

閉鎖空間への爆発圧力の放散*

板垣晴彦**, 林 年宏**

Explosion Venting into an Enclosed Vessel*

by Haruhiko ITAGAKI** and Toshihiro HAYASHI**

Abstract : Explosion relief venting has been used for protecting equipments which might cause an internal explosion and for minimizing destructive effect of the explosion. In some cases, however, venting of an explosion into atmospheric air is not preferable because of harmful or poisonous materials processed in such equipments.

In this paper, venting of gaseous explosion into an enclosed vessel was studied by explosion tests and theoretical analysis. Theoretical calculation was based on a simple mathematical model assuming ideal conditions of combustion and adiabatic expansion of gas.

Experiments were performed with near stoichiometric propane-air mixture by use of two sets of interconnected cylindrical vessels, whose diameter/length ratios were unity. The mixture was ignited in a vessel, "ignition-side vessel", of internal diameter $D_{V1}=200$ mm, and the explosion was vented through a circular opening covered with a thin aluminum diaphragm into an larger enclosed vessel, "vented-side vessel", filled with gaseous nitrogen, diameter of which was either, $D_{V2}=300$ mm or 500 mm. Diameter of the vent opening, D_0 , was ranged between 6.3 mm and 160 mm for each combination of vessels. Pressure-time curves in the ignition-side and vented-side vessels were recorded in each test, and the maximum pressures attained in the vessels were plotted against the diameter of the vent opening.

Explosion tests showed the distinct effect of the vent opening diameter on the pressure attained in the ignition-side vessel, which decreased with increase of the opening diameter up to 20 mm, but was almost constant for larger openings in both combinations of vessels. Maximum pressure attained in the vented-side vessels showed rather slight dependency on the vent opening diameter except for smaller diameters than 10 mm.

Calculated pressures in ignition-side vessel of each setup showed satisfactory agreement with those observed in experiments, if the opening diameter was smaller than 20 mm. Predicted values of pressure were, however, far lower than experimental ones for larger openings than 20 mm, as well as for pressures in the vented-side vessels. One of the probable reasons for the difference between the calculated and the experimental ones might be attributed to combustion of unburned mixture vented into the vented-side vessel. Even when the vented-side vessel had been filled with nitrogen as an inert, combustion could not be suppressed in the vessel for larger vent openings, because of the fairly large volume of the mixture gushed into the vessel. Discussions were made to improve the mathematical model for predicting pressure behaviours in an enclosed venting system.

Keywords ; Gaseous explosion, Venting, Reduced pressure, Mathematical model

* 平成 6 年 12 月 1 日, 第 26 回安全工学研究発表会において一部発表した。

**化学安全研究部 Chemical Safety Research Division

1. はじめに

可燃性のガス・蒸気や粉体を扱う乾燥機や集じん機など、内部で爆発を生ずるおそれを有するにもかかわらず爆発の圧力に耐えるように製作することが困難な装置には、爆発圧力の放散により装置に加わる圧力を軽減させて装置の破壊と周辺への被害を防止するために、爆発放散口が用いられる。通常は爆発圧力は大気中へ直接放散させ、この方法が圧力の軽減に対し最も効果的である。しかしながら、圧力の放散に伴って装置の内容物や燃焼生成ガスも放出されるので、これらが危険あるいは有害な物質である場合などには、大気中への放散が必ずしも適切とはいえない。こうした周辺への危害を避ける対応策としては、閉鎖された空間へ爆発圧力を放散させる方法が考えられるが、この場合には、爆発を生ずる装置と爆発圧力を放散させる空間の両方が発生する圧力に耐えることが要求される。しかしながら、閉鎖系における圧力放散に関して検討された例は知られていない。

本報では、アルミニウム箔で塞いだ開口によって2つの小型密閉容器を接続し、一方の容器内で生じたプロパン-空気混合ガスの爆発圧力を他方の容器内へ放散させる場合について、2組の装置を用いて、特に開口の大きさが両容器内の発生圧力に及ぼす影響について実験した。また、燃焼と火炎の伝播、開口を通過する気体の流動などを考慮した計算モデルを考案し、これを用いて計算した発生圧力を実験結果と比較することにより、種々の条件下における発生圧力の予測の可能性を検討した。

2. 閉鎖空間への爆発圧力の放散実験

2.1 実験装置

Fig. 1 は、点火側容器内で生じた爆発の圧力を、開口を通して放散側容器に放散させるモデルを示すが、同時にまた実験装置の概略をも示している。すなわち、中心軸が同一の2つの円筒容器の間に円形の開口を有するオリフィス板を取り付け、開口はあらかじめ厚さ15 μm のアルミニウム箔（以下、アルミ箔と略す。）により塞いでおく。容器はいずれも内径と高さが等しいステンレス鋼製の円筒であり、点火側容器の内径は200 mm、放散側容器の内径は300 及び 500 mm の2種類を用いた。

