

気泡注入によるキャビテーション抑制のメカニズム Mechanism of cavitation suppression by gas bubble injection

日本原子力研究開発機構・システム計算科学センター 井田 真人 (Masato Ida)
Center for Computational Science and E-systems, Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構・J-PARCセンター 直江 崇 (Takashi Naoe)
J-PARC Center, Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構・J-PARCセンター 二川 正敏 (Masatoshi Futakawa)
J-PARC Center, Japan Atomic Energy Agency

1. 緒言

日本原子力研究開発機構と高エネルギー加速器研究機構は現在、大強度陽子加速器の開発と利用に関するプロジェクト「J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) 計画」を推進している [1, 2]。現在東海村に建設中の J-PARC 施設は、全長 350m のリニアックと 2 つのシンクロトロンからなる 1MW クラスの陽子加速器と、それを用いて様々な研究を推進するための 4 種の実験棟から構成される非常に大規模なものである。したがってこのプロジェクトは所謂“巨大科学”にカテゴライズされるものである。この巨大科学の現場で今、ある非常に小さな存在が大きな問題となっている。

ここで紹介する研究は 4 種の実験棟の 1 つ“物質・生命科学実験施設: MLF”に関わるものである。この施設に置かれる中核的な実験装置に“水銀ターゲット”がある。これは金属製容器内を流れる水銀に加速器で加速した陽子をぶつけ、水銀の原子核を壊す(つまり核破碎を起こす)ことで強力な中性子ビームを得る装置であり、これを用いることで高温超伝導機構の解明や生体分子(タンパク質や DNA 等)の構造・機能解明等の先端的な研究開発が行われることになっている。この実験装置の開発において、水銀中に現れる 1 ミリにも満たない小さな“気泡”がターゲット容器の寿命を著しく縮める原因になり得るとして、大きな懸念材料になっている。水銀中に投入される陽子エネルギーの約半分が中性子を放出する核破碎反応に費やされるが、残りは熱エネルギーに変換され、周囲の水銀を瞬時に熱膨張させる。これまでに行われた検討により、この熱膨張によって放射される圧力波が水銀中を伝播する過程で、あるいは容器壁で反射する過程でキャビテーションが発生し、それが容器壁を損傷させること、つまり“キャビテーション壊食”が引き起こされることが予想されているのである [3-6]。我々とその共同研究者はこれまで、この損傷を可能な限り低減させることを目的とした様々な試みを行ってきた [3-12]。

我々が現在試みている損傷緩和法の 1 つに、水銀への“気泡注入”がある。従来の研究で示されているように、液体中に分散した気泡は液体の力学的・音響的性質を変化させ [13, 14]、また、場合により熱膨張からくる圧力波を強く減衰させる [7]。この性質を利用し、キャビテーション壊食を和らげる、あるいはキャビテーションそのものを予防することを目指して、我々は水銀中にガス気泡(ヘリウム気泡)を注入することを試みた。その結果、J-PARC センターが持つ模擬実験施設で実現できるパラメ

一タ範囲では、という但し書きが付くものの、この方法がキャビテーションの抑制に非常に有効であることが明らかになってきた [12]。

本論文では、気泡注入がキャビテーション初生を抑制するメカニズムについて数値解析および理論解析によって議論した結果を紹介する [11]。この研究では主に気泡同士の音響的な相互作用に注目し、注入されたガス気泡の放射する圧力波がキャビテーション気泡にどのような影響を与えるかについて議論した。本研究で用いた理論モデルは、気泡から放射される圧力波による気泡間相互作用までを考慮した Rayleigh–Plesset 型の非線型常微分方程式系である。このモデルを用いた数値解析により、負圧下で膨張するガス気泡が水銀中の負圧を減少させること、そしてそれがキャビテーション気泡の急膨張を効果的に抑え込むことを見出した。また、気泡が放射する圧力波とそのキャビテーション初生への作用について理論的に解析し、ガス気泡の存在からくる負圧の減少を推定する理論モデルを提案した。以下の章では、実験によって得られた幾つかの興味深い結果を紹介した後、気泡注入が持つキャビテーション抑制メカニズムについて議論した結果を紹介する。

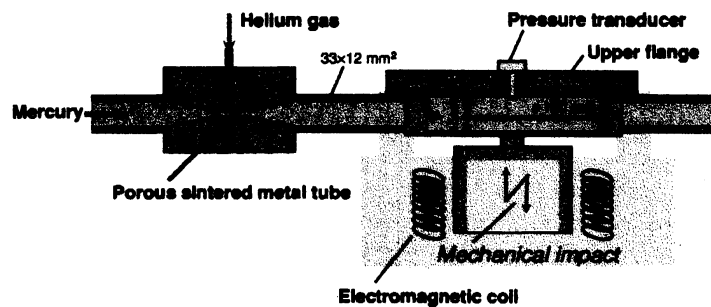


Fig. 1. 圧力を測定する場合の実験装置設定。気泡の画像を撮影する際には、シリンダー上部の圧力計を透明なアクリル板に置き換える。気泡注入の効果を見る場合には、多孔質焼結金属チューブ (porous sintered metal tube) を通して水銀中にヘリウムガスを流し込む。

