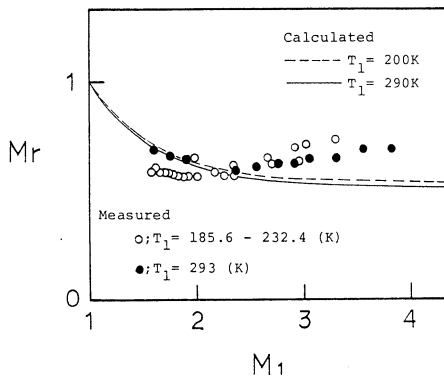


Fig. 5—23 Relation between M_r and M_1
(Driver Gas: N_2 -Test Gas: R-12)

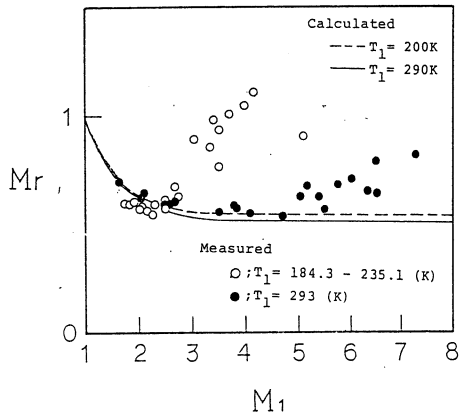


Fig. 5—24 Relation between M_r and M_1
(Driver Gas: He-Test Gas: R-12)

圧力情報伝達速度が遅くなり境界層と反射衝撃波の干渉が相対的に小さくなったものと考えてよい。

試気体が R-12 の場合の Fig. 5-23, Fig. 5-24 では、入射マッハ数 M_1 が增大すると理論値とは逆に上昇傾向を示す。この理由として、一般にアルゴンなどの希ガス ($\gamma_1=1.667$) では入射波面背後で生じた境界層のよどみ圧 p_{stg} が反射波面後方圧力 p_5 よりもほぼ全域にわたって大きいので境界層と反射波との直接的な相互作用は小さいが、5 原子分子の R-12 ($\gamma_1=1.141$) では p_5 が著しく高くなり、全域にわたって $p_5 > p_{stg}$ となって境界層との干渉が生じ反射波の分枝、境界層の剝離が発生する¹¹⁾ためと考えられる。また同一試気体 R-12 に対し駆動気体 He の方が理論値とは大きく異なる傾向が出たことにより、 M_1 の大きいほど反射衝撃波と境界層との干渉が大きく、また He-R-12 の低温実測結果では境界層との他に入射波と反射波後方の凝縮や液面の蒸発現象などが生じ、反射波を加速する可能性も有しているため現象が一層複雑になると考えられる。

5.5 高低圧部初期圧力比 p_{41} と反射衝撃波マッハ数 M_r の関係

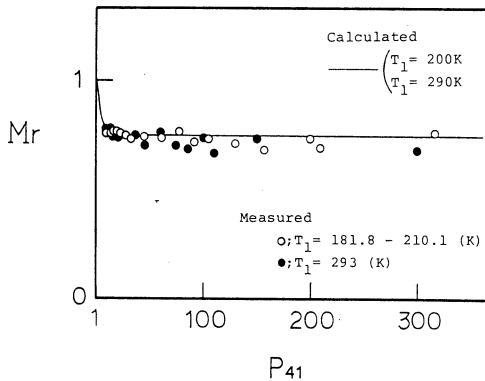


Fig. 5-25 Relation between M_r and P_{41}
(Driver Gas:He-Test Gas:N₂)

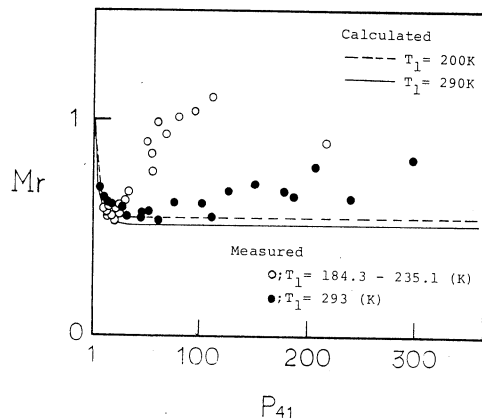


Fig. 5-26 Relation between M_r and P_{41}
(Driver Gas:He-Test Gas:R-12)