圧力放散のためにオリフィス板の中心にあけた開口の大きさ（オリフィス径）は、直径が 6.3 mm から 160 mm までの15種類とした。

なお、以下では、2つの容器の内径及びオリフィス

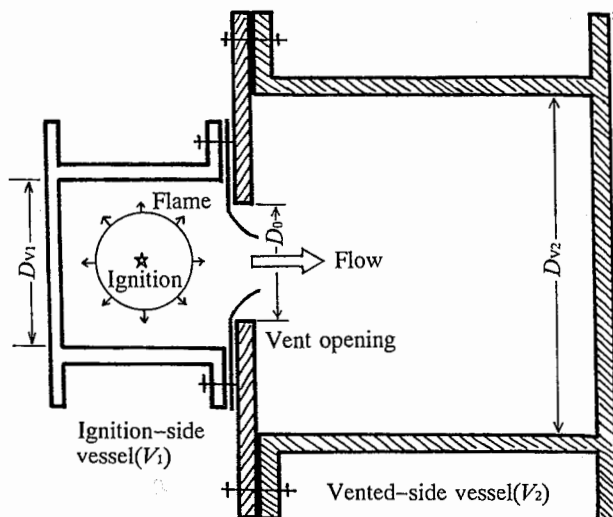


Fig. 1 Scheme of explosion venting into an enclosed vessel.

閉鎖空間への爆発圧力放散の概念と実験装置の概略

径（開口の径）に対し次の記号を用いる。

D_{V1} : 点火側容器の内径 (mm)

D_{V2} : 放散側容器の内径 (mm)

D_0 : オリフィス板の開口径 (mm)

2.2 実験方法

点火側容器には、密閉容器中で最も大きい爆発圧力を生ずる組成である 4.5 vol.% のプロパン-空気予混合ガスを満たし、容器の中心でニクロム線ヒーターの赤熱により点火した。点火前の混合ガスの圧力（初期圧力）は常に 0.1013 MPa (1atm) とした。放散側容器には同じ圧力の窒素を満たしたが、その理由は、圧力の放散に伴って点火側の未燃ガスが流入したとしても、放散側容器内で窒素により希釈されて燃焼が持続しないという条件を設定するためであり、この仮定により圧力放散機構の解析がより単純化されたと考えた。

点火側容器内の混合ガスに点火した時点以降の圧力変化は、点火側と放散側の両方の容器壁に取り付けた歪ゲージ式圧力変換器を用いて測定し、動歪増幅器の出力をデジタル式記録装置により記録した。

（以下、特に誤解のおそれがない場合には、「点火側容器内の圧力」及び「放散側容器内の圧力」を、それぞれ「点火側の圧力」及び「放散側の圧力」と記す。）

2.3 放散時の圧力波形の特徴

代表的な圧力波形を Fig. 2 に示す。図は、 $D_{V2} = 500$, $D_0 = 25$ の場合である。

混合ガスの発火により点火側の圧力が上昇すると、

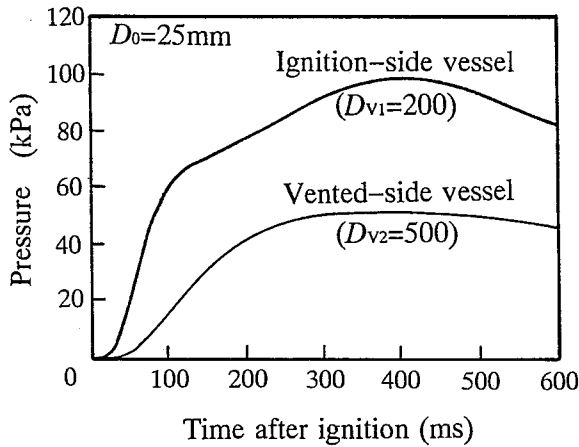


Fig. 2 Typical pressure-time curves in ignition-side and vented-side vessels.