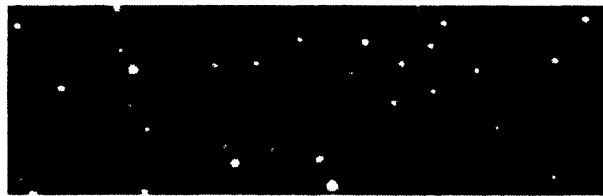


Fig. 2. 水銀表面に置かれたアクリル板を通して見たヘリウム気泡。画像の縦幅は 1.62 mm に相当する。

2. 実験と幾つかの基本的な結果

本章では、本解析的研究を始めるきっかけとなった実験結果を紹介する。図 1 に、機械衝撃を受ける水銀中の圧力を測定するための実験装置を示した。これは水銀ター

ゲット内で起こるキャビテーション現象を模擬するための実験装置であり、核破碎によって引き起こされる壊食の様相を良く再現するものであることが分かっている [4]。直径 100 mm、高さ 15 mm のステンレス鋼製シリンダーはガス抜きされていない約 120 ml の水銀で満たされており、ここに電磁コイルによって下方から機械衝撃を加える。電磁コイルの圧力振幅や波形は入力電流によって制御する。水銀中の圧力変化は円筒上部に取り付けられた圧力計 (pressure transducer: Entran[®], EPXH) によって測定される。また、円筒の上面を透明なアクリル板に置き換えることで、水銀中の気泡を撮影することもできる (ただしアクリル板に接している気泡のみ)。静止画および動画の

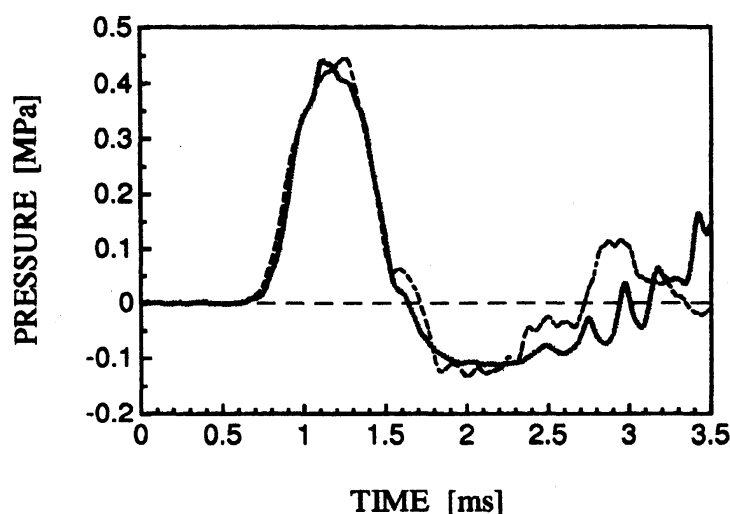


Fig. 3. 一回の機械衝撃によって発生する圧力変化の典型例 (ローパスフィルタを掛けた結果)。実線は気泡注入あり、破線は気泡注入なしの場合の結果。気泡注入によって負圧が減少していることが見て取れる。この結果は、注入された気泡が水銀中の引張応力を低減させたことを意味する。

撮影には高速度カメラ NAC, DiCAM PRO と NAC, Memrecam fx RX6 を用いた。実験装置に関するより詳しい説明については、参考文献 [4, 9, 10] を参考されたい。

ヘリウム気泡はタングステン製の多孔質焼結金属チューブによって生成し、水銀中に流し込む。注入ガスの流量は 6.8 ml/min としたが、これは水銀の流量の 0.1% にあたる。ヘリウムガスの注入によって気泡混じりになった水銀は、断面積 $33 \times 12 \text{ mm}^2$ の四角い断面を持つ流路を通じて円筒に流入・流出する。水銀が不透明な液体であることから、現在のところ水銀中でのヘリウム気泡の状態を正確に把握することはできていないが、アクリル板を通しての観察結果によると、その平均半径は約 $100 \mu\text{m}$ 、平均気泡間距離は約 $500 \mu\text{m}$ 程度である (Fig. 2)。

1 回の機械衝撃によって発生する圧力変化の典型例を Fig. 3 に示した。実線が気泡注入あり時、破線が気泡注入なし時の結果である。本研究では水銀に圧縮衝撃を与えているが、これにより水銀中の圧力は一旦パルス状に上昇し、その後、絶対圧が負になる負圧領域が現れる。既報で示したように [9, 10]、気泡注入なし時の負圧はキャビテーション気泡を発生させる。