測定された高低圧部初期圧力比 p_{41} と反射衝撃波マッハ数 M_r の関係を Fig. 5-25 と Fig. 5-26 に示す。両図中の理想的な一次元の計算値 M_r は p_{41} の増加に伴い徐々に下降し、 p_{41} が 100 以上ではほぼ一定になる。窒素に対する結果の Fig. 5-25 では実測された M_r が理論値と一致する傾向を示すが、Fig. 5-26 に示される試気体 R-12 の結果では p_{41} が大きくなるに従って理論値と相

違する。特に低温の実測 M_r の値は理論値とは逆に $50 < p_{41} < 100$ で上昇傾向にあり、最大 M_r は 1 以上になっていることから反射波と境界層の干渉が非常に激しく、同時に凝縮が生じているので反射波背後では特異な現象 (M_r の減速と加速が条件により優位となる現象) が起こっていると推定される。このように低温状態の試気体 R-12 では境界層との干渉の他に入射・反射衝撃波後方の凝縮や液面の蒸発による影響も考えられる結果を得る。

5.6 入射衝撃波マッハ数 M_1 と入射衝撃波到達後の反射衝撃波到達までの時間 t_{ir} の関係

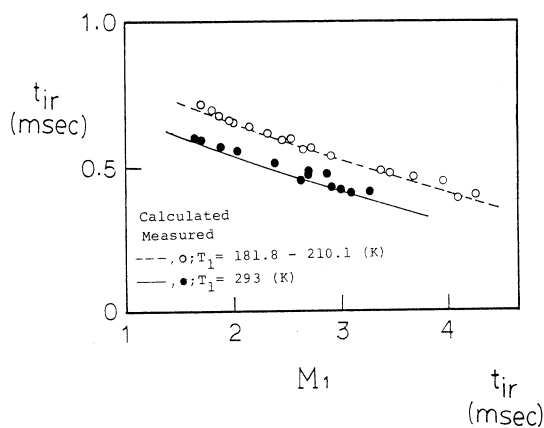


Fig. 5-27 Relation between t_{ir} and M_1
(Driver Gas: He-Test Gas: N_2)

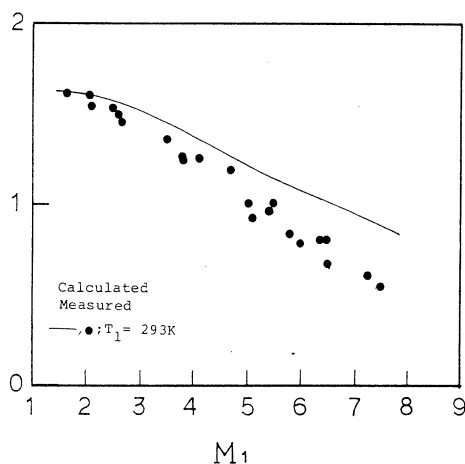


Fig. 5-28 Relation between t_{ir} and M_1
(Driver Gas: He-Test Gas: R-12)

入射衝撃波マッハ数 M_1 と、入射衝撃波の PCB ピエゾ圧力変換器通過時から反射衝撃波として再び圧力素子を通過するまでの時間 t_{ir} との関係を図 5-27 と 図 5-28 に示す。図中の実線と破線に示される理論値は測定入射衝撃波速度 U および理論値の反射衝撃波速度 U_r と PCB 圧力変換器からの測定部端壁までの距離を用いて計算したものである。両図において低温試気体での t_{ir} が常温時の t_{ir} より長いことより低温試気体の衝撃波速度は遅いことが明らかとなる。また試気体が R-12 の場合の Fig. 5-28 では実測値 t_{ir} は理論値を下まわる。つまり、入射・反射衝撃波速度は理論値より速いことがわかる。この現象は分子量の大きい試気体 R-12 のみに起こり、前節までの考察で述べた境界層との干渉効果など分子量となんらかの関係がある現象によるものと考えてよい。同一駆動気体に対して結果を比較すると分子量の大きい試気体 N_2 , CO_2 , R-12