点火側及び放散側の圧力波形の例

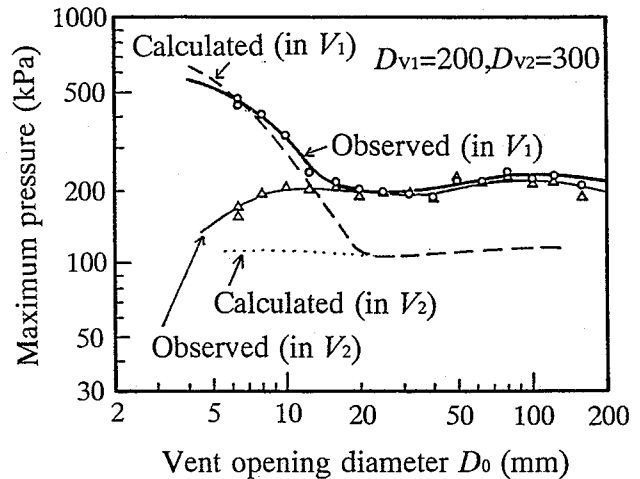


Fig. 4 Effect of vent opening diameter on maximum pressures in the vessels for $D_{V2} = 300$ mm.

放散側容器内径が 300 mm の場合の開口径と最大発生圧力の関係

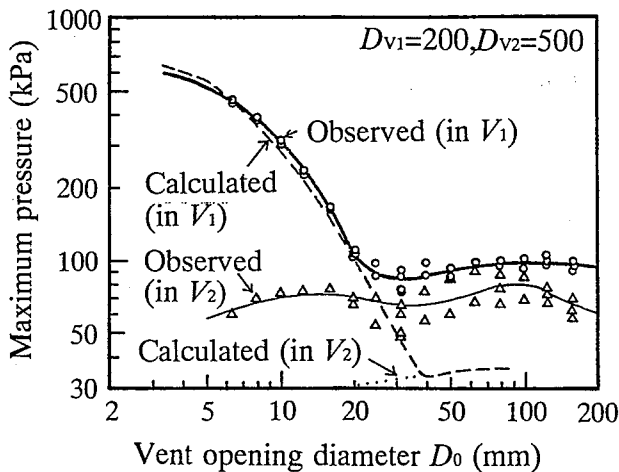


Fig. 3 Effect of vent opening diameter on maximum pressures in the vessels for $D_{V2} = 500$ mm.

放散側容器内径が 500 mm の場合の開口径と最大発生圧力の関係

2つの容器を仕切っているアルミ箔が 5 kPa 以下で破れ、放散側へ圧力が放散されて放散側の圧力が上昇する。その後も点火側の圧力は上昇し続けるが、点火後約 100 ms を経過した頃からは、圧力上昇速度が低下している。点火から約 400 ms 後には圧力が最大に達するが、この時点で点火側では燃焼反応が終わったとみられ、その後は燃焼生成ガスの冷却により緩やかに圧力が低下する。

放散側の圧力は、点火側の圧力がアルミ箔が破れる圧力に達するまで点火側よりもわずかに遅れて上昇を始める。点火後約 250 ms を経過したあとは、点火側からの高温気体の流入と既に流入していた高温気体の冷却による収縮がほぼ釣り合うために、圧力の変動は緩やかである。放散側の圧力も点火後約 400 ms 付近

で最大となるが、その時刻は爆発側よりも若干早い場合が多かった。

さて、2つの容器内での圧力波形の関連について考えると、放散側の圧力が点火側よりもわずかに遅れて上昇し始めるのは、開口径 $D_0 = 25$ mm では、アルミ箔が破れる以前の放散側への膨らみ変形はわずかであり、この変形によって放散側容器内の圧力が上昇するというは考えにくいので、アルミ箔が破れて爆発圧力の放散が始まった時刻に対応すると考えられる。その後、点火後約 100 ms において点火側の圧力上昇速度が急激に変化しているのは、アルミ箔の破断によるものでないことは明らかなので、この変化点は、点火側容器内の火炎が容器の壁面に達し、火炎面積が急変したことに对应すると考えられる。

なお、一般に爆発圧力の放散実験では、破裂膜（本実験ではアルミ箔）が破れる際に音響的振動とみられる振動圧力が観測されることが多いが、今回の実験では、いずれの実験条件でも圧力の振動は観測されなかった。これは、アルミ箔がごく低い圧力で瞬時に破れること、容器の長さと同直径であり一方に長くはないこと、などによると考えられる。

2.4 爆発圧力に及ぼす開口径の影響

オリフィス板の開口径 (D_0) を変化させたときの点火側及び放散側の圧力の最大値を、放散側容器の内径 (D_{V2}) が 300 mm 及び 500 mm の場合について、それぞれ Fig. 3 及び Fig. 4 に示す。なお、図中には後述の予測計算による値を破線と点線で示してある。