ここに示した2つの圧力プロファイルは定性的によく似ているが、負圧の最大値には小さいながらもはっきりとした差が現れている。気泡注入によって負圧が減少されているのである。興味深い観測結果がもう1つある。気泡注入あり時にはキャビテーション気泡は一度も観察されず、緩やかに体積振動するヘリウム気泡のみが高速度カメラに記録されていたのである。これらの観測結果は、注入されたヘリウム気泡がキャビテーション初生を抑制したこと、そして2つの圧力プロファイルの間に現れた「小さいながらも実験的に再現性のある」負圧の変化は、キャビテーション気泡の振る舞いに多大なインパクトを与えているだろうことを示唆している。第4章では、負圧下での気泡の振る舞いを解析することで、ヘリウム気泡がどのように負圧値およびキャビテーション気泡の挙動を変化させたのかを明らかにする。解析に用いたモデルについては次章で紹介する。

3. モデル方程式

先に述べたように、本研究では圧力波を通じての“気泡間相互作用”に着目した議論を行った。液体の圧力が変動すると、液体中の気泡は体積変動あるいは体積振動を開始する。気泡が複数ある場合にはさらに、体積変動する気泡自身が放射する圧力波によって気泡同士が相互作用し、気泡が1つしかない場合には起こりえない様々な現象を発現するようになる（最近の研究については、例えば [15–21]）。本論文では、ヘリウム気泡とキャビテーション気泡の間でなされる気泡間相互作用がキャビテーション初生にどのような影響を与えるかについて議論する。

数値解析には Rayleigh–Plesset 方程式の1変種である Keller–Miksis 方程式を基にして作られた連立方程式を用いる。ここで、気泡間距離は気泡の初期半径と比べて十分に大きいとし、気泡の変形は無視できるとする。また、気泡の総数は N とする。これらの仮定より以下を得る：

$$\left(1 - \frac{\dot{R}_i}{c}\right) R_i \ddot{R}_i + \left(\frac{3}{2} - \frac{\dot{R}_i}{2c}\right) \dot{R}_i^2 = \frac{1}{\rho} \left(1 + \frac{\dot{R}_i}{c}\right) p_{s,i} + \frac{R_i}{\rho c} \frac{d}{dt} p_{s,i} - \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{1}{D_{ij}} \frac{d(R_j^2 \dot{R}_j)}{dt}, \quad (1)$$

$$p_{s,i} = p_{b,i} - \frac{2\sigma}{R_i} - \frac{4\mu\dot{R}_i}{R_i} - p_{ex}(t) - P_0, \quad (2)$$

$$i = 1, 2, \dots, N.$$

ここで $R_i = R_i(t)$ は気泡 i の半径、 $c = 1450$ m/s は水銀中の音速、 $\rho = 13528$ kg/m³ は水銀の密度、 D_{ij} は気泡 i と気泡 j の中心間距離、 p_b は気泡内圧力、 $\sigma = 0.47$ N/m は表面張力係数、 $\mu = 1.52 \times 10^{-3}$ Pa s は水銀の粘性、 $p_{ex}(t)$ は機械衝撃からくる水銀中の圧力変化（空間的に一様と仮定）、 $P_0 = 0.1013$ MPa は大気圧、上付きの点は時間微分 d/dt を表す。式(1)は圧力変動下での気泡半径の時間発展を記述する方程式である。同式の最終項が気泡間相互作用を表す項で、体積変化する球が放射する圧力

$$p = \frac{\rho}{r} \frac{d(R^2 \dot{R})}{dt} + O\left(\frac{1}{r^4}\right), \quad (3)$$

を基に導かれたものである (r は球の中心からの距離)。この項は全ての気泡に関する方程式を連立させる。

注入される気泡の内部物質はヘリウムとし、また、実験ではガス抜きしていない水銀を用いたことから、キャビテーション気泡の内部物質はガスと水銀蒸気の混合物であると仮定する。ただし、水銀蒸気圧は極めて低い値（常温で0.28 Pa）をとり、そのため以下で考える負圧下でのキャビテーション気泡の膨張速度には影響を与えないため、無視する。気泡内部圧力 $p_{b,i}$ は van der Waals 型の状態方程式 [22, 23]

$$p_{b,i} = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_{i0}} \right) \left(\frac{R_{i0}^3 - h_i^3}{R_i^3 - h_i^3} \right)^{\kappa_i}, \quad (4)$$

に従うとする。ここで R_{i0} と h_i はそれぞれ気泡 i の大気圧下での平衡半径と hard-core radius ($= R_{i0}/11.26$ for mercury and $= R_{i0}/9.81$ for helium) を表す。ポリトロプ指数 κ_i は以下のように設定し [11]、急速に崩壊する気泡が示す断熱的な振る舞い [22–24] を模擬する：

$$\kappa_i = \begin{cases} 1 & \text{for } R_i(t) > \beta R_{i0} \quad (\beta \approx 0.2), \\ \gamma & \text{otherwise.} \end{cases}$$

