

軽水炉のシビアアクシデント時における 気泡急成長による水撃力の研究

稲坂富士夫*、安達 雅樹*、汐崎 浩毅**、綾 威雄***、
成合 英樹****

Research on Waterhammer Caused by A Rapid Gas Production
in The Severe Accident of A Light Water Reactor

by

Fujio INASAKA, Masaki ADACHI, Kohki SHIOZAKI,
Izuo AYA and Hideki NARIAI

Abstract

In the severe accident of an LWR (Light Water Reactor), it is supposed that a large quantity of gas is generated in a water pool of the containment vessel due to a water-metal reaction or a steam explosion. A rapid bubble growth, if the water mass is pushed up having a coherency in time and direction in its movement, would give a severe waterhammer to the structure. In this study, we conducted experiments using two cylindrical model containment vessels with 1.0 and 0.428 m diameters, and investigated the behavior of water mass pushed up by a growing bubble and the scale effect of this phenomenon. In addition, we also closely observed the behavior of a growing bubble. In these experiments, a rapid bubble growth was simulated by injecting high-pressure air into a water pool. It was observed that the water mass was pushed up without an air penetration until the water level reached a certain elevation. On the basis of all data, experimental correlations which gave a rise distance or velocity of the water mass with coherency were proposed and the waterhammer pressure which affected the structure was quantitatively evaluated. The applicability of the existing two-phase flow numerical analysis code, RELAP5-3D to the waterhammer phenomenon caused by a rapid gas production was also verified.

*海上安全研究領域 **当時環境・エネルギー研究領域 ***大阪支所 ****筑波大学名誉教授
原稿受付 平成 年 月 日
審査済 平成 年 月 日

目 次

1. まえがき
2. 大気泡成長に伴う水撃力
2. 1. 水撃実験
2. 1. 1. 実験装置
(1) 大型容器
(2) 小型容器
2. 1. 2. 実験条件
2. 2. 実験結果と考察
2. 2. 1. 気泡成長と水塊挙動観察
2. 2. 2. 大型容器による水撃実験
2. 2. 3. 小型容器による水撃実験
2. 2. 4. 容器のスケール効果と 水撃力の評価
3. 水塊運動及び水撃力の数値解析
3. 1. 既存汎用数値解析コードの選定
3. 2. RELAP5-3D コード
3. 3. 解析モデル
3. 4. 解析結果と考察
4. まとめ
謝辞
参考文献

記号

A	: 流路断面積 [m ²]
a	: 水面上昇加速度 [m/s ²]
B_x	: 体積力の加速度 [m/s ²]
C	: 仮想質量項係数 [-]
c	: 水中の音速 [m/s]
D	: 模擬格納容器内径 [m]
$DISS$: エネルギー散逸項 [W/m ³]
FI	: 界面摩擦係数 [m ³ /kg・s]
FIF	: 液相側の界面摩擦係数[s ⁻¹]
FIG	: 気相側の界面摩擦係数[s ⁻¹]
FWF	: 液相側の壁面摩擦係数[s ⁻¹]
FWG	: 気相側の壁面摩擦係数[s ⁻¹]
g	: 重力加速度 [m/s ²]
H	: 空気放出口からの水面高さ [m]
H^*	: 空気放出口からの 無次元水面高さ (=H/D) [-]
H_0	: 空気放出口からのプール水初期水位 [m]
H_0^*	: 無次元初期水位 (=H ₀ /D) [-]
H_P	: 気泡吹き抜け時の水面高さ [m]
H_P^*	: 気泡吹き抜け時の無次元水面高さ =(H _P /D) [-]
ΔH_P	: 気泡吹き抜け時の水面上昇距離 (= H _P - H ₀) [m]
ΔH_P^*	: 気泡吹き抜け時の無次元水面上昇距離

	(= (H _P - H ₀)/D) [-]
ΔH_S	: 気泡吹き抜け後の水塊群上昇距離 [m]
h	: エンタルピー [J/kg]
P	: 圧力 [Pa]
P_0	: 放出空気初期圧力 [Pa]
$P_{0,m}$: 式(8), (9)の圧力代表値 [Pa]
P_{I2MAX}	: 圧力センサーPT12の最大値 [Pa]
P_{amb}	: 大気圧 [Pa]
P_{WH}	: 水撃圧 [Pa]
$P_{WH,MAX}$: 最大水撃圧 [Pa]
ΔP_0	: 差圧 (= P ₀ - P _{amb}) [Pa]
ΔP_0^*	: 式(7)の無次元差圧 [-]
$\Delta P_{0,m}$: 式(11)の変数 [Pa]
Q	: 熱流束 [W/m ²]
Q_{gf}	: 非凝縮性ガスと液相との伝達熱流束[W/m ³]
t	: 時間 [s]
t_P	: 気泡吹き抜け時間 [s]
U	: 相の内部エネルギー [J/kg]
u	: 水面上昇速度 [m/s]
u_P	: 気泡吹き抜け時の水面上昇速度 [m/s]
v	: 流速 [m/s]
X	: 気相の非凝縮性ガスのクオリティ [-]
x	: 一次元座標 [m]
α	: 相の存在割合 [-]
β	: 式(5)の定数 [-]
Γ	: 相変化質量流束 [kg/m ³ ・s]
γ	: 式(6)の定数 [-]
η	: 式(10)の変数 [m ² /s ²]
ρ	: 密度 [kg/m ³]
ρ_S	: 見かけの水塊密度 [kg/m ³]

下添字

l	: 液相
g	: 気相
i	: 界面近傍
m	: 平均
w	: 壁面

上添字

*	: 界面での飽和条件
'	: 壁面での飽和条件

1. まえがき

シビアアクシデントとは、「設計基準事象を大幅に超える事象であって、安全設計の評価上、想定された手段では適切な炉心の冷却または反応度の制御ができない状態であり、その結果、炉心の重大な損傷に至る事象」¹⁾を意味するもので、TMIやチェル

ノブイリ事故以降、各国において関心が持たれてきた。我が国においても、軽水炉のシビアアクシデントに対する防止対策及びシビアアクシデントに至った場合の影響緩和対策（アクシデントマネージメント；AM）を確立することが、次世代炉を含め軽水炉施設の一層の安全性向上を図る上で重要であると認識されている^{1), 2), 3)}。軽水炉のシビアアクシデント時においては、熔融炉心が水と直接接触（熔融炉心－冷却材相互作用、Fuel-Coolant Interaction；FCI）して生じる蒸気爆発や水－金属反応による水素の発生など、原子炉压力容器や格納容器下部の水中に大量の気体が短時間に発生することが予想される。この気体発生によって、水塊が急加速を受けながらピストン状に押し上げられる現象、すなわちコヒーレント性（水塊個々の運動の同時性、同一方向性）を伴う水塊運動が生じるならば、格納容器構造物には多大な水撃力が作用することが予想されるが、水塊運動のコヒーレント性や構造物へ及ぼす水撃力については、ほとんど実験的検討が為されていないのが現状であり、格納容器等の破損確率に大きな不確実性が残されたままとなっている。

軽水炉における蒸気爆発に関しては、压力容器内で発生するもの（In-Vessel）と压力容器外で発生するもの（Ex-Vessel）が考えられるが、压力容器内蒸気爆発による格納容器破損は、原子炉下部プレナムへの大量の熔融炉心の同時落下や高圧の場合には蒸気爆発へのトリガーが発生しにくいなどの理由により、ほぼ無視できるとされている^{3), 4)}。一方、压力容器下部の格納容器床面に水が存在する場合のFCIによる压力容器外蒸気爆発については、急速なFCIが発生する可能性があり、格納容器の健全性を脅かすような荷重を与える恐れがあるため、隣接構造物に作用する動的荷重評価の必要性が指摘されている^{3), 4), 5)}。このような背景を受け、压力容器外蒸気爆発については最近国内外において熔融炉心模擬物質を用いた大規模なFCI実験^{6)~9)}が実施され、冷却水のサブクールが小、熔融物が酸化物、系の圧力が高い、冷却水量が小の場合、蒸気爆発が抑制されることが報告されているが、自発的蒸気爆発の発生例⁹⁾も報告されており、蒸気爆発発生メカニズムのさらなる解明が必要とされている。

压力容器外蒸気爆発過程を、高温・高圧の水蒸気泡（圧力：50MPa、温度：約827°C、初期径：1m）の膨張に置き換え、格納容器構造物に作用する動的荷重を、直接法を用いて数値解析したものとして、Almströmら¹⁰⁾の研究がある。解析対象は、格納容器内の压力容器下部に2つの同心壁からなるプール水構造を持つBWR Mark II型炉であり、構造物に対する衝撃荷重等の評価を行っている。水撃に着目した例として、高速増殖炉の压力容器内蒸気爆発を対

象とした吉江ら¹¹⁾の研究がある。ここでは蒸気爆発を模擬する手段として、緩燃性爆薬が用いられており、水撃が生じた際の压力容器の変形モードや歪エネルギー等が報告されている。Wilhelmら¹²⁾は、高速増殖炉SNR形状の20分の1モデルの円筒容器（内径0.33m）内部のプール水中に、蒸気爆発による気泡成長を模擬する窒素ガス（1.1MPa）を放出した場合の気泡の成長観察や圧力過渡変化の計測実験を行い、さらにKolev¹³⁾は、その実験に対する数値解析を実施して、解析結果が実験と良い一致を見ることを報告している。またFCI実験に伴い、プール水中壁の圧力過渡変化の計測例も多く報告されているが、動的荷重の計測例として、Songら⁹⁾が実施したFCI実験がある。彼らは、内径0.6mの試験容器に張られた0.67m高の水中に熔融炉心模擬物質を落下させ、蒸気爆発が生じた際の水塊運動の反動力と考えられる動的荷重を試験容器底部で計測し、その荷重が250kN強であったことを報告している。このように従来の研究では、蒸気爆発による水中衝撃波の格納容器壁に及ぼす影響が注目されがちであり、蒸気爆発による気泡成長ならびに水塊運動による水撃に着目した研究は極めて少ない。特に大規模な模擬容器を対象に、コヒーレント性を伴う水塊運動が生じる条件や水撃力の評価について系統的に検証した実験的研究は全く見当たらない。

本研究は、(1)軽水炉のシビアアクシデント時に、格納容器底部プール水中で蒸気爆発が発生した場合等の気体急発生による水塊運動のコヒーレント性の有無を内径1m規模の模擬格納容器を用いて実験的に検証すると共に、コヒーレント性を伴う水塊運動の発生条件を定量的に明らかにし、格納容器や格納容器内構造物へ作用する水撃力を定量的に評価する、(2)水撃現象に対する既存の二相流解析コードの適用性を実験と対比して検証する、(3)実験及び数値解析を基に、実炉における水撃力評価/推定手法を確立し、軽水炉のシビアアクシデントに対する事前防止対策を提案する、ことを目的として実施した。本実験シリーズでは、模擬格納容器内プール水中に高圧空気を放出することにより気体の急発生を模擬している。系統的な水撃総合実験に先立ち、支配パラメータの検討や内径1m規模の模擬格納容器においてコヒーレント性を持つ水塊運動が生じるかどうかを確かめるための水撃要素実験等を実施した^{14)~20)}。本報告では、放出空気初期圧力とプール水初期水位をパラメータとし、内径1.0mと0.428mの模擬格納容器を用いた一連の水撃実験と気泡成長観察実験、並びにコヒーレント性を伴う水塊運動による水撃力の定量的評価手法について、また原子力分野の気液二相流解析コードとしてよく知られているRELAP5-3Dによる実験結果に対する数値解析につ

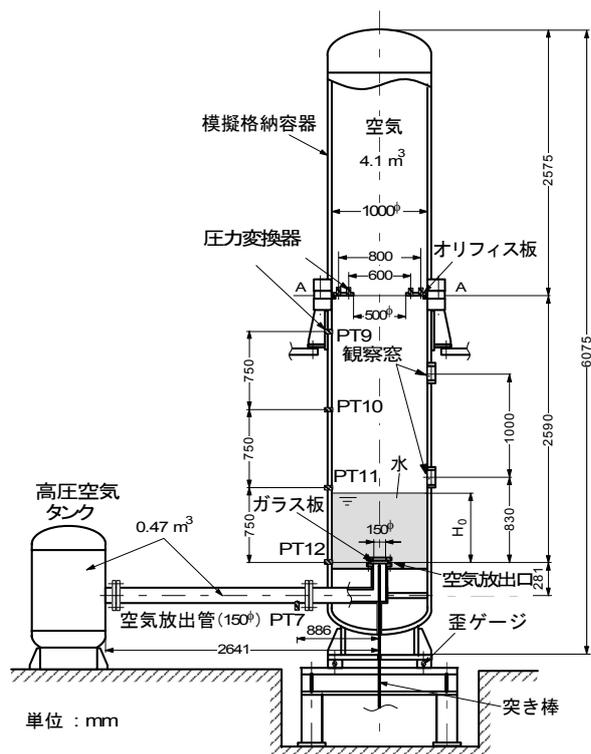


図-1 大型容器水撃実験装置

いて報告する。

2. 大気泡成長に伴う水撃力²¹⁾⁻²⁴⁾

2. 1 水撃実験

2. 1. 1. 実験装置

本水撃実験では、模擬格納容器内径が 1.0m と 0.428m の 2 種類の圧力容器を用いた。ここでは、それぞれ大型容器、小型容器と呼ぶことにする。小型容器は、水塊運動に及ぼす容器のスケール効果を明らかにすること、及び容器の一部をアクリル管と交換することにより単一気泡の成長と水塊運動の様子を詳しく観察することを目的として製作した。