常温以下の気体中の衝撃波伝播と R-12 液中の蒸気泡崩壊に関する実験

の順に t_{ir} が長くなるので入射・反射衝撃波速度は分子量が大きいほど遅くなるといえる。

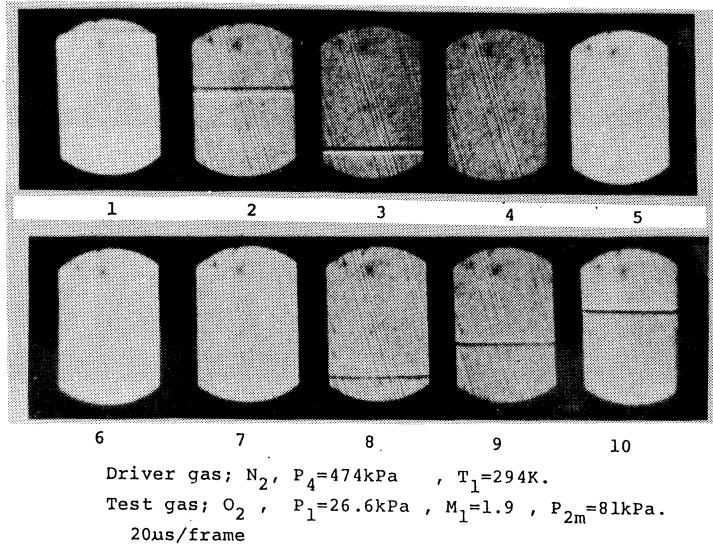


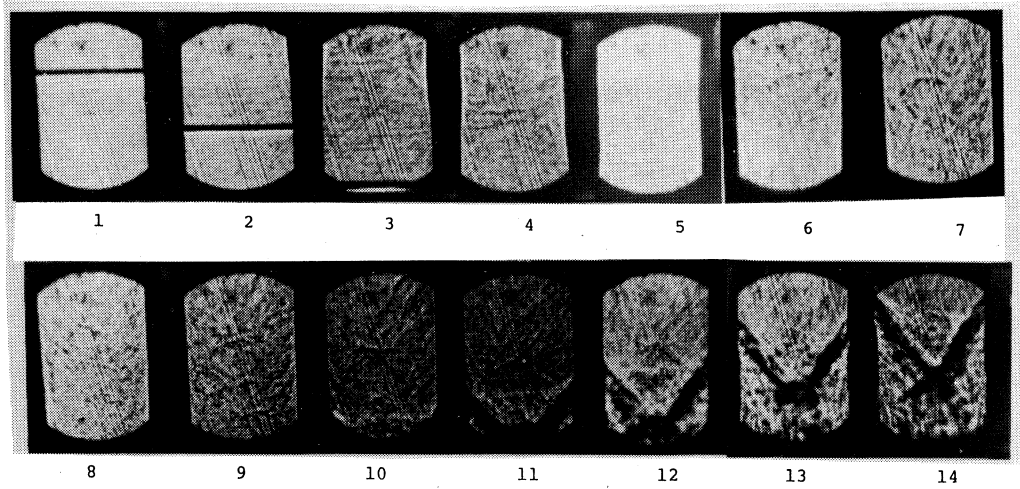
Fig. 6-1 Shadowgraphs of incident shock wave and reflected shock wave in O_2 with room temperature by IMACON-790