ここで γ は比熱比 ($= 5/3$ for mercury and helium) である。

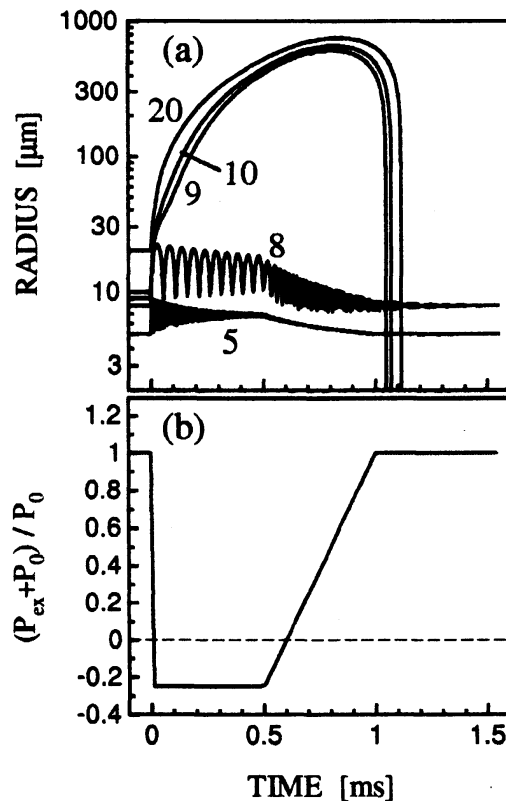


Fig. 4. 単一気泡の挙動。(a) 半径の時間発展（下から上に、 $R_{i0} = 5 \mu\text{m}$, $8 \mu\text{m}$, $9 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$ ）と (b) 解析で仮定した水銀中圧力 (P_0 で規格化)。図(a)中の数字は気泡の初期半径 (μm) を示す。

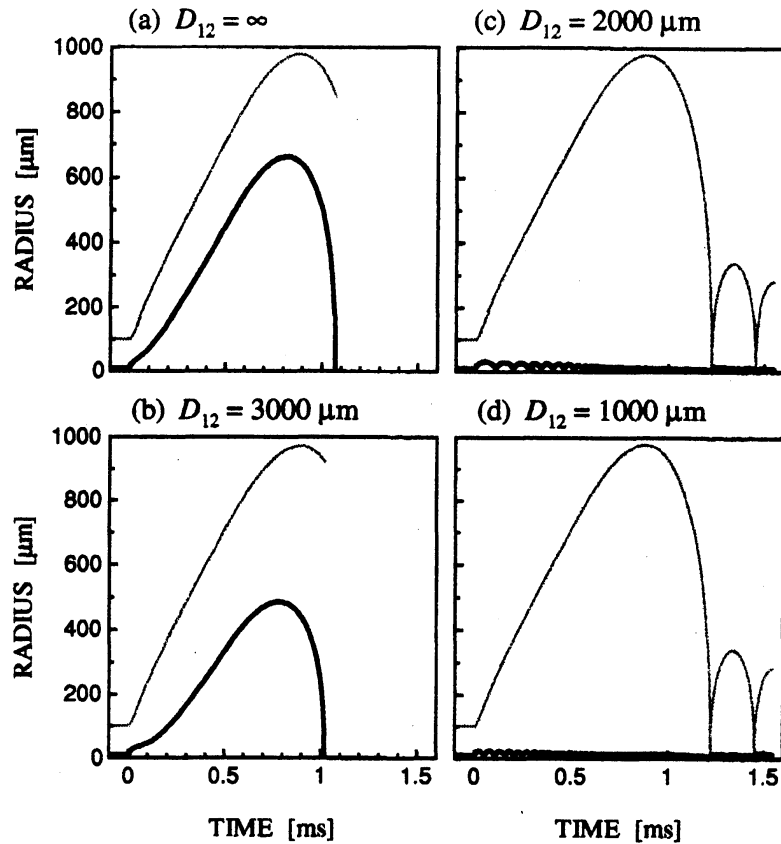


Fig. 5. 異なる D_{12} に対する二気泡系 ($R_{10} = 10 \mu\text{m}$ 、 $R_{20} = 100 \mu\text{m}$) の半径変化。太線はキャビテーション気泡、細線はヘリウム気泡を表す。 $D_{12} \geq 3000 \mu\text{m}$ の場合に観測されるキャビテーション気泡の急膨張が、 $D_{12} \leq 2000 \mu\text{m}$ の場合にはヘリウム気泡によって抑え込まれている。

4. 解析結果と議論

前章で紹介したモデルをもとに、実験に関係する条件化での気泡挙動を解析する。本解析では簡単のため系を少数気泡系に簡略化し、気泡注入によるキャビテーション抑制の基本メカニズムを明らかにすることを試みる。また、後で示す理論解析の便宜のため、機械衝撃からくる圧力変動 p_{ex} を以下のように簡単化する：

$$p_{ex} = \begin{cases} -1.25P_0 & \text{for } 0 \leq t \leq t_d, \\ -1.25(2 - t/t_d)P_0 & \text{for } t_d < t \leq 2t_d, \\ 0P_0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (5)$$