(1) 大型容器

図-1 に、大型容器装置を示す。模擬格納容器は、内径 1.0m、高さ 6m の円筒形容器で、下部に所定の水位まで水が張れるようになっている。高圧空気タンクには最大 2.0MPa までの空気を蓄えることができるが、蓄えられた空気は空気放出管を通じプール水下部の空気放出口から水中に放出されるようになっている。蓄えられる空気量は、空気放出管容量を含め 0.47m³ で、熔融炉心物の潜熱と比熱がそれぞれ 323kJ/kg、0.526kJ/(kg·K) とすると、0.47 m³ (2.0MPa) の空気量は約 11kg の熔融炉心物の持つ

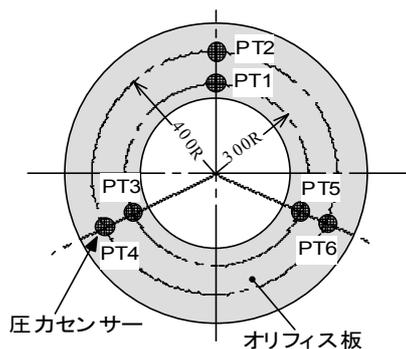


図-2 オリフィス板圧力センサー

熱量の蒸気発生重量に対応する。また、熔融炉心落下物が 11kg という値は、内径 1m の装置が実炉の 1/10 スケールと仮定すると、実炉だと 11ton に相当することになる。空気放出口、空気放出管の内径は共に 0.15m で、空気放出口にはガラス板がセットされている。このガラス板を下方から突き棒によって割ることにより、瞬時に高圧空気をプール水中に放出するようになっている。プール水上方空間は、空気を放出するまでは大気圧に保たれている。

容器には水塊運動を容器外から観察するための円形ガラス観察窓 (内径 9cm) が 2 つ取り付けられている。容器内には、空気放出口から高さ 2.59m の位置に格納容器内構造物を模擬する開口部径 0.5m のオリフィス板が取り付けられている。オリフィス板には図-2 に示したように模擬構造物への水撃圧を計測するために 6 個の圧力センサー (PT1~6) が、容器内壁には空気放出口レベルから 75cm おきに 4 個の圧力センサー (PT9~12) が、また空気放出管内には 1 個の圧力センサー (PT7) が取り付けられている。また、容器全体に作用する荷重を計測するために容器据付部の 8 本の支柱には、1 本ずつおきに歪ゲージが 4 箇所貼られている。これらの信号は、増幅器、A/D 変換器を介し、50μs のサンプリングタイムでパーソナルコンピュータに取り込まれる。計測開始のトリガーは、空気放出口レベルに取り付けた PT12 の圧力信号がほんのわずか上昇した時とした。水塊運動の様子は、容器外から観察窓を通し高速カメラ (250~2000FPS) で撮影し、その映像から水面の上昇速度や単一気泡が水面から吹き抜けるまでにどのくらいコヒーレント性を伴って上昇するかが決定された。

(2) 小型容器

図-3 に、小型容器装置を示す。本装置は、容器内径が 0.428m で、高圧空気タンクを空気放出口直下に据え付けた点と、円形ガラス観察窓を縦長長方形の観察窓 (視き幅 5cm) に変更した点を除き、空気放出口径と容器内径の比も一定 (0.15) とした大型容器の 428/1000 スケールモデルとなっている。

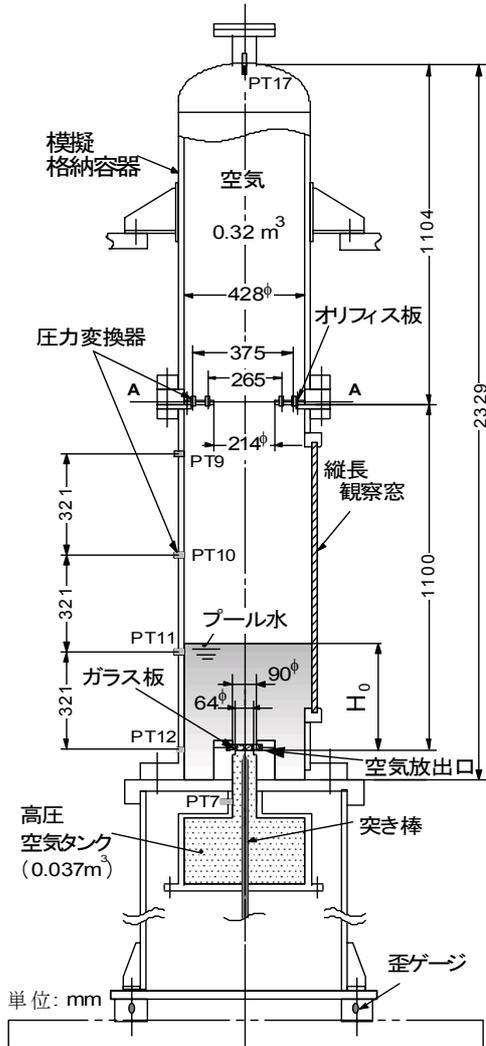


図-3 小型容器水撃実験装置

また、容器内頂上部に新たに圧力センサーPT17を1個追加している。気泡成長観察実験は、本装置のオリフィス板を取り除き、オリフィス板下部の容器部をアクリル管（内径 0.428m）と交換することにより実施した。

2. 1. 2. 実験条件

実験パラメータは、放出空気初期圧力 P_0 と空気放出口レベルからのプール水初期水位 H_0 の2つとした。大型、小型容器に対する初期水位の設定は、空気放出口から気泡が同一形状で成長するなら、気泡が水面から吹き抜ける際の相対水位は容器スケールに依存せず、初期水位 H_0 と容器内径 D のアスペクト比で決まると考え、無次元初期水位 $H_0^* = H_0/D$ をパラメータとした。

放出空気初期圧力 P_0 : 0.5、1.0、2.0 MPa

無次元初期水位 H_0^* : 0.6、0.8、1.0、1.2、1.4

実験装置の構造設計は、水塊がコヒーレント性を伴

って上昇し、直接オリフィス板に衝突した場合には、その水撃力にとうてい耐えられない設計となっているので、本実験範囲は、水面がある位置まで上昇した後、オリフィス板位置より下方で気泡が水面から吹き抜ける範囲に設定されている。水撃実験は、発生水撃力が小さいと予想される低圧力、低水位から順次実施していき、空気吹き抜け後の水塊群によって実験装置の一部が変形あるいは破損されるまで実施した。ちなみに、大型・小型容器とも $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0^*=1.2$ の条件でオリフィス板の変形、あるいはその計測部の破損が生じている。小型容器に対しては、計測部が破損する直前の $H_0^*=0.9$ 、1.1 の条件や、より低圧空気の水塊運動への影響を調べるために $P_0=0.5\text{MPa}$ 未満の条件も実施した。

2. 2. 実験結果と考察

2. 2. 1. 気泡成長と水塊挙動観察

小型容器の一部をアクリル管とし、単一気泡の成長と水塊運動の様子を高速度カメラで撮影した結果（500FPS）を、図-4に示す。実験条件は $P_0=0.5\text{MPa}$ 、 $H_0^*=0.6$ である。高圧空気放出開始時刻が 0ms に対応している。単一気泡は、横幅が容器壁面近くには到達するまでは縦横方向にほぼ半楕円体状に成長するが、それ以降は急に上方向に成長し始める。水面は、気泡成長と共に水平を保ったままコヒーレント性を伴ってピストン状に押し上げられるのが分かるが、気泡の先端が水面近くに達すると、水面の中央部が気泡の成長と共に直円錐状に持ち上がり、20ms 後に気泡が水面から吹き抜け始めているのが分かる。吹き抜け後の上昇水塊群は、蒸気のように白く細くなっているのが確認できる。この水面中央部が持ち上がる現象は、小型容器のみで見られ、大型容器の場合は、気泡が水面から吹き抜けるまで水面は水平を保ったまま押し上げられる。小型容器特有のこの現象は、容器内径が小さくなったことによる粘性の増大に起因するものと考えられる。従来の垂直管における単一気泡の研究で報告²⁵⁾されているように、粘性の増大は、単一気泡先端より下方に位置する水の落下量（図-4の16msを参照）を増大させ、大気泡先端をよりくさび状に尖らせていく。気泡境界面は、図に見る通り、小さな凹凸を持っており、界面での擾乱波の発生を伺わせている。このことは、気液二相界面全体（長波長）の不安定を論じる従来の Rayleigh-Taylor などの安定性理論では、本実験のような擾乱波を含む気泡界面の不安定性は評価できないことを示唆している。

図-5は、 $P_0=1.0\text{MPa}$ 、 $H_0^*=0.8$ の条件で撮影した気泡成長の様子を4ms毎に示したものである。高圧空気はガラス板を割ることによって瞬時にプール

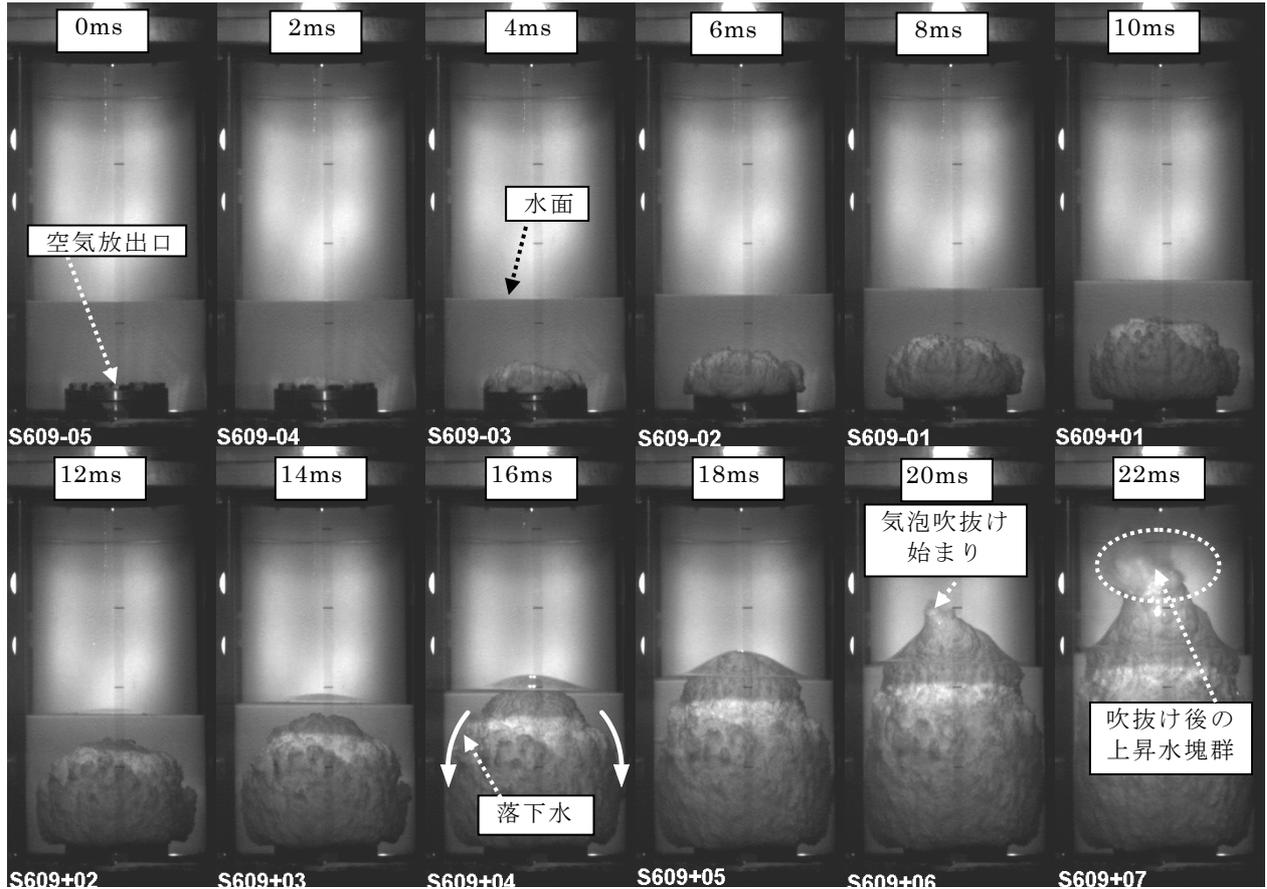


図-4 高速度撮影による気泡の成長と水塊挙動の様子 ($P_0=0.5\text{MPa}$ 、 $H_0^*=0.6$)