点火側の圧力は、開口径がある値以下の場合には開口径が大きくなるにつれて低下するが、その後はほぼ

一定値となる。なお、Fig. 3 と Fig. 4 を重ね合わせれば分かるように、開口径が約 15 mm 以下の範囲では、点火側の最大圧力と開口径の関係は、放散側の容器の大きさにかかわらず同じ曲線を示している。これは、開口径が小さい範囲では圧力放散の挙動が放散側の空間の大きさには無関係であることを示唆しており、点火側と放散側の容積比の影響を究明することが必要ではあるものの、容器の大きさの影響を計算により評価する際の一つの手がかりになると考えられる。

一方、放散側の圧力は、開口径が比較的小さい範囲では開口径に比例してわずかに大きくなる傾向を示すが、開口径が大きい範囲ではほぼ一定となった。しかし、この「ほぼ一定」の値は、放散側容器の大きさによって大きく異なっている。この差異は、一般的には、点火側と放散側の容積比が最も大きく影響すると考えられるが、混合ガスの燃焼速度にも関係すると推測される。

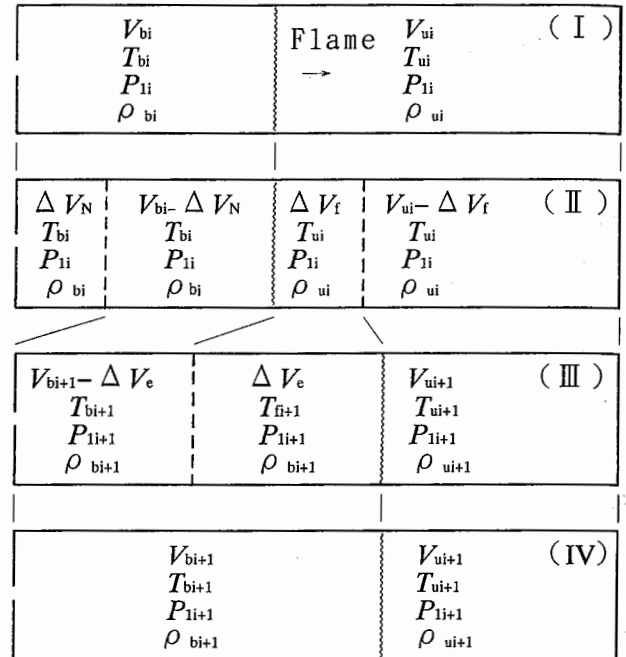
3. 計算による発生圧力の予測^{1),2)}

3.1 計算のプロセスと仮定

3.1.1 計算のプロセス

開口を有する容器内においてガス爆発が生じ、その圧力を開口を経て閉鎖空間へ放散させる場合を数学的モデルによって記述するには、可燃性ガスの燃焼と放散口を通過する気体の流動、の 2 つの観点からアプローチする必要がある。本報では、ガス爆発のプロセスを次のようなステップに分けて計算した。

- 1) 時間を微小時間に分割する。
- 2) ある微小時間の間に、火炎は燃焼速度で前進する。火炎の伝播により燃焼反応が生じ、未燃ガスは高温の燃焼生成ガスになる。
- 3) 一方、同じ微小時間の間に、開口の両側の圧力差により高压側から低压側へ開口を通過して気体移動する。
- 4) 点火側の圧力上昇速度は、燃焼による圧力上昇速度から流出による圧力降下速度を差し引いたものとなる。
- 5) 放散側の圧力上昇速度は、開口からの気体の流入によって決まる。
- 6) 容器内の圧力変動は容器内に気体の流れを引き起こし、火炎はその流れに乗って移動する。
- 7) 容器内の気体の流れは気体に乱れを生じさせる。
- 8) 火炎面の前方の気体の乱れが激しければ、燃焼の形態は乱流燃焼となる。
- 9) 乱流燃焼の場合は、乱流の乱れの強さに応じて燃焼速度 (乱流燃焼速度) が変動する。



Symbols used

V: volume, T: temperature,
P: pressure, rho: density,
delta V: small change (increase) of volume

Suffix

b: burned gas, u: unburned gas,
f: burning gas, e: expanded gas,
N: flowing-out gas or "at an orifice",
i: certain time or time component,
i+1: time after "i" by one digit

Fig. 5 Mathematical model for calculating pressure changes in the vessels.