ここで $-1.25P_0$ は典型的な負圧測定値であり、 $t_d = 0.5 \text{ ms}$ はその持続時間を示す [Fig. 4(b)]。なお、Fig. 3 に示される正の圧力パルス部は負圧領域での気泡挙動に目立った影響を与えないことから [11]、本解析では省略した。

上に示した圧力に対するキャビテーション気泡の動的臨界初期半径 R_{dc} を知るため、まず単一気泡解析 ($D_{ij} \rightarrow \infty$) を行った。Fig. 4(a) に幾つかの異なる初期半径を持

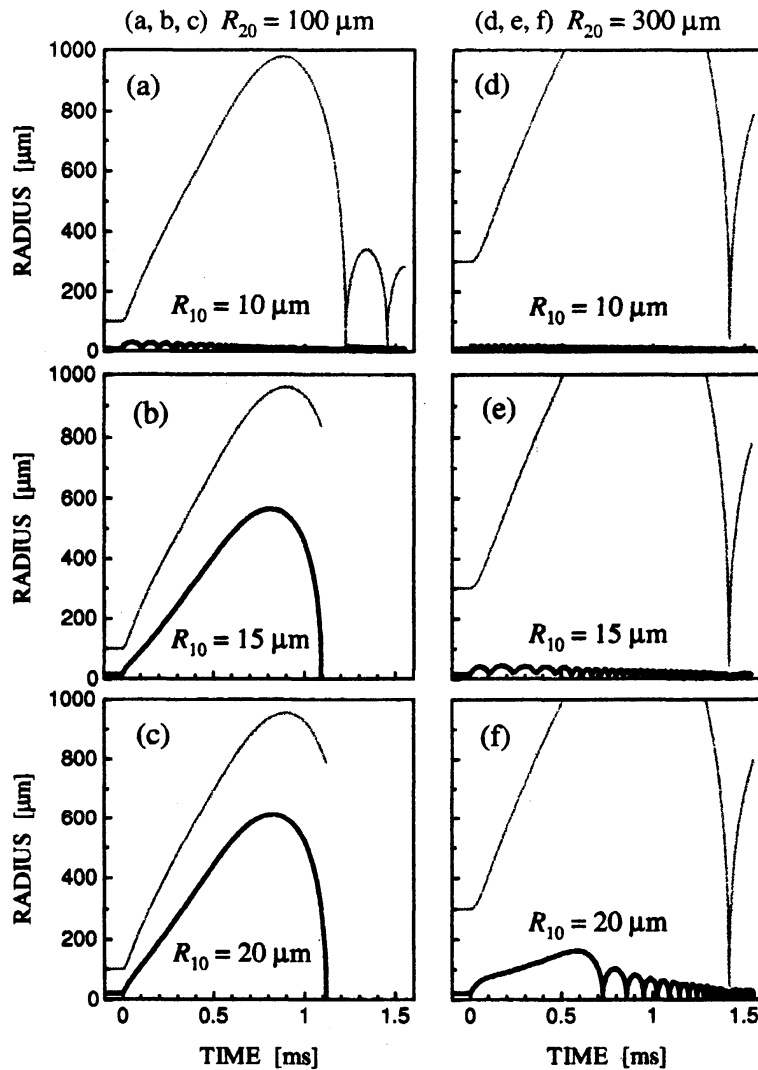


Fig. 6. 6つの異なる二気泡系 ($D_{12} = 2000 \mu\text{m}$) の半径変化。太線はキャビテーション気泡、細線はヘリウム気泡を表す。左段と右段はそれぞれ、 $R_{20} = 100 \mu\text{m}$ および $300 \mu\text{m}$ の場合の結果である。この結果は、より大きいキャビテーション気泡を抑制するためには、より大きいヘリウム気泡が必要であることを示している。

つ単一キャビテーション気泡の挙動を示した。初期半径が $9 \mu\text{m}$ 以上の気泡は急激な膨張（すなわちキャビテーション初生）を示しているが、それ以外の気泡は小さな振幅で振動するのみである。この結果は R_{dc} が $8 \sim 9 \mu\text{m}$ の間にあることを意味している。我々の興味は負圧下で急激に膨張する気泡にあるため、以下ではここで得た臨界半径以上のサイズの気泡のみを議論する。

続いて二気泡問題 ($N=2$)、すなわち1つのキャビテーション気泡（気泡1）と1つのヘリウム気泡（気泡2）の相互作用について考える。 $R_{10} = 10 \mu\text{m}$ 、 $R_{20} = 100 \mu\text{m}$ とし、 D_{12} を様々に変化させたときの計算例を Fig. 5 に示した。ここで、実験条件に合