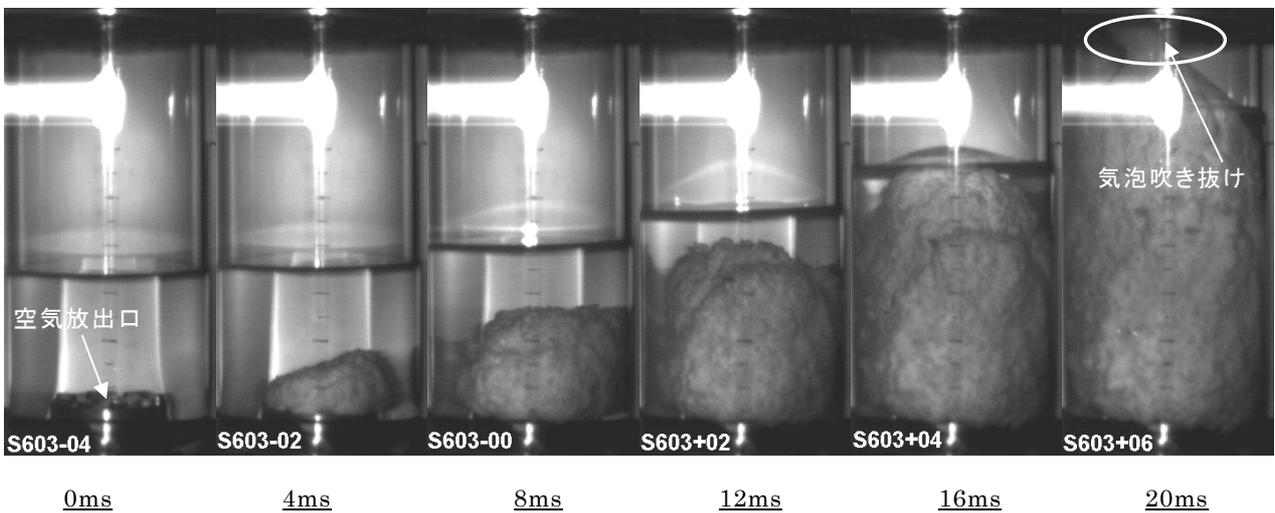


図-5 高速度撮影による気泡の成長と水塊挙動の様子 ($P_0=1.0\text{MPa}$ 、 $H_0^*=0.8$)

水中に放出されるが、ガラスの割れ方は毎回全く同一でなく、気泡の成長の形も、図に見るように完全に軸対称になっていない。この傾向は P_0 が大きくなるほど強くなるが、図-4 と比べても分かるように、 P_0 が大きくなるほど気泡成長速度は明らかに大きくなっている。

図-6 は、図-5 の気泡映像から算出した気泡の体積変化 (□) と、初期の水の量を一定として水面上昇変化から算出した気体成分の増加量変化 (○) を比較したものである。気泡映像から算出した体積過渡変化は、気泡形が完全に軸対称でないことや気泡表面の凹凸による過量な推定はあるが、図-4 に

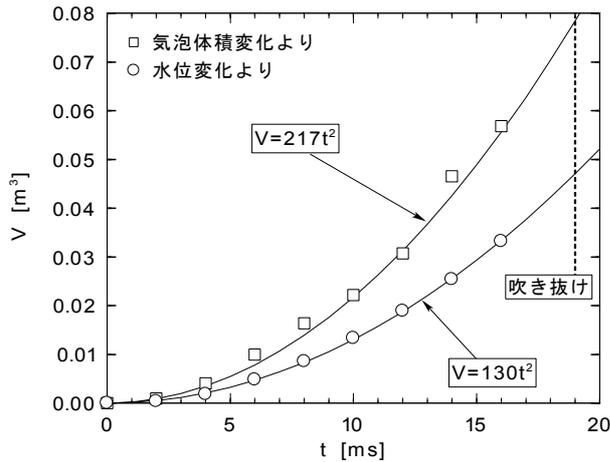


図-6 気相体積変化の比較
($P_0=1.0\text{MPa}$ 、 $H_0^*=0.8$)

示したように気泡の歪みの少ない $P_0=0.5\text{MPa}$ の結果や $P_0=2.0\text{MPa}$ の結果においても気相体積増加率 (○) の方が気泡体積から求めたものよりも小さいことを示している。このことは、気泡界面が擾乱状になっていると説明したように、□と○の差に近い量が液滴となって気泡内に取り込まれていると考えられ、実質的に押し上げられる水の量も気泡の成長と共に減少するものと考えられる。図-4、5の映像からも、見えている水の全体量が実際に減っていく様が確認できる。

2.2.2. 大型容器による水撃実験

図-7に、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0^*=1.2$ における水塊上昇の様子を観測窓から高速度カメラ (250FPS) で

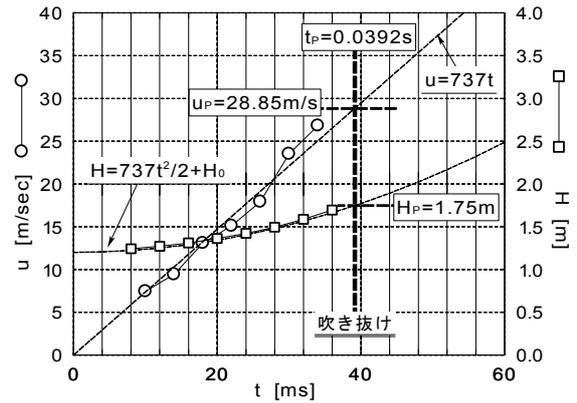


図-8 水面の位置と上昇速度変化
(図-7のケース)

撮影した結果を示す。カメラアングルは、上方から下を覗き込むようになっており、向かい側の容器内壁には水面位置を計測するための水平線マーカーが10cm おきに引かれている。容器壁に沿う水面位置は、図中見易いように鎖線で示してあるが、40ms後において気泡が水面から吹き抜け始めるまでは水平を保ったまま上方に押し上げられていくのが分かる。

図-8には、図-7の実験ケースにおける水面位置 H の過渡変化を□、上昇速度 u の過渡変化を○で示した。図に見るように、水面の上昇速度 u は、ほぼ直線上に乗っており、気泡成長による水面上昇がほぼ等加速度運動をしているのが分かる。本条件における水面上昇加速度 a はほぼ 737m/s^2 で、水面位置 H 、及び上昇速度 u はそれぞれ

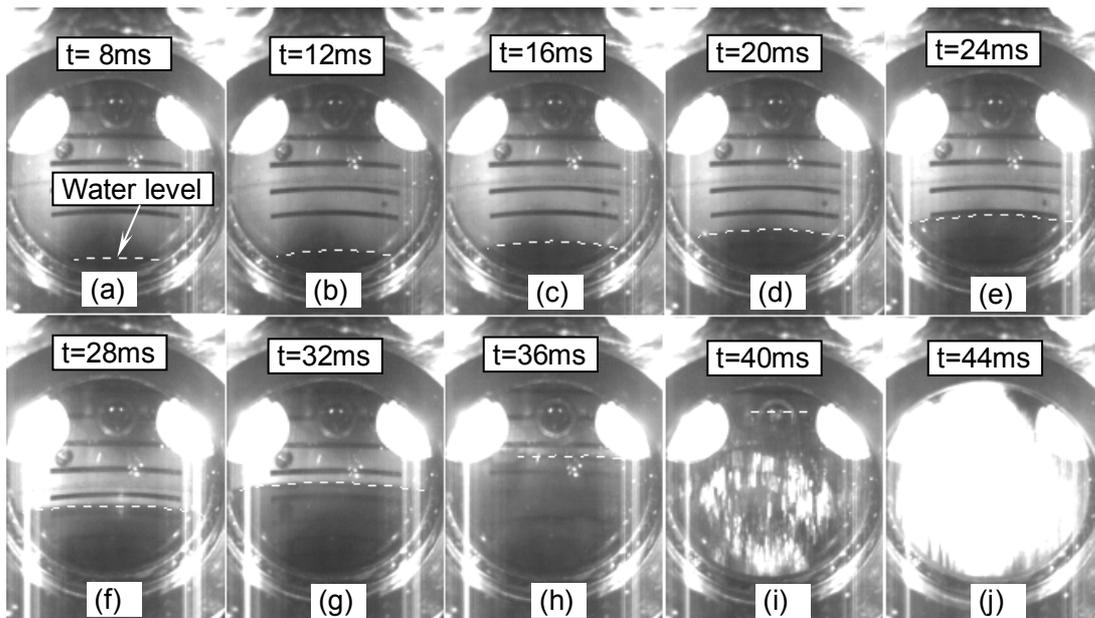


図-7 水塊上昇の様子 (大型容器、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0^*=1.2$)

$$H = \frac{a}{2}t^2 + H_0 \quad (1)$$

$$u = at \quad (2)$$

で近似することができる。本実験条件範囲では、大型容器、小型容器共に水面の上昇はほぼ等加速度運動することが分かった。容器内のプール水上方空間は密閉（初期状態：大気圧）されており、水面が上昇するほど空間は圧縮されて水塊上昇の加速を妨げる働きをするが、図-6で述べたように、実質的に押し上げられる水の量が気泡の成長と共に減少することと相まってほぼ等加速度運動になるものと考えられる。しかしながら、小型容器において P_0 が 0.3MPa 以下になると、圧縮効果が顕著になり水面上昇速度の減速が観察された。図中の縦の破線は、気泡が水面から吹き抜けた時刻を示しているが、吹き抜け時刻は図-7に示した高速度カメラの映像を基本とし、容器壁に取り付けた水面上方の圧力センサーの過渡変化も参考にして決定した。吹き抜け時の水面位置 H_p と水面上昇速度 u_p は、図-8に見るように、式(1)、(2)が吹き抜け時刻に達する点とした。本ケースでは、 $H_p=1.75\text{m}$ 、 $u_p=28.85\text{m/s}$ で、気泡が水面から吹き抜けるまでに、水塊はコヒーレント性を保ったまま加速され 0.55m も持ち上げられることが分かる。

図-9には、図-7、8の実験ケースにおける(a)オリフィス板での圧力過渡変化(PT1~6)、(b)容器壁(PT9~12)と空気放出管内(PT7)での圧力過渡変化、及び(c)容器据付部の歪ゲージで計測された容器全体にかかる総荷重の過渡変化を示した。図中、縦の破線が気泡が水面から吹き抜けた時刻を示している。図-9-(a)には、時間スケールを拡大したものをさらにその中に示してある。本実験条件($P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0^*=1.2$)は、大型容器において最も大きな水撃が生じたケースで、図に見るように、気泡が吹き抜けてから約25ms後に水塊群がオリフィス板に衝突し、その時の水撃圧は P_0 の約5倍の10MPa強にも達しているが、最大設定計測範囲10MPaを越えたため、PT3の圧力ピークはカットされ、その後の圧力信号も破損のために正しい応答を示していない。6つの圧力過渡変化を見ると、水撃のピーク値とその到達時刻はバラバラであり、水塊はかなり砕けた状態でオリフィス板に衝突していることが分かる。よって、水塊群による水撃力を定量的に評価することは難しいが、スケール拡大図中に示した6個の圧力平均値(点線)の圧力ピーク値は、約4.0MPaとなり、概算ではあるがオリフィス面積をかけると、おおよそ2,230kNの荷重が作用していることが推定される。本実験ケースにおける気泡吹き抜け時の水塊上昇速度 u_p は、図-8に示したように28.85m/sであるが、この吹き抜け位置に構

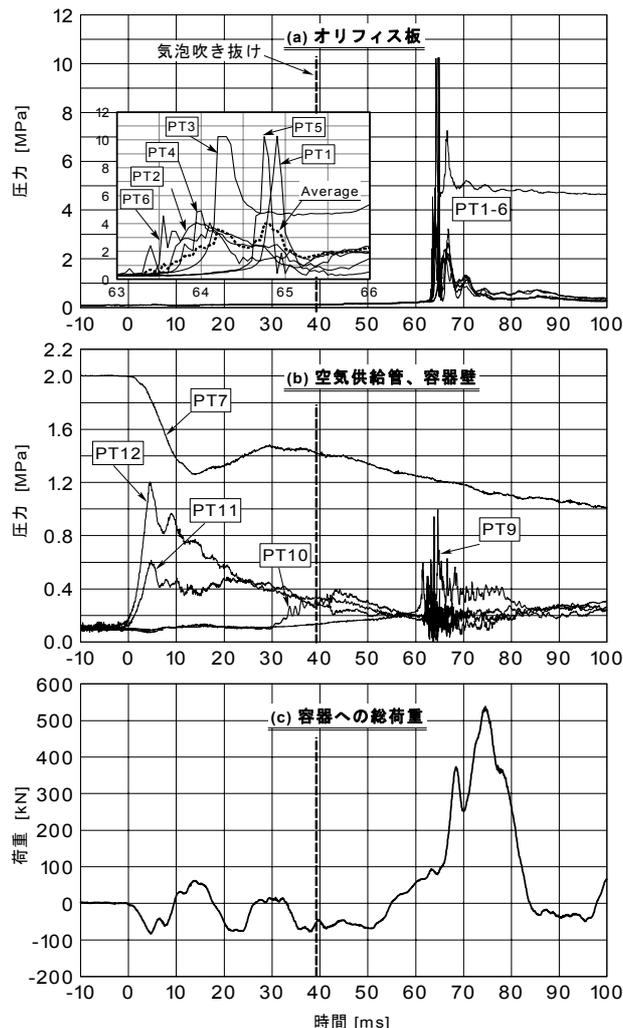


図-9 各計測データの過渡変化
(図-7のケース)