6. 流れの可視化実験の結果と R-12 蒸気泡崩壊^{16), 17)}

本章では第 4 章で述べた IMACON-790 を使用して、主に試気体 R-12 を用い入射・反射衝撃波のシャドウグラフ撮影をおこなった結果について述べる。

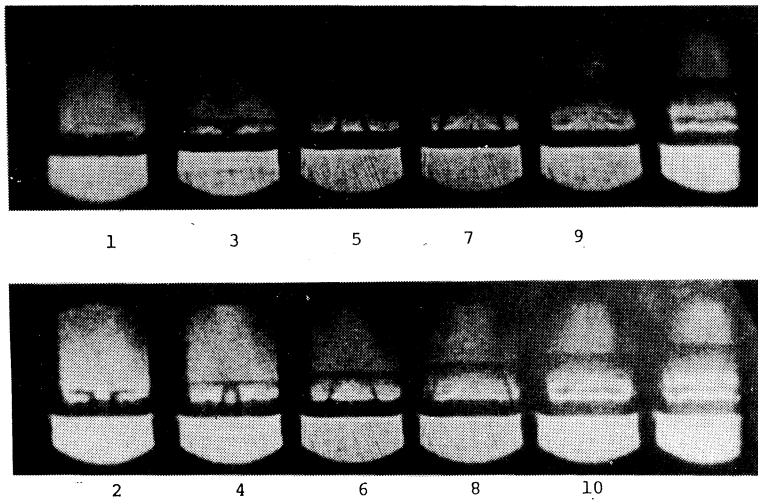
6.1 常温状態における可視化撮影結果

N_2-O_2 による通常の垂直衝撃波の入射・反射の様子のシャドウグラフ撮影結果を Fig. 6-1 に示す。入射・反射波共に乱れの少ない衝撃波が得られており、反射衝撃波と入射衝撃波後方境界層との干渉も目だたない。これに対し Fig. 6-2 は He-R-12 の場合であるが図中の No. 1 ~ No. 3 に入射衝撃波が見られる。また、No. 11 ~ No. 14 に見られる反射衝撃波に関しては、もはや垂直波面状態を保てず、入射衝撃波後方の流れで発達した境界層と強く干渉して分枝しているのがわかる。また分枝の大きさは時間と共に成長している。この干渉は比熱比の小さい試気体ほど、また高・低圧部初期圧力比 p_{41} が大きいほど著しい。そして、この激しい乱れが反射衝撃波に関する諸量の測定に影響をおよぼすため、前述のようにランキン・ユゴニオ式から得られる理論値と結果が異ってくるものと考えてよい。



Driver gas; He, $P_4 = 476\text{kPa}$. Test gas; R-12, $P_1 = 6.5\text{kPa}$
 $T_1 = 294\text{K}$, $M_1 = 3.7$ ($U_1 = 588\text{m/s}$), $P_{2m} = 97.6\text{kPa}$, $20\mu\text{s/frame}$

Fig. 6—2 Shadowgraphs of incident shock wave and reflected shock wave in R-12 with room temperature by IMACON-790



Driver gas; N_2 , $p_4 = 452\text{kPa}$ (room temperature).
 Test gas; R-12, $p_1 = 18.5\text{kPa}$, $T_1 \approx 210\text{K}$. $M_1 = 1.97$.

Fig. 6—3 Shadowgraph of reflected shock wave from R-12 liquid surface and condensation phenomenon behind waves (by IMACON-790, $10\mu\text{s/frame}$)

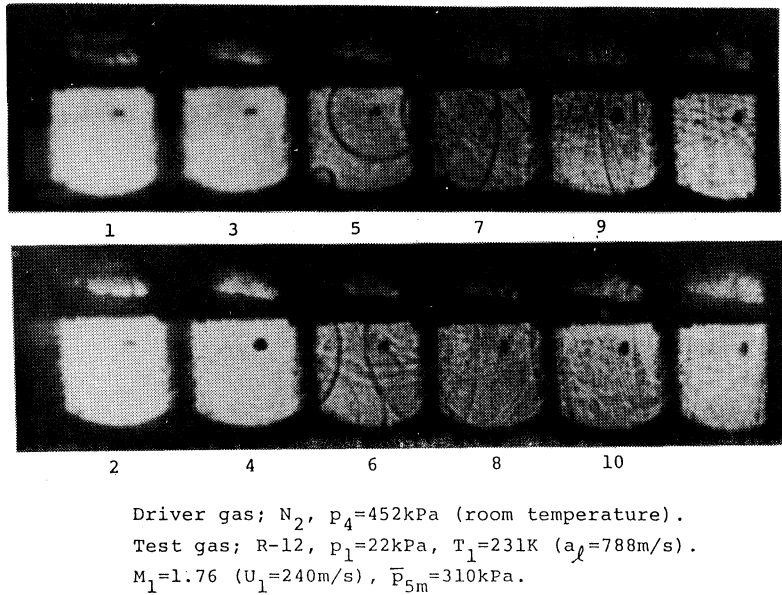


Fig. 6-4 Vapor bubble collapse and shock/expansion wave in liquid R-12
(Shadowgraph by IMACON-790, $10\mu\text{s}/\text{frame}$)