発生圧力の計算モデル

以上のプロセスの繰り返しにより、火炎の伝播と圧力の上昇が生ずるものとする。

Fig. 5 は、点火側容器内で火炎が右側の密閉端へ進む一方、火炎の背後にある左端の開口から燃焼ガスが流出する場合について、上記のプロセスに基づいた計算過程をモデル化したものである。

計算は、時間を微小時間に分割して、ある時刻の状態から次の時刻の状態を算出する前進法により行った。

3.1.2 計算のための仮定

開口で接続された 2 つの容器内でのガスの燃焼と気体の流出に関して、次のように仮定した。

- 1) 気体に関する仮定
 - a. 容器内の気体はすべて理想気体である。
 - b. 未燃ガスと燃焼生成ガスの比熱比は等しい。
 - c. 容器内は断熱系であり、容器壁などへの熱損失や、気体間の熱伝達を無視する。
 - d. 気体の圧縮は断熱的に行われる。
 - e. 火炎伝播速度は音速に比べて遅いので、それぞれ

の容器内の圧力は均一である。

- f. 開口からの気体の流出は断熱流れである。
- 2) 火炎に関する仮定
 - a. 点火側容器内で形成された火炎は、容器壁に到達するまでは球面状で近似できる。また、火炎には厚さが無い。
 - b. 点火側容器内での気体の乱れは少ないので、火炎の加速は起きず、火炎は層流燃焼速度で伝播する。
 - c. 放散側容器内では窒素を満ちてあるため、燃焼反応が生じない。

3.1.3 火炎の形状に対する考慮

容器内での火炎伝播は、着火を点で行うために、初期においては球状火炎が形成されるが、その後、火炎が容器壁に衝突するとその部分が消失する。その衝突した部分が、容器の円筒面ならばメガネ皿状の火炎へ、平面部ならばへたを切り取った形に、両方ならばリング状の火炎に移行し、火炎面のすべてが容器壁に到達することで燃焼反応を終える。開口を有する場合は容器内に気体の流れが生じるので、容器壁によって分離された火炎が対称に移動するとは限らず、その場合には燃焼反応の終了は同時ではない。

そこで、伝播に伴う火炎の形状の変化を次の5種類のモデルに分けた。そして、火炎を開口側へ進む火炎と密閉端側へ進む火炎の2つの半球に分けたうえで、それぞれのその瞬間の火炎と容器壁の位置関係に基づいて適切なモデルを選択し計算を進めた。

- 1) 火炎が容器壁に到達するまでの球面状火炎。
- 2) 円筒面に到達したメガネ皿状火炎。
- 3) 平面に到達しへたを取った形状の火炎。
- 4) 円筒面と平面の両方に到達したリング状火炎。
- 5) 火炎面すべてが容器壁に到達し消失した状態。

3.2 基礎計算式

3.2.1 圧力と容積の変化^{3),4)}

質量保存則、及び理想気体の状態方程式から、点火側及び放散側の圧力の変化は、それぞれ次のように表せる。

点火側については、

$$dP_1/dt = (\gamma P_1/V_0)[\{\rho_u/\rho_b - 1\} \cdot (dV_f/dt) - dV_N/dt] \quad (1.a)$$

放散側については、

$$dP_2/dt = (\gamma P_2/V_0)(dV_N/dt) \quad (1.b)$$

ここで、

P_1 : 点火側の圧力, P_2 : 放散側の圧力,
 t : 時間, γ : 比熱比,

V_0 : 容器の容積, V_f : 燃焼ガスの容積,
 V_N : 流出ガスの容積,
 ρ_u : 未燃ガスの密度, ρ_b : 燃焼ガスの密度
 容積燃焼速度は火炎面積に燃焼速度を乗じて得られる。

$$dV_f/dt = A_f \cdot S_T \quad (2)$$

ただし、 A_f : 火炎の表面積, S_T : 燃焼速度

次に、点火側容器内の未燃ガスと放散側容器のガスの温度は、圧力上昇による圧縮が断熱過程であるので、それぞれ次式で与えられる。

$$T = T_0(P/P_0)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (3)$$

ただし、 T : ガスの温度, T_0 : 初期温度,

P_0 : 初期圧力

従って、点火側容器内の未燃ガスと放散側容器内のガスの密度 ρ は、それぞれの初期条件に応じて次式で与えられる。ただし、 ρ_0 は、それぞれのガスの初期密度である。

$$\rho = \rho_0(P/P_0)^{1/\gamma} \quad (4)$$

火炎温度と燃焼生成ガスの密度 ρ_b の算出には、燃焼反応が終了した時点で化学平衡と熱平衡が成立すると仮定することにより熱化学データ⁵⁾ から計算される断熱火炎温度、圧力、密度の値を利用する。