造物があったとし、構造物に作用する水撃圧 P_{WH} を、管内に適用される水撃式；

$$P_{WH} = \rho c u_p \quad (3)$$

で見積もると、約40MPaとなる。ここで、 ρ は水の密度(998.3kg/m³)、 c は水中の音速(1,438m/s)を示すが、オリフィス板で計測された最大水撃圧は10MPa強であり、 P_{WH} の約25%に当たる。この水撃圧の低下は、吹き抜け後の水塊の上昇速度減少もあるが、吹き抜け後の水塊には細かな気泡が混入しており、水塊中の音速が実際にはかなり小さくなっていることと、水で満たされている管内水撃の場合と異なり、水塊は小塊に分散しているため水平方向のつぶれと水撃継続時間の短さのために小さくなるものと考えられる。気泡吹き抜け位置からオリフィス板までの距離は0.84mであるが、このように吹き抜け後の上昇水塊群による水撃もかなり大きくなるので、格納容器内に機器を配置するには、見かけ水

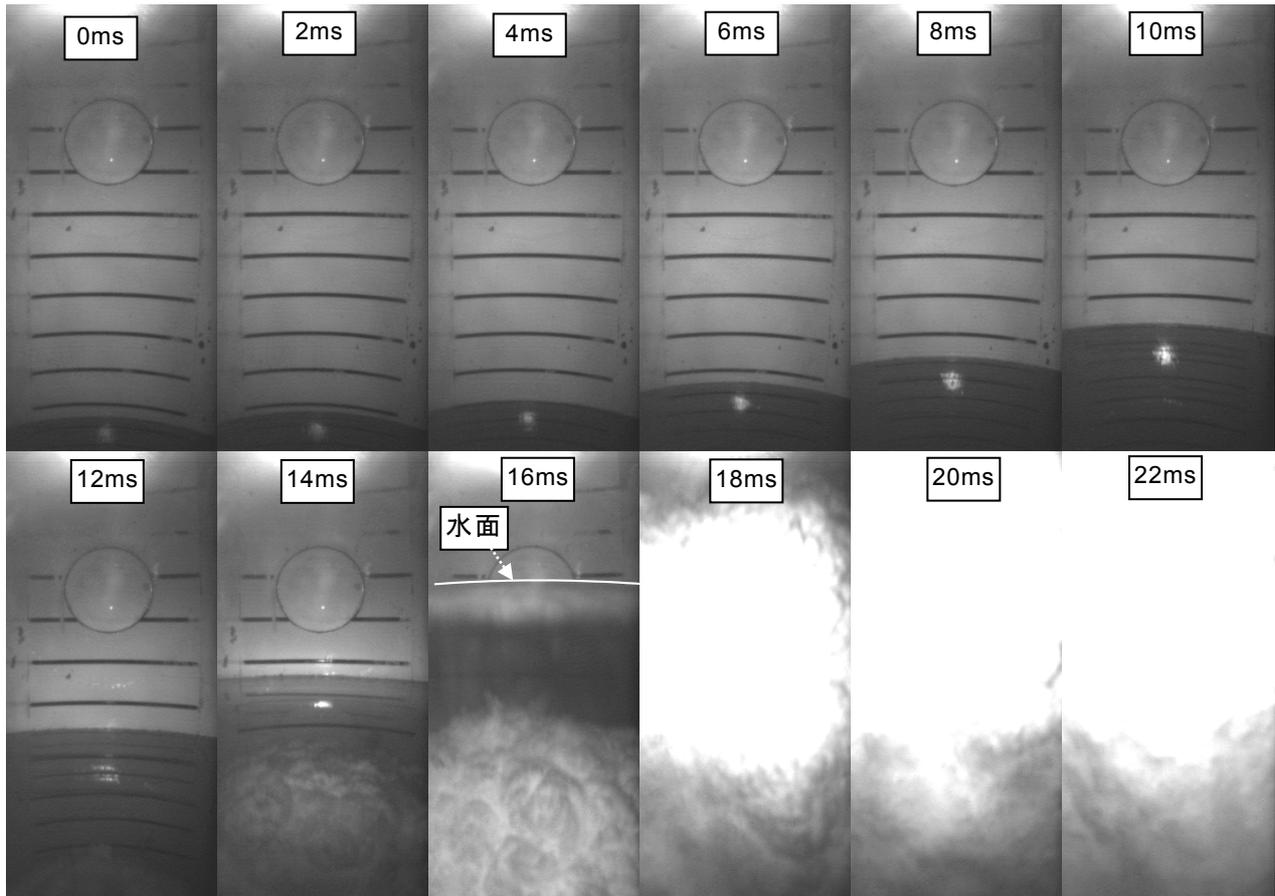


図-10 水塊上昇の様子 (小型容器、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $Ho^*=1.2$)

塊密度 ($\rho_s = P_{WH}/(c u_P)$) と水塊群上昇速度 ($u = (u_P^2 - 2g\Delta H_s)^{0.5}$, ΔH_s : 吹き抜け後の上昇距離) を用いて水塊群の水撃圧を $P = P_{WH} \cdot (\rho_s/\rho) \cdot (u/u_P)$ から見積もる等、十分注意を払う必要がある。図-9-(b)を見ると、空気放出管内圧力 (PT7) は、空気放出後の圧力波の影響は見られるものの、 2.0MPa から急速に下降していき、 400ms ぐらいで整定する。PT11 と 12 は、空気放出前には水中に浸かっており、空気放出後の水中圧力波による圧力上昇が見られる。PT12 は、空気放出口と同じ水平レベルに設置されているが、本ケースでは計測された最大衝撃圧は P_0 に対し 60% 程度となっている。PT10 は、初め水面より上方に位置しているが、約 30ms 後には上昇する水面がセンサー位置に達し、圧力が上昇し始めているのが分かる。PT9 はオリフィス板直下に位置しているが、本ケースの気泡吹き抜け位置は PT9 と PT10 の間であり、オリフィス板の圧力センサーとほぼ同期して吹き抜け後の水塊群による水撃を感知している。図-9-(c)を見ると、初期には空気放出による反動の振動荷重が見られるが、水塊群がオリフィス板に衝突後、約 10ms 遅れで最大約 540kN の水撃による荷重が容器全体に作用している。この総

荷重は、オリフィス板への平均水撃圧から推定される荷重 $2,230\text{kN}$ の約 25% であるが、これはオリフィス板が変形するなど容器の弾性によって緩和されたためと考えられる。実際の構造物への影響を考えるには、荷重を時間積分した力積値で評価する方が妥当と思われるが、若干重畳している初期の空気放出による容器の上下振動成分を差し引いた力積値は、本ケースの場合おおよそ $6\text{kN}\cdot\text{s}$ となる。

2.2.3. 小型容器による水撃実験

図-10 に、一例として $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $Ho^*=1.2$ の条件 (小型容器の中で最大の水撃を生じたケース) において、高速度カメラ (500FPS) で撮影した水塊上昇の様子を示す。観察窓に対向する容器内壁には、水面位置を計測するためのマーカー線が 5cm おきに引かれている。0~ 14ms は、水面の上方空間から水塊の上昇を捉えたもので、気泡の成長によって水塊が加速され、押し上げられる様子が捉えられている。16ms 後の映像は、手前の水面が観察窓まで達しているもので水中を通して成長する単一気泡が写し出されている。18ms 以降は、水面が映像よりも上に移動しているものであるが、気泡の水面から

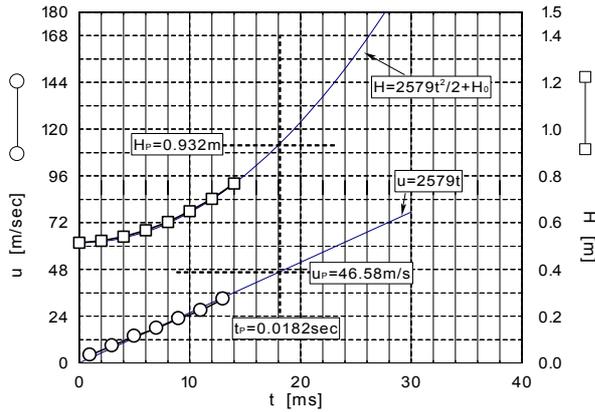


図-1 11 水面の位置と上昇速度変化 (図-1 0 のケース)

の吹き抜け時刻 t_P は、本映像から $16\text{ms} < t_P < 20\text{ms}$ と判断し、容器内壁に設置した圧力センサー PT9～12 と PT17 (容器頂点) の過渡変化から決定した。

図-1 11 は、図-1 0 の映像から求めた水面位置 H とその上昇速度 u の過渡変化を時間に対しプロットしたものである。水面上昇の加速度は、 $2,579\text{m/s}^2$ で、気泡吹き抜け時の水面高さ H_P と水面上昇速度 u_P は、それぞれ 0.932m 、 46.6m/s となっている。

図-1 2 は、その時に計測された各センサーの過渡変化を示したものである。図-1 2-(a) は、オリフィス板における圧力で図中にはさらに時間スケール拡大図が表示されている。吹き抜け後の水塊群による PT2 の最大圧力ピーク値は、 18MPa 弱で、6 個の圧力センサーの平均値 (点線) の圧力ピーク値は約 6MPa となっている。図-1 2-(b) の容器内壁及び空気放出管内に設置した 6 個の圧力センサーの応答を見ると、放出口と同じレベルの PT12 は、放出空気初期圧とほぼ同じ程度の約 2.0MPa の水中衝撃波を感知している。図-1 2-(c) の歪ゲージによる総荷重応答は、 25ms 近傍で水塊群のオリフィス板衝突による最大荷重 50kN を感知しているが、初期の空気放出による反動荷重がかなり大きいために、水撃荷重のみを抽出し定量的に評価するのは困難となっている。

2. 2. 4. 容器のスケール効果と水撃力の評価

図-1 3 には、全水撃データの気泡が水面から吹き抜けるまでの無次元水面上昇距離 $\Delta H_P^* = (H_P - H_0)/D$ を初期水位 $H_0^* = H_0/D$ に対して示した。図中、○、△、□の各記号が大型容器における空気初期圧 $P_0 = 0.5, 1.0, 2.0\text{MPa}$ に、+、×、☆が小型容器における各初期圧にそれぞれ対応している。全体的に見ると、低水位では ΔH_P^* は小さく、水位が高くなるほど ΔH_P^* は大きくなるが、高水位になると ΔH_P^* は逆に減少し、 $H_0^* = 1.0 \sim 1.2$ 近傍でピーク

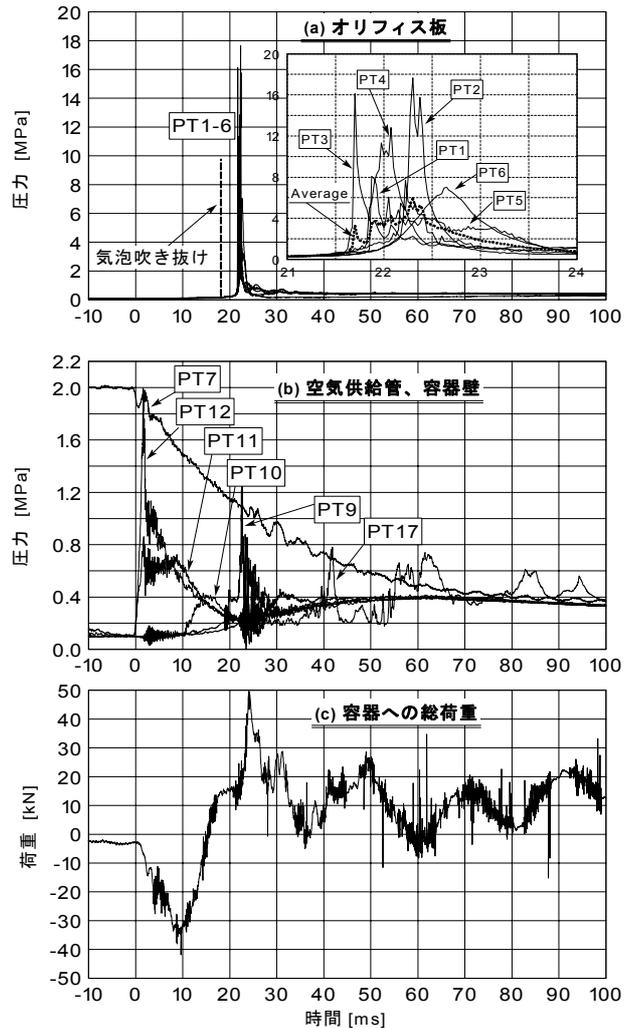


図-1 2 各計測データの過渡変化 (図-1 0 のケース)