わせるため、ヘリウム気泡の初期半径はキャビテーション気泡のものより十分に大き

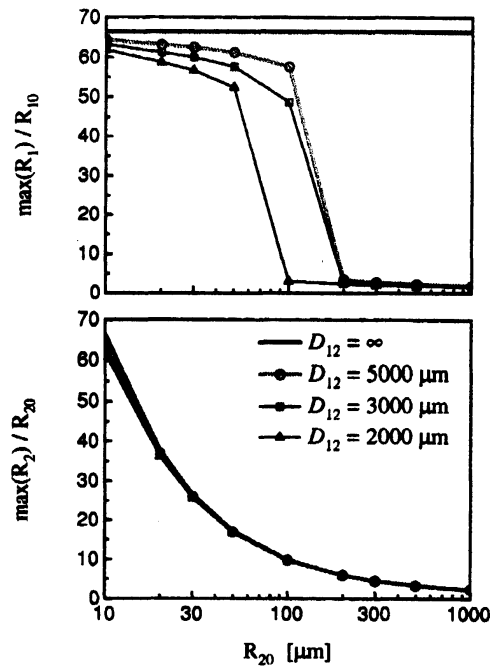


Fig. 7. R_{20} の関数としての気泡膨張率 ($R_{10} = 10 \mu\text{m}$)。 D_{12} の設定は図中に示したとおり。なお、計算途中で $R_1 + R_2 > D_{12}$ となった例の結果は示していない。

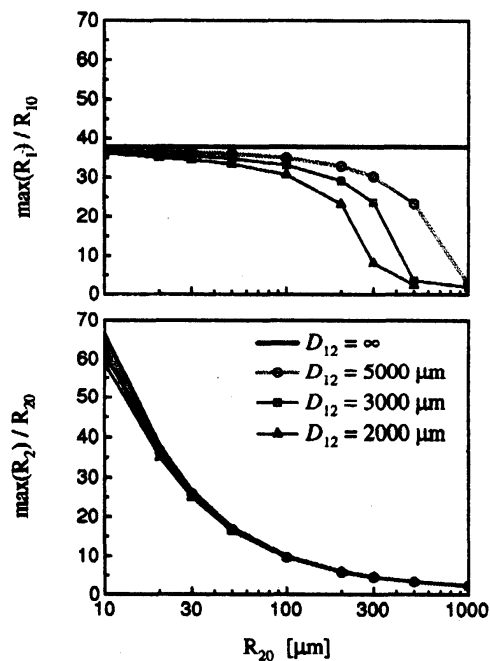


Fig. 8. Fig. 7 に同様。ただし、 $R_{10} = 20 \mu\text{m}$ 。

いとす。興味深いことに、 $D_{12} \geq 3000 \mu\text{m}$ の場合に見られる気泡 1 の急膨張が、 $D_{12} \leq 2000 \mu\text{m}$ の場合には近隣のヘリウム気泡によって完全に抑え込まれていること

が分かる。Fig. 6には、気泡間距離を $D_{12} = 2000 \mu\text{m}$ に固定した場合の異なる気泡ペアについての結果を示した。本図より、 $R_{20} = 100 \mu\text{m}$ のヘリウム気泡は $R_{10} = 10 \mu\text{m}$ のキャビテーション気泡に対しては有効であった [Figs. 5(c) and 5(d)] が、それより大きいキャビテーション気泡 ($R_{10} \geq 15 \mu\text{m}$) に対しては、その急膨張を抑え込むことに失敗していることが分かる。しかし、ヘリウム気泡がより大きい場合 ($R_{20} = 300 \mu\text{m}$; Fig. 6の右段) には、 $R_{10} = 15 \mu\text{m}$ のキャビテーション気泡の急膨張を抑え込むことにも成功している。これらの解析結果は、気泡半径や気泡間距離が適切に設定された場合には、単一のヘリウム気泡が近隣のキャビテーション気泡の挙動に重大な影響を与えることを示している。

ここで見出されたキャビテーション抑制が各物理パラメータにどのように依存するかを調べるため、気泡半径と気泡間距離をパラメータとしたパラメータ・スタディを行った。Fig. 7と Fig. 8に、異なる R_{10} と D_{12} に対する気泡膨張率 $\max(R_t)/R_{10}$ を R_{20} の関数として示した。これらより、十分に小さな D_{12} を持つ十分に大きなヘリウム気泡がキャビテーション気泡の急膨張を完全に抑え込むこと、そして、より大きいキャビテーション気泡に対しては、より大きなサイズのヘリウム気泡もしくは、より小さな D_{12} が必要になることが分かる。以下では、この解析結果の背後にある物理的メカニズムについて議論する。

上で示されたキャビテーション抑制が気泡の放射する圧力波によって引き起こされたものであることは自明である。そのため、以下では気泡2 (ヘリウム気泡) が放射する圧力波について吟味する。気泡1 (キャビテーション気泡) の急膨張が十分に抑え込まれている場合、気泡1から放射される圧力波は極めて弱くなるため、気泡2は単一気泡と同様に振舞う。よく知られているように、一定の負圧 (p_{ng}) 下での単一気泡の膨張速度は、以下に示す単純な理論式によって評価することができる [25] :

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{-2p_{ng}}{3\rho}}. \quad (6)$$

ここで、本研究では

$$p_{ng} = P_0 - 1.25P_0 = -0.25P_0$$

であり、また前の例と同様に蒸気圧は無視した。式(6)は

- (a) $1/R^n$ ($n \geq 1$) に比例する項は無視することができる
- (b) $\ddot{R} \approx 0$ である
- (c) $\dot{R} \ll c$ である