6.2 低温状態における撮影結果

試気体 R-12 衝撃波の液面での反射挙動を示すシャドウグラフを Fig. 6-3 に示す。液自由表面は管壁近傍において表面張力により曲率を有しており、曲面で反射された衝撃波が垂直反射衝撃波の後方で集束し交差するのが見られる。その速度は垂直反射波よりも明らかに速い。一方、気相部入射波後方領域では凝縮により視野が暗くなり、反射衝撃波後方でも直後で強く凝縮しているが、同時に反射衝撃波後方で高温加熱された気体中の蒸発も起きている。液相中では衝撃波の液面反射に伴って液中伝播する衝撃波が管底端ですでに反射し上昇 (No. 3) している。さらにこの衝撃波 (圧縮波) が自由表面で反射して膨張波となり下降 (No. 4) し、再び管端面で反射上昇 (No. 10) しているのが観測される。

6.3 R-12 低温液体中の蒸気泡崩壊の可視化結果

液体 R-12 中の蒸気泡崩壊に関する可視化結果を Fig. 6-4 に示す。この図は N_2 -R-12 での衝撃波が液面で反射した後、約 $50\mu\text{sec}$ 経過した時刻より撮影されたシャドウグラフで、図中 No. 1, No. 2 では液面上部に垂直反射衝撃波と液面曲率による反射衝撃波が見えている。また液中には 2 個の純粋 R-12 蒸気泡が存在し、液面反射衝撃波の位置関係から反射衝撃波による圧縮波が No. 1 以前で既に気泡に作用し弱い膨張や強い収縮崩壊が進行し、No. 4, No. 5 で強い球面衝