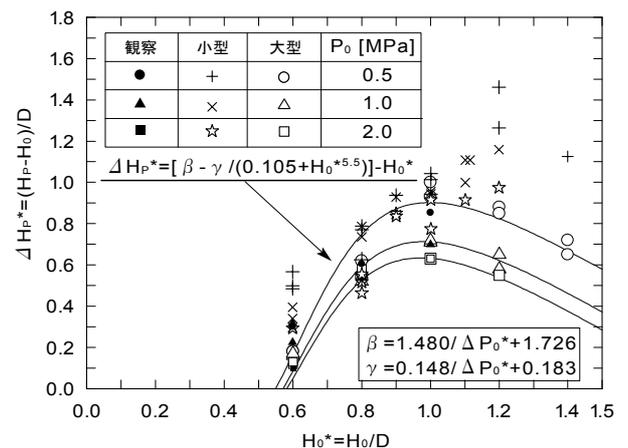


図-1 3 全水撃データの水面上昇高さ

を持つことが分かる。これは、水位が高くなると水の質量が増大するために逆に持ち上がりにくくなり、 ΔH_P^* も減少するものと考えられる。大型容器では、

ΔH_P^* は $H_0^* = 1.0$ 近傍にピークを持ち、 $P_0 = 2.0 \sim 0.5\text{MPa}$ に対し、約 $0.6 \sim 1.0\text{m}$ もコヒーレント性を伴ったまま水塊が押し上げられることが分かる。また、 P_0 の影響を見ると、 P_0 が小さいほど ΔH_P^* は若干大きくなるが、この傾向は高水位ほど顕著となっている。これは、低水位では空気が水面から短い時間で吹き抜けるため ΔH_P^* は小さくなり、 P_0 にもあまり依存しないのに対し、高水位では吹き抜けまでの時間が長くなるために P_0 に依存しやすくなるものと考えられる。

大型容器と小型容器を比較すると、一般的に小型容器の方が ΔH_P^* は大きく、かつその傾向は高水位ほど顕著であることが分かる。しかしこの違いは、図-4で示したように、小型容器では水面中央部が持ち上がってから吹き抜けが生じるため、気泡が吹き抜けるまでの水面上昇距離は、アスペクト比で比較すると大型容器よりも全般的に大きくなるものと考えられる。図中に、点数は少ないが小型容器による気泡観察画像から、気泡先端がほぼ水面に達した時点における水面上昇距離を●、▲、■(観察)で示したが、小型容器における水面中央部が持ち上がる現象を無視すると、大型容器のデータとほぼ一致するようになる。よって、水面がほぼ水平を保ったまま押し上げられる範囲を水塊がコヒーレント性を伴ったまま上昇する距離 ΔH_P^* とみなすと、大型、小型容器共に ΔH_P^* は、次の実験相関式(図中の3つの実線)で表すことができる。

$$\Delta H_P^* = \beta - \frac{Y}{0.105 + H_0^{*5.5}} - H_0^* \quad \cap \quad \Delta H_P^* > 0 \quad (4)$$

$$\beta = \frac{1.480}{\Delta P_0^*} + 1.726 \quad (5)$$

$$Y = \frac{0.148}{\Delta P_0^*} + 0.183 \quad (6)$$

$$\Delta P_0^* = \frac{P_0 - P_{amb}}{P_{amb}} \quad (7)$$

ここで、 P_{amb} は大気圧を表す。

水塊は、 $(P_0 - P_{amb} - \rho g H_0)$ の加速力を得て等加速度運動するものと考えられるが、 P_0 については、図-1、3に示したように大型容器と小型容器では空気放出管の長さが大きく異なり、空気の供給には遅れの違いがあると考えられる。よってここでは、空気放出口と同じ水平位置に取り付けた圧力センサーPT12の過渡変化最大値 P_{I2MAX} を P_0 の代表値と考える事にしたが、両容器とも P_{I2MAX}/P_0 の値にはかなりのバラツキがあるので、両容器のバラツキの平均値を取り、次の $P_{0,m}$ を P_0 の代表値とした。

$$\text{大型容器: } P_{0,m} = 0.616P_0 \quad (8)$$

$$\text{小型容器: } P_{0,m} = 0.938P_0 \quad (9)$$

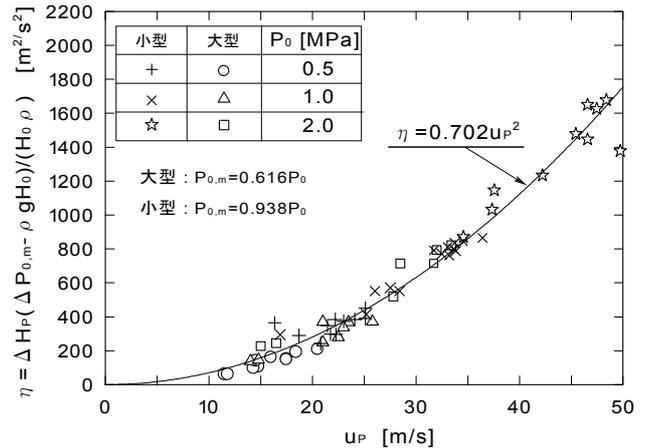


図-14 大型容器・小型容器における水塊運動の比較

式(8)、(9)を用いると、水塊の等加速度運動式は次式で表せる。

$$\eta = \frac{(\Delta P_{0,m} - \rho g H_0) \Delta H_P}{H_0 \rho} \propto u_P^2 \quad (10)$$

$$\Delta P_{0,m} = P_{0,m} - P_{amb} \quad (11)$$

$$\Delta H_P = H_P - H_0 \quad (12)$$

ここで、 g は重力加速度である。図-14に、大型、小型容器における η と u_P の関係を示した。図中、○、△、□が大型、+、x、☆が小型容器のデータを表しており、大型、小型容器における u_P は、それぞれ約 $10 \sim 35\text{m/s}$ 、 $20 \sim 50\text{m/s}$ となっている。図中の曲線は、 η の実験相関式で、次式で表せる。

$$\eta = 0.702u_P^2 \quad (13)$$

式(13)は、 $\Delta H_P = a t^2/2$ 、 $u_P = a t$ を用いれば次式に変形できる。

$$a = 0.712 \frac{(\Delta P_{0,m} - \rho g H_0)}{H_0 \rho} \quad (14)$$

水塊の上昇速度は、空気吹き抜け時に最大となるので、管内における水撃式(3)を適用すると、仮に吹き抜け位置に構造物があったとするなら、 $P_{WH} = \rho c u_P$ の水撃圧が構造物に作用することになる。図-15に、大型容器に対し式(13)の実験相関式から求めた u_P による P_{WH} (実線、 $P_0 = 0.5 \sim 10.0\text{MPa}$)と、計測された u_P による P_{WH} (各記号)を H_0^* に対して示した。図の右縦軸には、 $\rho = 1,000\text{kg/m}^3$ 、 $c = 1,500\text{m/s}$ を用いた $u_P = P_{WH}/(\rho c)$ の概略値も表示してある。実験データによる P_{WH} のピークは、 P_0 が大きくなるほど若干低水位側に移行する傾向が見られるが、ほぼ $H_0^* = 0.8 \sim 1.0$ の範囲に最大水撃圧値を持つ。 $P_0 = 2.0\text{MPa}$ では、 $H_0^* = 0.8$ 近傍において約 50MPa 弱の最大水撃圧が構造物に作用することを示している。また図中の式(13)による $P_0 = 5.0$ 、

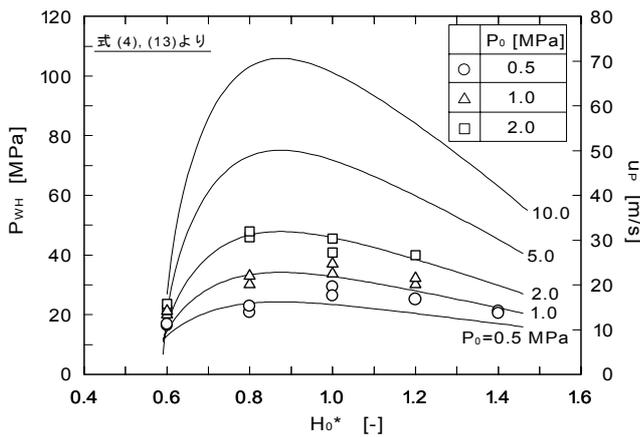


図-15 水撃圧の評価と実験データとの比較 (大型容器)

10.0MPa の P_{WH} 曲線を見ると、最大水撃圧 $P_{WH,MAX}$ は、 P_0 が大きくなるほどほぼ ΔP_0 の 0.5 乗に比例 ($P_{WH,MAX} \approx 32.8 \Delta P_0^{0.5}$, 単位: MPa) して大きくなることを示している。

格納容器内に機器を配置する場合には、水塊がコヒーレント性を伴ったまま押し上げられる範囲外に機器を配置することにより、大幅に水撃を軽減することができる。図-16は、式(4)を用い、水塊がコヒーレント性を伴ったまま押し上げられる範囲(斜線)を H_0^* に対し示したものである。図中の直線が無次元で示した初期の水面位置 $H^* = H_0^*$ を、5つの各曲線が式(4)による $P_0 = 0.5 \sim 10.0$ MPa に対する無次元水塊到達位置 $H^* = H_P^*$ を表しているが、吹き抜け後の水塊群による要注意範囲として、定性的ではあるが灰色の領域が付加されている。図に見るように、 P_0 が大きくなると水塊が押し上げられる範囲はほとんど圧力に依存しなくなるのが分かる。よって、10.0MPa 以上の気体が発生したとしても、所定の H_0^* に対しほぼ 10.0MPa 条件に対する水塊到達範囲外に機器を配置することにより、コヒーレント性を伴った水撃が直接構造物に作用するのを避けることができると考えられる。

3. 水塊運動及び水撃力の数値解析^{26), 27)}

通常、原子炉プラントの設置に当たっては、認可を受けるため設計段階において想定される通常の運転状態や事故シナリオに対し、数値解析コードによる安全性評価を行い、プラントの安全性を事前に評価しておく必要がある。一般的に、熱水力関連の安全性評価で使用される既存の汎用解析コードには、過去の基礎実験で得られた二相(成分)流の過渡変化に関する詳細な情報、例えばボイド率や流動様式に

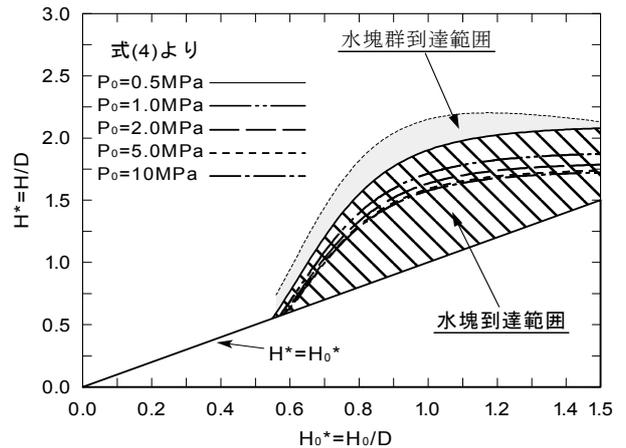


図-16 水塊がコヒーレント性を保ったまま上昇する範囲

対する界面摩擦力などの評価が構成式などの形で反映されており、現象に対する解析結果を特徴づけている。本報告では、気泡成長に伴う水塊運動による水撃現象に対する既存の解析コードの適用性を評価することにより、水撃力に対する安全性を評価するツールとして必要十分であるか、新たな要素を盛り込む必要があるかを検証する。

3.1. 既存汎用数値解析コードの選定

本研究では、現象を適切に評価できる解析コードを検討した結果、RELAP5-3Dを選出し、これを使って主に大型容器での実験との比較解析を行った。本解析で使用するコードの選出条件は、以下の4つとした。

- ① 原子力の熱水力的挙動の解析で広く使われており信頼性が高い。
- ② 多次元での二相(成分)流解析を行うことができる。
- ③ 各流体が独立して扱えるモデルが使われている。
- ④ 重力加速度の約100倍という高加速度運動下でも安定した計算が保てる。

①に関しては、RELAP5-3Dの基となったRELAP5シリーズは軽水炉の代表的な安全解析コードとして良く知られているところである。②に関しては、コードを選定する段階で予備としていくつかのコードで次元解析を試みたところ、定性的に現象は模擬できたものの水撃荷重が過大に評価される結果²⁸⁾となった。これは次元解析では実験で観測された空気流の水面からの吹き抜けが模擬できないことを示しており、解析の精度を上げるためには、少なくとも成長気泡の水平方向、つまり容器の断面方向の流れも考慮する必要があることから来ている。③に

関しては、初期は気液が分離した状態になっているが、高压空気放出後は気液が混在する領域も生じることから、容器内のすべての状態を扱うためには二流体モデルを使うのが妥当である。④については、大型容器の実験においては $P_0=2.0\text{MPa}$ の場合、放出開始後約 0.03sec で水塊の速度は約 30m/s にも達する。これより平均加速度は $1,000\text{m/s}^2$ となり、これほどの高加速度運動を解析するには概ね計算が不安定になるため、これに対応できる措置をコードに施している必要がある。

予備解析を通して上記の条件を満たすものを探した結果、INEEL (アイダホ国立工学環境研究所) からリリースされている RELAP5-3D^{29)・32)} を使用することとした。