と仮定することで Rayleigh-Plesset 方程式や Keller-Miksis 方程式から導くことができる。この式より、定常的に膨張する気泡の膨張速度は初期半径 R_0 に依存しないこと、そのため $R_{i0} > R_{j0}$ であれば $R_i(t) > R_j(t)$ となること、つまり、より大きな R_0 を持つ気泡はより小さな R_0 を持つ気泡より常に大きいことが分かる。以下に示すように、 $\ddot{R}_2 \approx 0$ と仮定することで、式(3)と式(6)から気泡2が放射する圧力波の、気泡1の位置での振幅 p_2 を得ることができる :

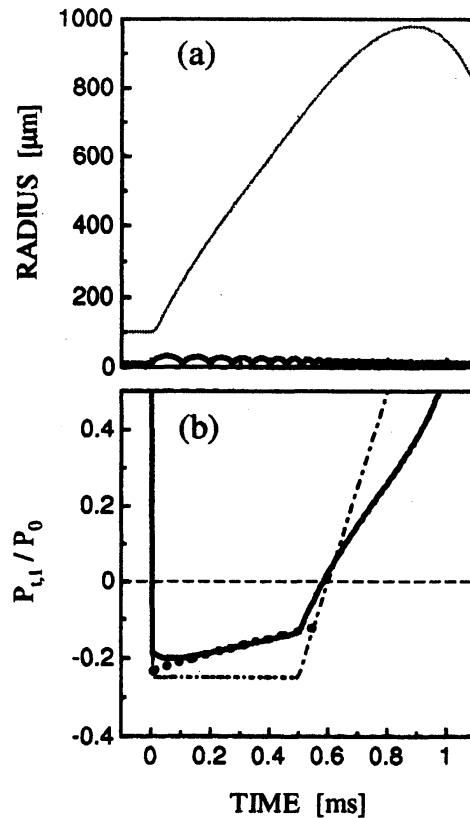


Fig. 9. (a) 膨張過程での気泡半径、(b) 気泡 1 (キャビテーション気泡) が受ける総圧力。用いたパラメータは $R_{10} = 10 \mu\text{m}$ 、 $R_{20} = 100 \mu\text{m}$ 、 $D_{12} = 2000 \mu\text{m}$ (実線) および ∞ (一点鎖線)。(b)において、点線は理論式(8)を用いて得た $D_{12} = 2000 \mu\text{m}$ での総圧力を示す。気泡 2 が放射する正の圧力波によって負圧が減少されていることが分かる。

$$p_2(t) \approx -\frac{4 R_2(t)}{3 D_{12}} p_{ng}. \quad (7)$$

これより、 $p_{ex} = -1.25P_0$ の場合に気泡 1 が受ける総圧力 $p_{t,1}$ は以下のように求められる：

$$\begin{aligned} p_{t,1} &= p_{ng} + p_2 \\ &\approx -0.25P_0 + \frac{1}{3} \frac{R_2}{D_{12}} P_0. \end{aligned} \quad (8)$$

式(7)は、 p_2 が R_2 に比例し、 D_{12} に逆比例することを表している。これは先に示した数値解析結果を裏付けるものである。式(7)からはさらに、 p_2 が正であり、そのため気泡 2 の存在によって気泡 1 が受ける負圧が減少されることが分かる。Fig. 9(b) に $P_0 + p_{ex} + (\rho/D_{12})d(R_2^2 \dot{R}_2)/dt$ [つまり式(3)] を用いて得た気泡 1 上での総圧力を示した。ここで、 $R_{10} = 10 \mu\text{m}$ 、 $R_{20} = 100 \mu\text{m}$ とし、気泡間距離は $D_{12} = 2000 \mu\text{m}$ (実線) および ∞ (一点鎖線) [前者は Fig. 6(a) の例に相当] と設定した。この結果より、気泡

2が放射する圧力波が水銀中の圧力を上昇させること、そして、それにより気泡1が受ける引張応力が減少したことがはっきりと見て取れる。同図にはさらに、数値解析から得られた R_2 と式(8)を用いて近似的に求めた総圧力を示した(点線)。得られたプロファイルはフルシミュレーションによるものと良く一致しており、式(7)の妥当性を裏付ける。

以上の議論を通じて我々は、数値解析によって見出されたキャビテーション抑制はヘリウム気泡が放射する正の圧力波によってもたらされたものであると結論付けた。この結論はFig. 3に示した実験結果とよく馴染むものである。なお、我々は既にキャビテーション気泡の周囲により多くのヘリウム気泡が存在する場合の解析や[11]、実験によって得られた圧力プロファイルを直接的に用いた解析も行ってきている[26]。