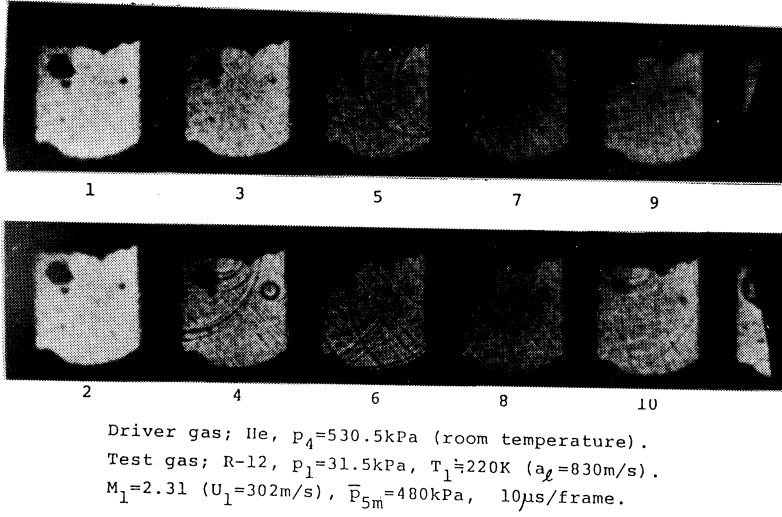


Fig. 6—5 Cavitation bubble collapse and shock waves in liquid R-12

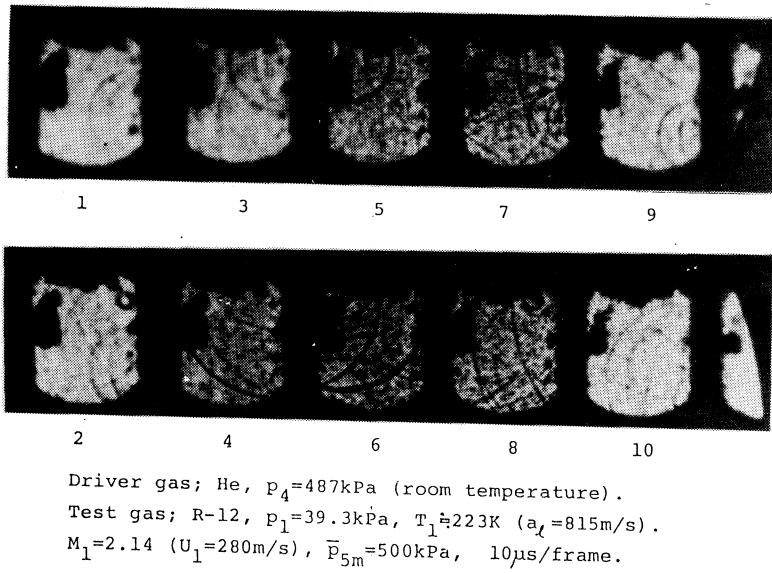


Fig. 6—6 Collapse of many bubbles and shock wave interaction in liquid R-12

衝撃波を発生している。No. 4 ~ No. 6 から読みとられる圧力波の液中伝播速度はいずれの気泡の場合も約 820 m/s, マッハ数にして約 0.98 が計測される。時間の進行と共に圧力波は管側壁で反射し, 一方自由表面では膨張波となって反射して入り乱れ, 気泡は膨張と収縮を繰り返していることが観測される。これらの現象は低温流体中では世界で初めて観測されたものである。

次に Fig. 6-5, Fig. 6-6 に He-R-12 の場合のシャドウグラフ 2 例を示す。Fig. 6-5 では実験時の液中に大小 3 個の純粹蒸気泡が存在している。実験条件より図中 No. 1 以前で既に最初の膨張波や圧縮波は通過しており気泡は収縮を続け, No. 4 で小気泡が崩壊し強い球面衝撃波を発生して気泡リバウンドを起こしている。この時衝撃波速度はほぼ液中音速に等しく, 衝撃波は各々壁面で反射し自由表面では膨張波として反射し液中で干渉し合い気泡はリバウンド後膨張と収縮を繰り返すのがわかる。一方, 大気泡は No. 10 まで崩壊をしておらず収縮を続けており, No. 12 に相当する時刻でリバウンドする。特に大気泡近傍の小気泡は崩壊が遅れ, 大気泡と共にリバウンドするまで緩かに収縮し続けることが興味深い。

同様に Fig. 6-6 の場合は, 液中に多数の気泡を有しており, 複数の気泡が発生した衝撃波により, 他の気泡が誘発されて崩壊し, さらに 2 次元的な衝撃波を発生するというように気泡どうしが互いに干渉し合いながら崩壊, 膨張, 収縮運動をしていることが明らかになった。反射衝撃波による圧縮状態はほぼ一様であるにも関わらず, この図のように 100 μ s 以上にわたって互いに衝撃波や圧縮波を出し合い影響し合う気泡群の写真は前例がない。

以上の写真とその考察から衝撃波および圧力波の伝播速度はそれぞれの飽和温度における液中音速にほぼ等しい結果となったが, 現時点ではまだデータ数が不足しているので衝撃波と圧力波の区別が難しく, 明確な結論を出すには精細な今後の研究を続ける必要がある。

7. 結 言

本研究は新たに開発した低温型無隔膜衝撃波管を用いて, 常温以下 180K 付近まで冷却した N_2 , O_2 , CO_2 , R-12 の流体中での衝撃波伝播に関する諸量を測定し, それら衝撃波の基本的特性を理想的衝撃波管に対する理論値と比較検討したものである。また流れの可視化を通じて低温流体中の衝撃波伝播に伴う相変化など, 従来は極めて計測困難であった複雑な諸現象の解明を試みたものである。本研究の実験結果から以下のことが明らかとなった。

- 1) 本研究で使用した無隔膜衝撃波管は常温・低温の実測値諸量とも理想的衝撃波管による理論値と定性的に一致することから, 作動は良好であるといえる。
- 2) 本研究の低温衝撃波実験は 180K 程度までの冷却が試みられたが, 試気体 N_2 , O_2 に関して低温気体中を伝播する衝撃波が, 理論から予測されとより強くなることが明らかとなった。試気体 R-12 に対しては逆に低温時に入射衝撃波が減衰するという結果が得られたが, この理由として実在気体の効果, あるいは凝縮の影響が考えられる。

3) 試気体 R-12 を沸点以下に冷却し、低圧部端で気液平衡相中を伝播する衝撃波実験を行った結果、入射・反射衝撃波後方では共に壁面凝縮により圧力が減少することが明らかとなった。