初期温度 298K°, 初期圧力 0.1013 MPa の 10 vol.% のメタンと空気の混合ガスについて、断熱圧縮して初期温度と初期圧力が上昇した未燃ガスを燃焼させたとして計算し、密度比と圧力の関係をプロットしたところ、次の近似式でほぼ誤差なく表現できた。プロパンと空気の混合ガスでの同様な計算は煩雑であるので、この式を流用することとした。

$$\rho_u/\rho_b = 7.552P_1^{-0.2819} \quad (5)$$

さて、混合ガスの燃焼に伴う点火側容器内の未燃ガスの容積 (V_u) と燃焼生成ガスの容積 (V_b) の時間的な変化は、火炎が開口部に到達し開口から燃焼生成ガスが流出する場合、次式で表される。

$$dV_b/dt = (\rho_u/\rho_b)(dV_f/dt) - \{V_b/(\gamma P_1)\} \cdot (dP_1/dt) - dV_N/dt \quad (6.a)$$

$$dV_u/dt = -(dV_f/dt) - \{V_u/(\gamma P_1)\} \cdot (dP_1/dt) \quad (6.b)$$

微量量になおして (6.a), (6.b) 式を差分化すれば、それぞれ次式が得られる (Fig. 5 参照)。

$$V_{ui+1} = \frac{V_0(V_{ui} - \Delta V_f)}{V_0 + (\rho_u/\rho_b - 1)\Delta V_f - \Delta V_N} \quad (7.a)$$

$$V_{bi+1} = \frac{V_0(V_{bi} + \Delta V_f \cdot \rho_u / \rho_b - \Delta V_N)}{V_0 + (\rho_u / \rho_b - 1)\Delta V_f - \Delta V_N} \quad (7.b)$$

$$= V_0 - V_{ui+1}$$

一方、火炎が開口部に到達する前で開口から未燃ガスが流出するのであれば、上式 (6.a), (6.b) の代わり
に次式が成立する。

$$dV_b/dt = (\rho_u / \rho_b)(dV_f/dt) - \{V_b/(\gamma P_1)\} \cdot (dP_1/dt) \quad (8.a)$$

$$dV_u/dt = -(dV_f/dt) - \{V_u/(\gamma P_1)\}(dP_1/dt) - dV_N/dt \quad (8.b)$$

差分化した式も同様にして導かれる。

3.2.2 火炎伝播速度

流動する混合ガス中を伝播する火炎の速度（見掛けの火炎伝播速度）は、火炎自身の伝播速度（静止混合ガス中を伝播する火炎の速度＝真の火炎伝播速度）と混合ガスの流速の和で与えられる。

開口を有する容器中では、火炎伝播に伴い開口へ向かう気体の流れが生ずるため、系外から観測した見かけの火炎伝播速度は、火炎が密閉端へ進む場合に比べ開口に向けて進む場合のほうが大きくなる。つまり、真の火炎伝播速度を得るには、気体の流れを考慮して、見かけの火炎伝播速度に補正を加えなければならない。

いま、火炎がある微小距離を進む間に、気体の流れによって火炎面に ΔV_u の気体が流入するとすれば、補正を加えた火炎伝播速度 W は次式で与えられる。

$$W = (\Delta R + \Delta V_u / A_f) / \Delta t \quad (9)$$

ここで、 ΔR ：時間 Δt の間に火炎が伝播した距離、
 A_f ：火炎の表面積

3.2.3 開口からの気体の流出^{6),7)}

微小時間 Δt の間に、開口を通して点火側容器から流出する気体の容積は、1次元一様流れを仮定すれば次式で表される。

$$\Delta V_N = S_N \cdot U_N \cdot \Delta t \cdot \rho_N / \rho_1 \quad (10)$$

ここで、

ΔV_N ：流出気体の容積、 S_N ：開口面積、

U_N ：気体の流出速度、

ρ_N ：開口における気体の密度、

ρ_1 ：点火側容器内における気体の密度

開口の大きさに比較して容器が大きければ、容器内部の気体の流れは小さい。さらに、開口を気体が通過する過程が断熱過程であれば、開口における気体の流

出速度 (U_N) は a_N を開口における気体中の音速として次式で示される⁴⁾。

$$U_N = a_N [2\{(P_1/P_2)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1\}/(\gamma-1)]^{0.5} \quad (11)$$

点火側の圧力上昇につれて、気体の流出速度は (11) 式に従って大きくなるが、その最大値は、気体力学上開口を通過する気体中の音速を超えることはできない。流出速度が音速に達するときの点火側の圧力は、比熱比 $\gamma = 1.4$ (空気) の場合には $1.894 P_2$ (絶対圧) である。