5. 結言

気泡注入が水銀のキャビテーション初生に与える効果について数値的に検討し、注入された気泡が放射する圧力波がキャビテーションを抑制する場合があることを見出した[11]。さらに、気泡が放射する圧力波についての簡単な理論解析を行い、「注入された気泡は負圧下で膨張しながら正の圧力波を放射し、水銀中の引張応力を低減させることでキャビテーション気泡の急膨張を抑え込む」というシナリオを見出した[11]。ここで得られた結果は、実験によって見いだされた負圧の変化がキャビテーションの閾圧力をまたぐ変化であること、つまり、気泡注入という操作が閾圧力を越えない程度にまで水銀中の圧力を持ち上げてくれる効果を持つことを意味している。ここで再度強調しておくが、気泡注入がキャビテーション壊食を著しく低減させることは、J-PARCセンターにて行った模擬実験によっても立証されている[12]。

しかしながら、将来に残された課題はまだ多い。とりわけ、模擬実験施設と実際の加速器施設での実験条件(圧力波の発生機構等)の違いが気泡注入の性能にどれだけ影響するかについては、早急に検討を行い、知見を蓄えていく必要がある。

謝辞

本研究の一部は科学研究費補助金(Nos. 17760151, 17360085)による支援の下に行われた。

参考文献

- [1] S. Nagamiya, Nucl. Phys. A **774**, 895 (2006).
- [2] L. K. Mansur and J. R. Haines, J. Nucl. Mater. **356**, 1 (2006).
- [3] M. Futakawa, H. Kogawa, R. Hino, H. Date, and H. Takeishi, Int. J. Impact Eng. **28**, 123 (2003).
- [4] M. Futakawa, T. Naoe, H. Kogawa, C.-C. Tsai, and Y. Ikeda, J. Nucl. Sci. Technol. **40**, 895 (2003).
- [5] M. Futakawa, T. Naoe, C. C. Tsai, H. Kogawa, S. Ishikura, Y. Ikeda, H. Soyama, and H. Date, J. Nucl. Mater. **343**, 70 (2005).
- [6] J. R. Haines, B. W. Riemer, D. K. Felde, J. D. Hunn, S. J. Pawel, and C. C. Tsai, J. Nucl.

Mater. **343**, 58 (2005).

[7] K. Okita, Y. Matsumoto, and S. Takagi, In Proceedings of FEDSM2005 2005 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting and Exhibition, Houston, June (2005).

[8] A. Fujiwara, K. Okita, Y. Matsumoto, M. Futakawa, S. Hasegawa, H. Kogawa, and Y. Ikeda, In Proceedings of 17th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XVII), Santa Fe, April (2005).

[9] T. Naoe, M. Futakawa, T. Koyama, and H. Kogawa, 実験力学 **6**, 301 (2006) (in Japanese).

[10] M. Ida, T. Naoe, and M. Futakawa, Phys. Rev. E **75**, 046304 (2007).

[11] M. Ida, T. Naoe, and M. Futakawa, Phys. Rev. E **76**, 046309 (2007).

[12] T. Naoe, M. Ida, and M. Futakawa, Nucl. Instr. and Meth. A **586**, 382 (2008).

[13] E. L. Carstensen and L. L. Foldy, J. Acoust. Soc. Am. **19**, 481 (1947); Z. Ye and A. Alvarez, Phys. Rev. Lett. **80**, 3503 (1998); M. Kafesaki, R. S. Penciu, and E. N. Economou, Phys. Rev. Lett. **84**, 6050 (2000).

[14] L. V. Wijngaarden, Ann. Rev. Fluid Mech. **4**, 369 (1972); K. W. Commander and A. Prosperetti, J. Acoust. Soc. Am. **85**, 732 (1989); M. Kameda and Y. Matsumoto, Phys. Fluids **8**, 322 (1996).

[15] R. Mettin, I. Akhatov, U. Parlitz, C. D. Ohl, and W. Lauterborn, Phys. Rev. E **56**, 2924 (1997).

[16] M. Ida, Phys. Lett. A **297**, 210 (2002); M. Ida, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 1214 (2002).

[17] A. Ooi and R. Manasseh, ANZIAM J. **46**(E), C102, (2005).

[18] M. Ida, Phys. Rev. E **72**, 036306 (2005).

[19] M. Ida, Phys. Fluids **17**, 097107 (2005).

[20] A. A. Doinikov, R. Manasseh, and A. Ooi, J. Acoust. Soc. Am. **117**, 47 (2005).

[21] N. Bremond, M. Arora, S. M. Dammer, and D. Lohse, Phys. Fluids **18**, 121505 (2006).

[22] S. Hilgenfeldt, S. Grossmann, and D. Lohse, Phys. Fluids **11**, 1318 (1999).

[23] M. P. Brenner, S. Hilgenfeldt, and D. Lohse, Rev. Mod. Phys. **74**, 425 (2002).

[24] K. Yasui, Phys. Rev. E **56**, 6750 (1997).

[25] C. E. Brennen, *Cavitation and Bubble Dynamics* (Oxford University Press, New York, 1995).

[26] M. Ida, T. Naoe, and M. Futakawa, in preparation.