4) 駆動気体と試気体の分子量比の違いによる衝撃波諸量の違いが明らかになった。特に入射衝撃波マッハ数 M_1 は分子量比が小さいほど大きくなることが実験的にも確認された。

5) 試気体 R-12 の反射衝撃波は常温では入射衝撃波後方で生じた境界層と激しく干渉し、通常の衝撃波理論とは異なった傾向を示す結果が得られた。低温 R-12 に関しては衝撃波面後方の凝縮現象も同時に存在し、現象は複雑となる。

6) 流れの可視化に関しては IMACON-790 によるシャドウグラフ撮影から、常温時での入射・反射衝撃波および境界層と干渉し分枝する反射衝撃波の挙動が観測された。さらに、低温 R-12 において入射・反射衝撃波後方での強い凝縮現象や、気液平衡相中の衝撃波の液面反射に伴い、表面張力による壁面近傍での曲率液面で反射し中央で集中、交差する衝撃波の様子をとらえることができた。特に注目すべき結果では新たに R-12 液相中の純粋蒸気泡の収縮・崩壊現象と、それに付随して発生する球面衝撃波が観測されその挙動の一部が明らかとなった。これらの低温 R-12 試気体に関する衝撃波のデータは全結果に対して国内外共に他の報告例が全くないものである。

謝 辞

本研究の遂行に際し、本学電気工学科中尾好隆教授と岡和喜男技官には共同利用設備イメージコンバータ (IMACON-790) の使用に対し多大な御配慮と御指導をいただいた。また本学卒業生阿部順一氏 (富士電機株式会社) と高橋英樹氏 (新日本製鉄株式会社) および本学元技官山崎昭弘氏には多大な御助力と御助言をいただいた。ここに記し深く感謝申し上げる。

(昭和61年5月21日 受理)

参考文献

- 1) 低温工学協会編, 低温工学ハンドブック, 内田老鶴圃新社(1982)
- 2) 藤川, 赤松, 昭和56年度衝撃工学シンポジウム講演論文集, 宇宙科学研究所(1981), pp. 61-70.
- 3) G. Dettleff, P.A. Thompson, G.E.A. Meier, and H. Speckmann, J. Fluid. Mech., Vol. 95, No. 2 (1979), pp. 279-304.
- 4) H.W. Liepmann, J. Cummings, and V.C. Rupert, Phys. of Fluids, Vol. 16, No. 2 (1973), pp. 332-333.
- 5) J.C. Cummings, J. Fluid Mech., Vol. 75, No. 2 (1976), pp. 37-383.
- 6) 小口, 船曳, 佐藤, 前野, 東大宇宙航空研究所報告, 第14巻, 第2号(B)(1978), pp. 809-829.
- 7) D.R. White, J. Fluid Mech., Vol. 16(1958), pp. 585-599.
- 8) 織笠晋, 無隔膜衝撃波実験装置に関する研究, 昭和57年度室蘭工業大学学士論文.
- 9) 高橋, 阿部, 無隔膜衝撃波管による常温以下の気体中での衝撃波実験, 昭和60年度室蘭工業大学学士論文.
- 10) 生井, 松尾, 衝撃波の力学, コロナ社(1983).

常温以下の気体中の衝撃波伝播と R-12 液中の蒸気泡崩壊に関する実験

- 11) 倉谷, 土屋, 衝撃波の化学物理, 裳華堂(1968).
- 12) 生井, 松尾, 圧縮性流体の力学, 理工社(1980).
- 13) 前野, 織笠, 山崎, 花岡, 日本機械学会論文集, 51巻, 462号 B, (昭和60年), pp. 688-692.
- 14) 鈴木, 蛸島, 無隔膜衝撃波管による常温以下の気体中での衝撃波実験, 昭和59年度室蘭工業大学学士論文.
- 15) 浅沼, 流れの可視化ハンドブック, 朝倉書店, p. 328.
- 16) K. Maeno, Mem. Muroran Inst. Tech. (Science & Engng.), Vol. 35 (1985), pp. 81-93.
- 17) 前野, 昭和60年度衝撃工学シンポジウム講演論文集, 宇宙科学研究所(1985), pp. 17-20.