計算においては、未燃ガスも燃焼生成ガスも比熱比がおおむね空気に等しいとみなし、この臨界の圧力値比を超えていないかを確認してから (11) 式を適用した。

また、開口での気体の流れは断熱流れを仮定しているので、気体の密度は P_N を開口における流出気体の圧力とすれば、次式で示される。

$$\rho_N = \rho_1 (P_N/P_1)^{1/\gamma} \quad (12)$$

開口における圧力 P_N は、流れが亜音速ならば放散側容器内の圧力 P_2 に等しく、流れが音速ならば臨界値となり、この値は $\gamma = 1.4$ の時には $0.528 P_1$ (絶対圧) である。

4. 発生圧力の計算結果

4.1 計算に用いた数値

計算に際しては、プロパン-空気混合物の火炎温度と燃焼速度が必要である。本報の計算では、火炎温度は熱化学データに基づいて求めた断熱火炎温度の 1977°C とした⁸⁾。また、燃焼速度の値としては、プロパンの層流燃焼速度の最大値 (43 cm/s) を用いた。なお、容器が一方に長いときや障害物が存在するときには燃焼が乱流燃焼に移行し、みかけ上、火炎が加速する現象がわかっているが、本報での計算ではこの加速現象はほとんど起こらないとして燃焼速度は層流燃焼速度のまま一定とした。

また、開口を塞ぐアルミ箔が動的圧力により破れる圧力は、実験結果から 5 kPa 前後であったので、計算に際しては、点火側圧力が 5 kPa に達するまでは放散側への気体の流出はないとみなし、開口面積を 0 として計算を行った。

このほかの数値としては、初期温度を 25°C 、初期圧力を 0.1013 MPa、比熱比を 1.4 とし、計算時間間隔は 1 ステップでの火炎の前進距離が 1 mm 以下になるようにした。

計算の手順は、Fig. 6 に示したとおりで、まず上記の諸数値を設定したあと、(2) 式で燃焼生成ガスの容積

を求める。次に開口の前後の圧力比が臨界値を超えていないかを確認してから(10)式～(12)式を用い、開口を通して放散側へ流入する気体の容積を計算する。そして、これをもとに(1.a)(1.b)式と(5)式、及び、開口を通過するガスが燃焼生成ガスであるか未燃ガスであるかにより、(7.a),(7.b)式、もしくは(8)式の差分化した式を用い、次の時刻の圧力と容積を決定する。このあと、容積から火炎の位置を算出し、火炎伝播速度を(9)式により求める。そして、火炎面と容器壁の位置関係を確認し、新たな容器壁に達した場合には、3.1.3項にしたがって、火炎形状のモデルが修正されるように次の時刻からの火炎面積の計算式を変更する。

以上の計算が1ステップであり、計算の終了条件を満たしていなければ、時刻を進めてさらに計算を繰り返す。終了条件を満たしていれば、結果を出力して計算を終える。なお、計算の終了条件は、開口径が小さい場合は点火側と放散側の圧力の均衡、開口径が大きい場合は火炎の消滅とした。

4.2 計算値と実験値の比較

Fig. 3 及び Fig. 4 には、それぞれの容器の組み合わせについて、実験値とともに計算値も示してある。

これらの図で計算値と実験値を比較すると、「開口径が増すにつれて点火側の最大圧力が低下し、開口径が

ある値を超えると点火側と放散側の最大圧力はほぼ等しくなり、開口径がさらに増しても最大圧力の変動は少ない」という全体的な様相は、計算と実験でよく一致している。

特に、開口径が小さい範囲においては、点火側の最大圧力が開口径の増大とともに低下していく様子は、計算により十分に予測できていると言えよう。

しかし、放散側の最大圧力については、開口径を変化させた全域にわたって、計算値と実験値の間に差がある。また、このことが、開口径が大きい場合に点火側と放散側の最大圧力が一致するときの計算値を実測値と異なる値にしていると考えられる。

放散側の最大圧力の計算値が実測値よりも低くなる原因としては2つ考えられる。1つは開口部を通過する気体の容積や気体の流入による放散側の圧力上昇などに関わる計算式の検討不足で、主に計算において仮定している1次元一様流れと断熱流れに問題があると思われる。もう1つは、計算モデルに組み入れられていない現象、例えば放散された未燃ガスが放散側容器内において2次的に燃焼したり、あるいは、Fig. 2での着火から約100 ms後での圧力上昇速度が急変は火炎面積が急変したことに対応するはずだが、この時点以後で火炎が部分的に乱流燃焼となったり火炎面に歪みが生じたり、といった現象が起きていることが考えられる。

5. おわりに

爆発放散口は、装置内で生じた爆発の圧力を大気中へ放散することにより、装置に加わる圧力を軽減するものであるが、本報では、爆発圧力を密閉された空間へ放散した場合の圧力挙動について知見を得るため、実験と理論計算を行い、計算による圧力と実験値を比較した。