3.2. RELAP5-3D コード

解析コード RELAP5-3D は原子力プラントの過渡変化を解析するため、実に多種多様な要素を考慮している。そのため、ここでは流体解析に関する基礎事項と本現象に関する項目に絞り、本コードの説明を行う。なお当コード (平成16年4月1日現在 ver.2.2 が最新版) の主要マニュアルは PDF ファイルの形で INEEL の公式ホームページにおいて公開されている³³⁾。

当コード及びその前身である RELAP5/MOD2 と同 MOD3 では気相 (蒸気) と液相 (水) の挙動をそれぞれ直接解析する二流体モデルを採用している。このとき気相は空気などの非凝縮性ガスが混入されている状態で扱われる一方で、液相では非常時に中性子を吸収し反応を制御するボロン (ヨウ素) の溶解が考慮されている。コードで直接計算されるのは圧力 (P)、気相の体積当たりの存在割合を示すボイド率 (α_g)、気相と液相の内部エネルギー (U_g 、 U_l) 及び速度 (v_g 、 v_l)、非凝縮性ガスのクオリティ (X)、ボロン密度の計8つであり、各相の密度 (ρ_g 、 ρ_l) や温度は状態式などにより算定される。

RELAP5 シリーズは原子力プラントの配管系での過渡変化を解析することを目的としたため、当コードの直前の版である RELAP5/MOD3 までは配管に沿った一次元 (x 、 t) での解析を主眼においていた。そこで、まずは一次元の基礎方程式を以下に示す。添字 g は気相を、 l は液相をそれぞれ示しており、 A は流れの断面積である。

・質量保存則 (連続の式)

気相 (非凝縮性ガス含む) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_g \rho_g v_g A) = \Gamma_g \quad (15)$$

液相 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_l \rho_l v_l A) = \Gamma_l \quad (16)$$

非凝縮性ガス :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_f X) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_f \rho_f X v_f A) = 0 \quad (17)$$

このときボイド率と液相の存在割合 α_l との関係は

$$\alpha_g + \alpha_f = 1 \quad (18)$$

また Γ は相変化により界面を介した質量流束で式 (15) と (16) より以下の相関が成立する。

$$\Gamma_g + \Gamma_l = 0 \quad (19)$$

・運動量保存則

気相 (非凝縮性ガス含む) :

$$\begin{aligned} & \alpha_g \rho_g v_g A \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha_g \rho_g v_g A \frac{\partial}{\partial x}(v_g^2) \\ &= -\alpha_g A \frac{\partial P}{\partial x} + \alpha_g \rho_g B_x A \\ & - (\alpha_g \rho_g A) F_{WG}(v_g) + \Gamma_g A (v_{gi} - v_g) \\ & - (\alpha_g \rho_g A) F_{IG}(v_f - v_g) \\ & - C \alpha_g \alpha_f \rho_m \left[\frac{\partial(v_g - v_f)}{\partial t} + v_f \frac{\partial v_g}{\partial x} - v_g \frac{\partial v_f}{\partial x} \right] \end{aligned} \quad (20)$$

液相 :

$$\begin{aligned} & \alpha_l \rho_l v_l A \frac{\partial v_f}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha_l \rho_l v_l A \frac{\partial}{\partial x}(v_l^2) \\ &= -\alpha_l A \frac{\partial P}{\partial x} + \alpha_l \rho_l B_x A \\ & - (\alpha_l \rho_l A) F_{WF}(v_f) - \Gamma_g A (v_{li} - v_f) \\ & - (\alpha_l \rho_l A) F_{IF}(v_f - v_g) \\ & - C \alpha_l \alpha_g \rho_m \left[\frac{\partial(v_f - v_g)}{\partial t} + v_g \frac{\partial v_f}{\partial x} - v_f \frac{\partial v_g}{\partial x} \right] \end{aligned} \quad (21)$$

このとき式 (20)、(21) とともに右辺第1項は圧力勾配項、第2項は体積力項で B_x はその加速度 (重力の場合は重力加速度) に当たる。第3項は壁面摩擦力で F_{WG} 、 F_{WF} はその係数である。第4項は相変化により界面を介して移動した運動量で v_{gi} 、 v_{li} は相変化した質量の速度である。第5項は界面摩擦力で F_{IG} 、 F_{IF} はその係数である。[] を含む第6項は仮想質量項であり、気泡流や噴霧流など連続相内に粒子相が存在する場合、気相と液相との相対速度が変化した際に粒子が近傍の連続相を加速するために要する力を示している。これは粒子の運動からは見かけ上粒子の質量が増したような効果から、その名称が来ている。RELAP5-3D では仮想質量項の係数 C は α_g についての関数になっており気液どちらかの単相状態で最小値 0.5 、 $\alpha_g=0.5$ で最大値 2.0 をとる。また、 ρ_m は平均密度である。

$$\rho_m = \alpha_g \rho_g + (1 - \alpha_g) \rho_f \quad (22)$$

式(20)と(21)より界面を介した運動量の保存について以下の相関が成り立つ。

$$\begin{aligned} & \Gamma_g A v_{gi} - (\alpha_g \rho_g A) FIG(v_g - v_f) \\ & - C \alpha_g \alpha_f \rho_m \frac{\partial(v_g - v_f)}{\partial t} \\ & - \Gamma_g A v_{fi} - (\alpha_f \rho_f A) FIF(v_f - v_g) \\ & - C \alpha_f \alpha_g \rho_m \frac{\partial(v_f - v_g)}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

さらに界面を介した質量の移動（蒸発もしくは凝縮）に伴う間接的な運動量の移動と摩擦による直接的な運動量の移動を別々にとらえると、以下の相関が成り立つ。

$$V_{gi} = V_{fi} \equiv V_i \quad (24)$$

$$\alpha_g \rho_g FIG = \alpha_f \rho_f FIF \equiv \alpha_g \rho_g \alpha_f \rho_f FI \quad (25)$$

・エネルギー保存則
気相（非凝縮性ガス含む）

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g U_g) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_g \rho_g U_g v_g A) \\ & = -P \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} - \frac{P}{A} \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_g v_g A) \\ & + Q_{wg} + Q_{ig} - Q_{gf} \\ & + \Gamma_{ig} h_g^* + \Gamma_w h_g' + DISS_g \end{aligned} \quad (26)$$

液相：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_f \rho_f U_f) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_f \rho_f U_f v_f A) \\ & = -P \frac{\partial \alpha_f}{\partial t} - \frac{P}{A} \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_f v_f A) \\ & + Q_{wf} + Q_{if} + Q_{gf} \\ & - \Gamma_{ig} h_f^* - \Gamma_w h_f' + DISS_f \end{aligned} \quad (27)$$

このうち式(26)、(27)とも右辺第3項 Q_{wg} 、 Q_{wf} は壁面を介して伝達した熱流束、第4項 Q_{ig} 、 Q_{if} は界面を介して伝達した熱流束、第5項 Q_{gf} は非凝縮性ガスと液相との伝達熱流束である。第6項は界面を介して移動した質量のエネルギーで h_g^* 、 h_f^* は界面の飽和条件でのエンタルピーを示す。第7項は壁面における相変化に伴い移動した質量のエネルギーで h_g' 、 h_f' は壁面の飽和条件でのエンタルピーを示す。このとき質量保存則で定義された Γ_i はここでは直接界面を介した分 Γ_{ig} と壁面を介した分 Γ_w に分けられており、以下の相関が成り立つ。

$$\Gamma_g = \Gamma_{ig} + \Gamma_w \quad (28)$$

第8項 $DISS_g$ 、 $DISS_f$ は弁やタービンなどにおける

エネルギー散逸項である。

このとき式(26)と(27)より界面を介したエネルギーの保存について以下の相関が成り立つ。

$$Q_{ig} + Q_{if} + \Gamma_{ig} (h_g^* - h_f^*) + \Gamma_w (h_g' - h_f') = 0 \quad (29)$$

さらに摩擦散逸項については壁面摩擦力と関連づけてコードでは以下のように定義されている。

$$DISS_g = \alpha_g \rho_g FVG(v_g^2) \quad (30)$$

$$DISS_f = \alpha_f \rho_f FVF(v_f^2) \quad (31)$$

以上の基礎式において右辺の構成式にあたる項の内、界面摩擦と界面熱伝達、および壁面摩擦は流動様式により決められる。具体的には水平流動時、鉛直流動時、非常炉心給水(ECC)時、高混合時それぞれにおいてボイド率などの指標を基にコード内で設定された流動様式のマップにより、各構成式に必要な係数が決まる手順になっている。

基礎式の離散化について、まず圧力などのスカラー量はコントロールボリュームで、速度などのベクトル量はそのボリュームをつなぐジャンクションで定義される。従って RELAP5 シリーズの流体の挙動に関する入力モデルはボリュームとジャンクションの組み合わせから成っている。ただし使い勝手をよくするために、この二者を組み合わせた管要素（ボリュームとジャンクションを交互に直列に接続）や弁要素（ジャンクションに弁特性を付加）などがコード内で用意されている。そして、質量保存則とエネルギー保存則における速度項と運動量保存則における圧力勾配項は陰的に差分化する半陰解法を採用している。加えてクーラン条件を緩和するため速度の二乗の項目の展開を工夫した、いわゆる nearly-implicit 法も取り入れている。

RELAP5 シリーズによる多数の解析結果が蓄積するにつれて二相流解析の多次元化への要望が高まった。MOD3 まではボリュームにおけるジャンクションの分岐という形で擬似的に多次元流を取り扱っていたが、RELAP5-3D ではボリュームとジャンクションを組み合わせた多次元要素（Multi-dimensional Component）を組み込むことで、一部ではあるが最大三次元での二相流解析が可能のように改良されている。その基礎式は式(15)~(17)、(20)と(21)、(26)と(27)を三次元に拡張したものである。入力モデルでデカルト座標系(x, y, z)もしくは円筒座標系(r, θ, z)を設定することで、たとえば圧力容器内における強制対流などを解析することができる。

3.3. 解析モデル

図-17に大型容器実験装置の解析モデルを示す。

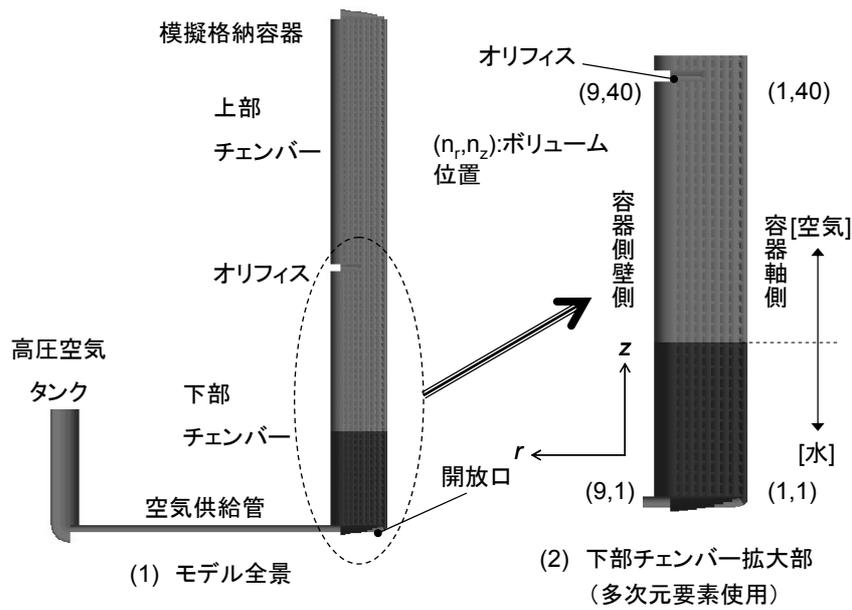


図-17 大型容器実験用モデル

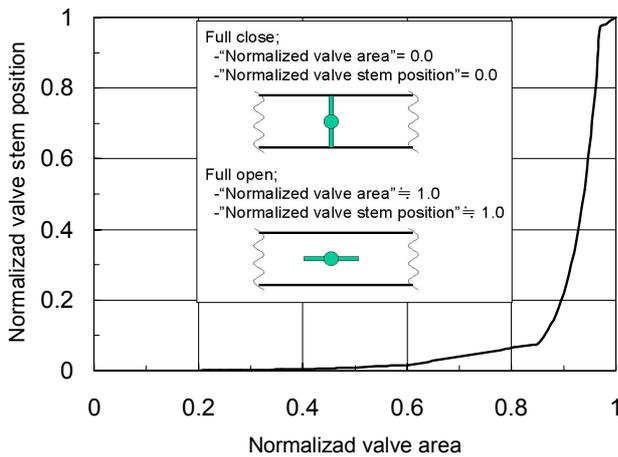


図-18 開放過程特性 (動力弁モデル)

今回は模擬格納容器をオリフィス板上下で2つに分け、それぞれ多次元要素を使って容器高さ方向と断面径方向の二次元円筒座標系でモデル化した。これは前述のとおり容器断面径方向の過渡変化を直接計算するためであるが、対象を三次元でモデル化すると解析が計算機の能力を超える可能性があることとまずは径方向の流れの影響を優先して検証する必要があったためである。各多次元要素は断面径方向9×高さ方向40の計360のボリュームをジャンクションで縦横とつなげている構造となっている。入力モデルではこの場合 θ 方向のボリューム数を1としており、分割したボリュームの形状は中心部では円筒、それより外側は θ 方向の断面が長方形のリングとなっている。さらに要素間はオリフィスにあたる複数のジャンクションにより上下でつながっている。ここではオリフィスより上の要素を上部チェンバー、