実験は、アルミニウム箔で塞いだ開口により2つの円筒容器を接続した系について行った。一方の容器には4.5%プロパン-空気混合ガスを、他方の容器には窒素ガスをそれぞれ大気圧で満たし、混合ガスに点火したあとアルミニウム箔が破れて圧力が放散される過程における両容器内の圧力の変化を測定した。計算は、燃焼理論と理想気体の法則を適用したモデルについて行った。

実験と計算の結果を比較したところ、開口の大きさが両容器内の発生圧力に及ぼす影響について、定性的には計算により十分に説明できた。例えば、混合ガスを爆発させた容器(点火側容器)内で発生する圧力は、開口径が小さい範囲では開口径の増すにつれて低下し、その範囲での両者の関係は、窒素を満たした容器(放

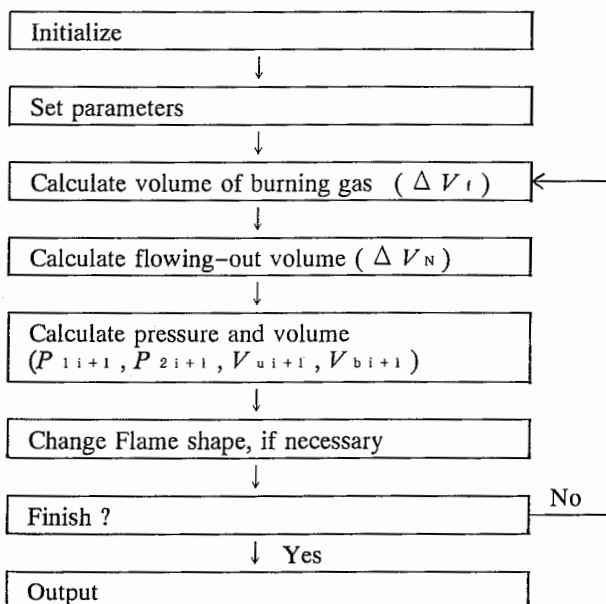


Fig. 6 Flow chart for calculating pressure changes in the vessels.

発生圧力計算のフローチャート

散側容器)の大きさには関係しないことが分かった。また、開口径が大きい範囲では発生圧力はほぼ一定値となることも実験結果とよく一致した。一方、窒素を満した容器(放散側容器)内の圧力は開口径にはあまり依存せず、2つの容器の容積比により定まる一定値を示すことも、実験結果と同じ傾向を示した。

しかし、実験値と計算値の一致は部分的にしか得られなかった。すなわち、開口の直径が小さい範囲では、点火側容器内の発生圧力は実験値と計算値がよい一致を示した。一方、開口が大きい場合については、点火側の圧力は、計算値が実験値よりもかなり低い値を示した。また、放散側の発生圧力については、開口の大きさにかかわらず、計算値が実験値よりもかなり低かった。

実験値と計算値が一致しない主な原因としては、2つ考えられ、1つは開口部を通過する気体の容積や気体の流入による放散側の圧力上昇に関わる計算式で用いている仮定の検討不足、1つは、例えば点火側容器内での火炎の歪みや放散された未燃ガスの放散側容器内における2次的な燃焼など計算モデルに組み入れられていない現象と考えられる。したがって、本報の場合を含めて密閉容器における圧力放散の挙動を計算により予測するためには、これらの点を改良した計算モデルと実験手法が必要と考えられる。

参 考 文 献

- 1) 板垣晴彦・小川輝繁, 密閉容器中におけるメタン空気混合ガスの爆発現象, 工業火薬, 50-3, 149~155 (1989).
- 2) Itagaki H., Miyake A., Ogawa T., Prediction of Relief of Gas Explosion in a Tubular Vessel by Venting using Mathematical Model, J. Loss Prevention in Process Industries, 3-4, 365~369 (1990).
- 3) Bladley, D. and Mitcheson, A., Combustion and Flame, 26-2, 201~217 (1976).
- 4) 平野敏右, ガス爆発予防技術, 118, 海文堂 (1983).
- 5) JANAF 熱化学データ表, 堀越研究所 (1966).
- 6) Royal Netherland Embassy, Methods for the Calculation of the Physical Effects of the Escape of Dangerous Material (Liquids and Gases) 52, Directorate-General of Labour, Ministry of Social Affairs (1979).
- 7) 例えば, 生井武文・松尾一泰, 圧縮性流体の力学, 理工学社 (1977).
- 8) 疋田強・秋田一雄, 改訂燃焼概論, 205, コロナ社 (1983).
(平成7年5月30日受理)