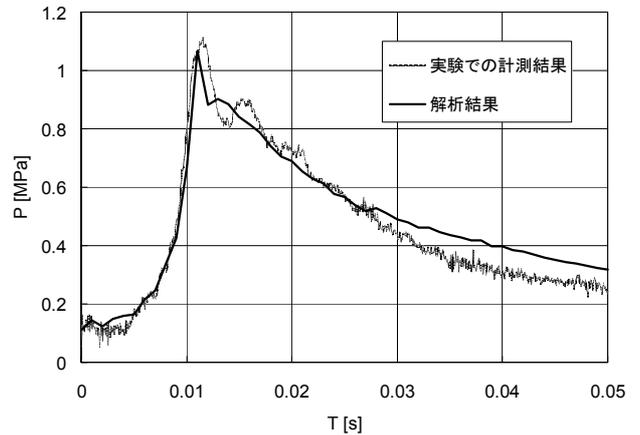


図-19 模擬格納容器側壁底部における解放直後の圧力変化 (大型容器実験、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.0\text{m}$)

下の要素を下部チェンバーと呼称する。

一方、空気タンクを含むそれ以外の部分は高压空気の流路方向の一次元でモデル化している。これは繰り返すが、二相(成分)流解析は单相流解析と比べて扱う変数が多く、また相間との相互作用も考慮するため計算が複雑になることから、計算機の能力を主対象である格納容器内の過渡変化の解析に集約させるためである。同じ理由でガラス板の破碎による放出口の開放過程は、RELAP5-3Dに組み込まれている動力弁モデルを使い、開放速度と弁特性を設定することで模擬した。その弁特性を図-18に、また本弁特性を解析モデルに導入した際の $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.0\text{m}$ における模擬格納容器の側壁底部(PT12、図-1参照)での圧力応答の比較結果を図-19にそれぞれ示す。このモデルが空気開放

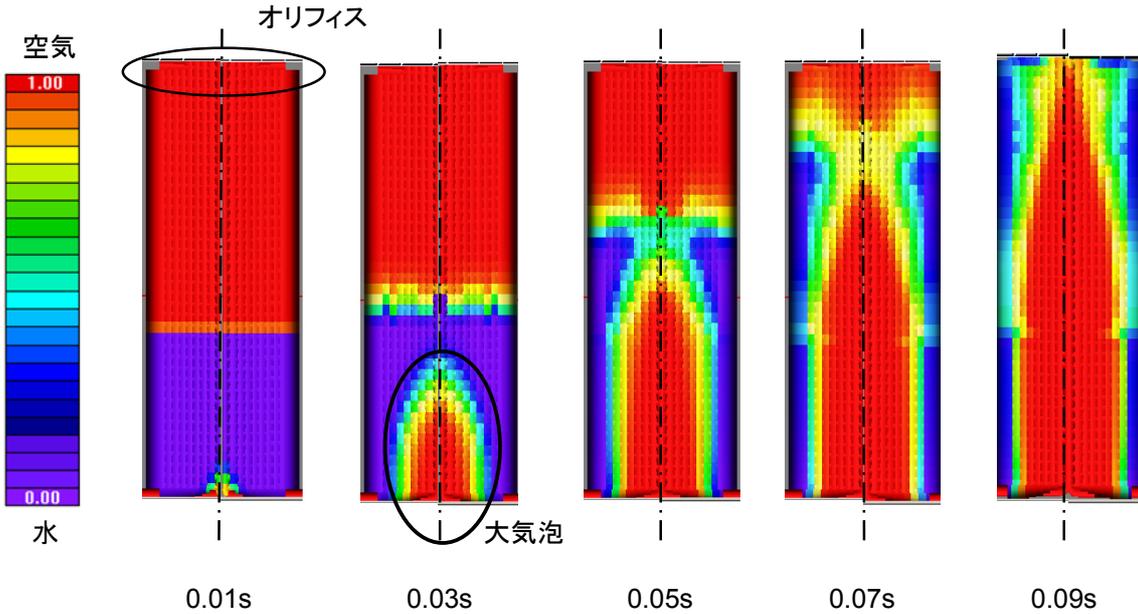


図-20 高圧空気放出後の下部チェンバーにおけるボイド率分布
(大型容器実験、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.0\text{m}$)

直後の圧力変化を妥当に模擬していることがわかる。

3.4. 解析結果と考察

図-17のモデルを使った大型容器実験との比較解析において、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.0\text{m}$ での下部チェンバーにおけるボイド率の過渡変化の時系列を図-20に示している。各時刻における実際の解析領域は軸から左半分のみとなっているが、気泡成長と気泡吹き抜けの様子が理解しやすいように画像処理により作成した鏡像と組み合わせることで全体の状態を擬似的に軸対称で表している。このとき時刻0が空気開放時刻であり、その直後の時刻0.01sではまだ大気圧下で気液が分離しており、水面、ならびに高圧空気が流入したボリューム以外でのボイド率は1(空気単成分)か0(水単成分)となっている。時刻0.03sでは軸の中心下部にある気泡が成長し、その頭頂部周囲にある水塊が加速されている。

大型容器を対象とした気泡成長観察実験は実施していないので、容器のスケール効果など厳密には多少の違いがあると思われるが、小型容器における気泡成長観察結果と相対的に比較してみると、本解析結果は気泡成長による水塊運動現象を定性的にはよく模擬しているといえる。時間が経つに従い水塊の先端が側壁側に集まり、時刻0.07sでは軸周辺にあった水はほとんど側壁に移り、水撃実験で確認された気泡吹き抜けが模擬されている。このとき水塊の一部が十分加速されていることから時刻0.09sにおいてオリフィスに到達しており、水撃が生じていることがわかる。

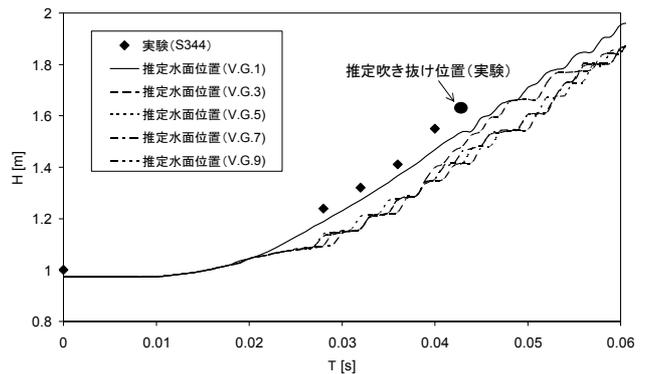


図-21 空気放出後の水面位置
(大型容器実験、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.0\text{m}$)

このときの水面位置の過渡変化を比較した結果を図-21に示す。水面位置は、軸方向に配置されたボリューム40個を1グループ(以下V.Gと呼称)として、計9つのV.G.ごとに各ボリュームでのボイド率変化を基に算定している。図において“V.G.1”は断面中心に位置するグループで3、5、7とおきに外側に位置し、“V.G.9”は側壁にあたる位置にあるグループをそれぞれ示す(V.G.2、V.G.4、V.G.6、V.G.8での水面位置は図-21ではプロットしていない)。またS344(図中の◆)は実験での計測結果をプロットしたものである。これより全体的に解析結果は実験結果より水面の上昇が遅くなる傾向を示しており、また断面中心での水面位置に比べて外側のそれがさらに低くなっている傾向もでており、これは図-21を断面径方向の分布として再プロット

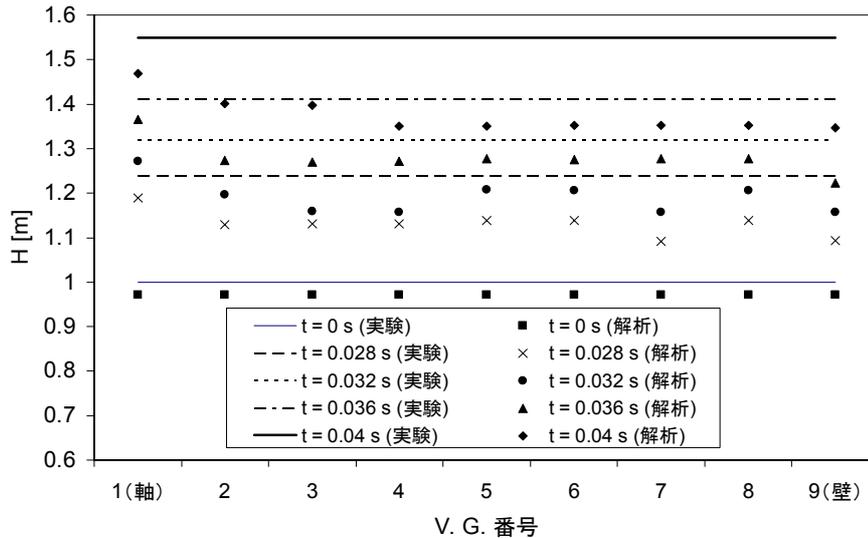


図-22 水面の断面径方向分布 (大型容器実験、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.0\text{m}$)

した図-22 により明確に現れている。図-22 ではすべての V.G.における水面の位置がプロットされており、実験での計測結果は線として表記している。時刻 0s での実験と解析との相対誤差が設定のため 2.9%であったものが、吹き抜け直前の時刻 0.028s では 11.3% (各 V.G.での算定値と計測結果との相対誤差の平均) に拡大されている。また、0.028s 辺りの図-20 の気液分布の様子を気泡成長観察実験結果と相対的に比較してみると、側壁底部により多くの水が残っており、容器断面径方向の大気泡成長が抑えられている。

今回の実験において凝縮量は無視できるほど少なく、従って相変化した質量の持つ保存量 (質量、運動量、エネルギー) の界面を介した移動はほとんど水塊の加速には寄与していないのは明らかである。故に加速の要因として残るのは物質の移動を伴わない界面を介した運動量の移動であり、RELAP5-3D の場合この条件に当てはまるのは、界面摩擦項と仮想質量項の2つである。

RELAP5-3D において界面摩擦は流動様式に応じて2種類の評価法が採られている。垂直方向の気泡流やスラグ流では体積流束 (速度とボリューム内の存在割合の積) の差に基づくドリフトフラックス法が使われ、水平流を含むそれ以外の流動様式では気液の速度差のみを考慮した抗力係数法で評価される。

今回の解析では二次元での大気泡の成長を模擬しており、高さ方向の流れでは主に前者で、断面径方向の流れでは後者でそれぞれ界面摩擦力を評価している。今回のように高速の気相流が液相を押しという状況において、前者ではボイド率の上昇に伴い気相から液相への摩擦力が大きくなる傾向を示す。このことから水塊の高さ方向の速度の方が径方向の速

度より高くなり、時間が経つにつれこの差が気泡の形状を縦長にすると考えられる。

ただ、解析ではタンクと格納容器との圧力差が高いほど空気放出初期において水面の位置が実験での観測結果より遅れていたことから、この条件での径方向の気相から液相へ作用する界面摩擦力が解析では過小に評価されていると考えられる。絶対圧で換算して、タンクの初期圧が模擬格納容器内圧の 1.89 倍 (空気の場合。この比率は放出気体の物性に依存) 以上では放出直後の空気流量はタンクの初期圧のみに依存する臨界流状態となり、外との圧力差や重力加速度の流れへの影響は無視できるほど小さくなる。このような条件では全方向の臨界流で高圧空気は水中に放出されており、流れの挙動はその方向に依存しなくなると考えられる。

一方仮想質量項は前述の通り、気泡流や噴霧流など連続相内に粒子相が存在する場合に現れるものである。今回の解析では気液の混合が起きており大気泡の表面にあたるボリュームでは気泡流、大気泡の内部にあたるボリュームでは噴霧流になる傾向にあることから、大気泡の膨張にこの項の影響が大きく寄与していることがわかる。ただし界面摩擦項とは異なり、流れの方向と流動様式を考慮していないためこの影響は等方向で作用する。

上記の結果がこのとき生じたオリフィスでの水撃にも影響を与えており、その結果を図-23 に示す。この図で解析結果は比較する実験での圧力センサの位置に最も近いボリュームでの圧力をプロットしている。実験ではこのとき吹き抜けで飛散した複数の水塊によりオリフィスでの水撃圧は二次元的 (r, θ) な分布を示している。解析ではこのような二次元分布を正確に模擬することは設定上不可能ではあ

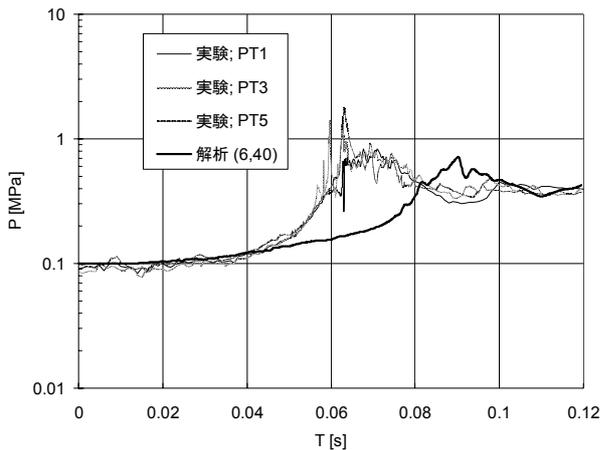


図-23 オリフィスでの圧力応答
(大型容器実験、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.0\text{m}$)

るが、すべてのセンサで感知した共通の圧力変化は水面位置の時間遅れに伴いその発生時刻も遅れているものの、その規模はかなり正確に模擬されている。

すべての大型容器実験での結果と比較したところ、まず水面位置については実験結果よりも遅れる結果となった。ただ実験結果との相対誤差は P_0 に依存する傾向を示しており、例えば $H_0=1.2\text{m}$ と固定し、 P_0 を 0.5、1.0、2.0MPa と変化させた場合の水面位置過渡変化の比較を図-24、25、26 にそれぞれ示した。 $P_0=2.0\text{Ma}$ (図-26)、 $P_0=1.0\text{Ma}$ (図-25) の結果では、吹き抜け直前の位置についての相対誤差は、それぞれ平均で 8.1、8.0% であるが、 $P_0=0.5\text{MPa}$ (図-24) では 2.9% となり、かつ径方向のばらつきも小さくなっていることから、低速度で気泡が成長する場合は水面過渡変化の挙動が定量的に模擬されていることがわかる。また $P_0=2.0\text{MPa}$ と固定し、 H_0 で比較すると、水位が高い $H_0=1.2\text{m}$ (図-26) の結果は、 $H_0=1.0\text{m}$ (図-21、あるいは図-22) と比べると相対誤差の平均は 11.3% から 8.1% と低下している。

時間の経過に伴い、タンクの圧力が低下すると臨界流状態は終わり、その挙動は外的条件に依存する状態に遷移する。初期空気圧が低圧で高水位の実験結果に対しては、上述のように良い解析結果が得られていることから、空気放出時間が長く、かつ臨界流持続時間が相対的に短いほどコードによる界面摩擦の評価は定量的に良く一致するものと考えられる。高圧、高水位の場合は吹き抜けまでに時間がかかり、大気泡の成長に伴い気泡とタンクとの差圧が低下することから、同じ効果が現れていると考えられる。一方、高初期圧、低水位の実験では、吹き抜けも含め観測された現象の大半は臨界流状態が継続している時間内に起きたと考えられる上、空気放出時間に占める臨界流持続時間は、低初期圧に比べ相対的に

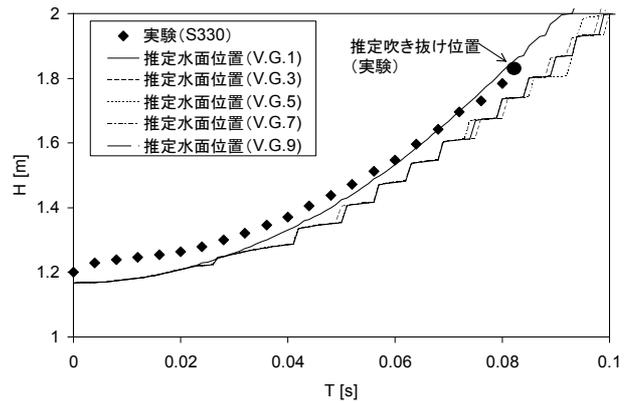


図-24 空気放出後の水面位置
(大型容器実験、 $P_0=0.5\text{MPa}$ 、 $H_0=1.2\text{m}$)

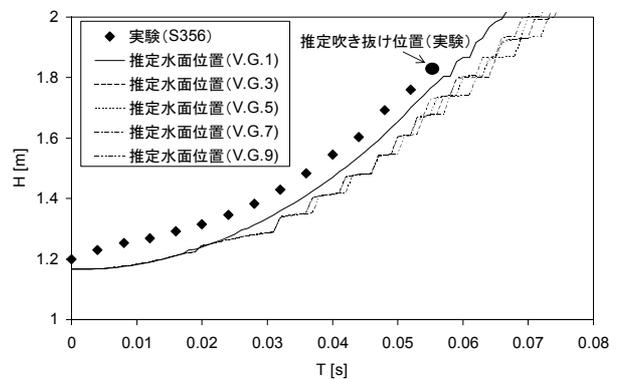


図-25 空気放出後の水面位置
(大型容器実験、 $P_0=1.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.2\text{m}$)

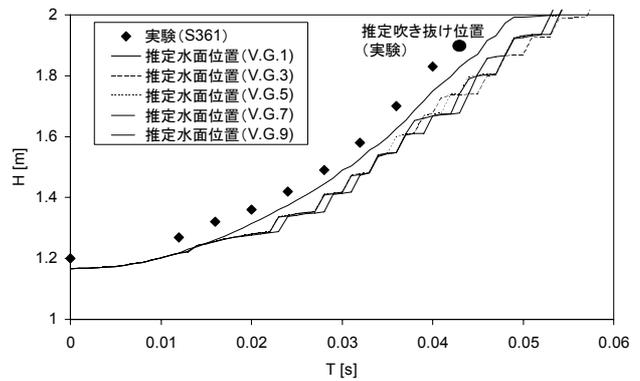


図-26 空気放出後の水面位置
(大型容器実験、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.2\text{m}$)

大となることから、径方向つまり水平方向の臨界流における気相から液相への界面摩擦力は実験と比較して解析では過小に評価されてしまうと考えられる。

またオリフィスへの水塊群衝突時刻は、吹き抜けが相対的に低い位置で生じる $P_0=2.0\text{MPa}$ では実験より遅れる傾向にある(図-27)ものの、 $P_0=1.0\text{MPa}$ では実験とほぼ一致(図-28)、 $P_0=0.5\text{MPa}$ では実

験より早くなる傾向を示している(図-29)。ただし図-27を図-23と比較すると、 $P_0=2.0\text{MPa}$ でも $H_0=1.2\text{m}$ と初期水位が高くなると、初期圧に関係なく発生時刻は実験結果に近くなる傾向を示す。従って大型容器の規模でこの方法を使って水撃圧の発生時刻が予測できるのは、空気が吹き抜けた位置からの高さ約1mまでの間に内部構造物が位置している条件下であると推定される。水撃圧の規模については選定条件④が満たされると、図-28に見られるような実験で現れる鋭いピークを持つ高周波域の水撃圧の急激な変化は、数値的な不安定によるものとして扱われると考えられることから、この鋭いピークを持つ水撃圧を厳密に模擬するには、時間の刻み幅や模擬格納容器のモデルの修正などの改善を施す必要がある。

ちなみに気泡吹き抜け位置より低い位置に構造物がある場合は、水塊のコヒーレント性が十分高いので一次元解析でも水撃圧は評価可能である一方で、吹き抜け位置とオリフィスとの相対距離が上記で示した条件での結果より遠い場合は三次元での解析が必要となるが、コヒーレント性は少なく、吹き抜け位置の直上以外の領域では多大な水撃圧は生じないと見なすことができる。

4. まとめ

軽水炉のシビアアクシデント時における水中での気体急発生による水塊運動のコヒーレント性とその水撃力を評価するために、気体の急発生を高圧空気放出で模擬し、放出空気初期圧 P_0 と無次元初期水位 H_0^* をパラメータとした一連の水撃実験と気泡成長観察実験を実施した結果、以下のことを明らかにした。

- (1) 本実験範囲内では、単一気泡急成長と共に水塊はコヒーレント性を伴ったままほぼ等加速運動をしながらある高さまで押し上げられた後、気泡が水面から吹き抜け、さらに気泡を含んだ水塊群となって上方に飛散する。
- (2) 単一気泡が水面から吹き抜けるまでの無次元水面上昇距離 ΔH_P^* は、低水位 ($H_0^* \approx 0.6$) では小さく、水位が高くなるほど比例して大きくなるが、 $H_0^* \approx 1.0 \sim 1.2$ で最大ピークを持ち、それ以上の高水位になると、水の自重が大きくなるため減少するようになる。また ΔH_P^* は、 P_0 が小さくなるほど大きくなるが、この傾向は高水位ほど顕著である。大型容器では、 ΔH_P^* は $H_0^* = 1.0$ 近傍で最大値を持ち、 $P_0=2.0 \sim 0.5\text{MPa}$ に対し ΔH_P^* の最大値は $0.6 \sim 1.0 (=m)$ となる。

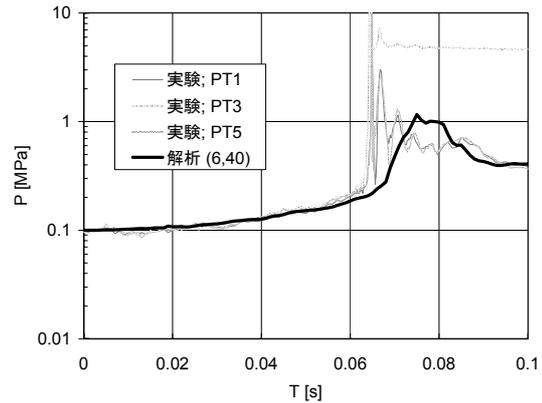


図-27 オリフィスでの圧力応答
(大型容器実験、 $P_0=2.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.2\text{m}$)

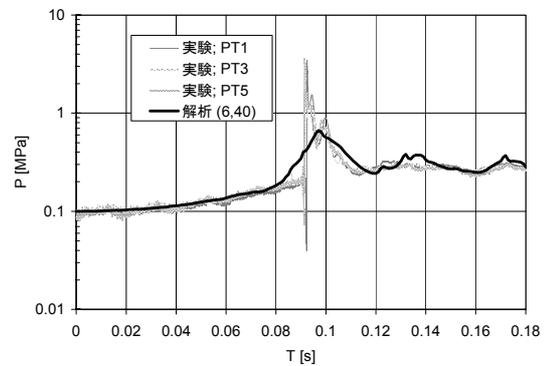


図-28 オリフィスでの圧力応答
(大型容器実験、 $P_0=1.0\text{MPa}$ 、 $H_0=1.2\text{m}$)

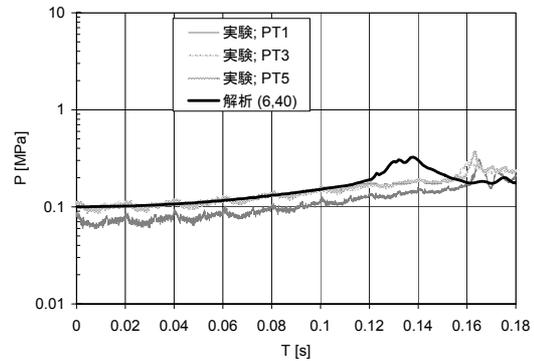


図-29 オリフィスでの圧力応答
(大型容器実験、 $P_0=0.5\text{MPa}$ 、 $H_0=1.2\text{m}$)

- (3) 単一気泡が水面から吹き抜ける時の水塊上昇速度は、同じ初期水位で比較すると P_0 が大きくなるほど大きくなるが、 $H_0^* = 0.8 \sim 1.0$ 近傍で最大ピーク値を持つ。大型容器の場合、 $P_0=2.0\text{MPa}$ で約 30m/s となり、仮に吹き抜け位置に構造物が存在するならば、 50MPa 強の水撃圧が構造物に作用することになる。
- (4) 成長する単一気泡の界面では擾乱波が発生し

ていると思われる。

- (5) 水塊がコヒーレント性を伴ったまま上昇する距離は、大型、小型容器共に式(4)の実験相関式で表せる。また水塊上昇速度は、大型、小型容器共に式(4)と(13)の実験相関式を用いて表すことができ、その時の水撃圧は管内水撃式(3)を適用することにより定量的に評価することができる。

本報告では、水塊がコヒーレント性を伴ったまま上昇する範囲とその水撃圧を定量的に評価する手法を提案したが、実際の蒸気爆発では凝縮性を持つ水蒸気が発生するので、本手法を実炉へ適用するには、さらに発生気体が凝縮性を持つ場合とそうでない場合の水撃力に及ぼす影響を明らかにし、本手法に取り入れる必要がある。また、水塊運動のコヒーレント性に着目した場合には、水撃力に及ぼす容器のスケール効果はほとんど見られないとしたが、これらの課題については、今後予定している水蒸気を放出気体とした水撃実験、及び内径 2m の模擬格納容器を用いた水撃実験を通じ、本手法の実炉への適用性高度化と一般化を図っていく予定である。

また、主に大型容器実験での結果を比較対象にして、水塊運動および水撃力を評価するために現時点で最も有用と思われるコードの 1 つである RELAP5-3D を使い二次元解析を試みたところ、以下に挙げる結果が得られた。

- (6) 気泡の急成長による水塊の加速を模擬するためには、界面を介しての運動量の移動が正確に評価される必要がある。界面摩擦力としてこの評価を取り入れている RELAP5-3D の場合、定性的には二次元的な気泡の成長とそれに伴う水塊の加速を十分模擬しているといえる。
- (7) 大型容器による実験結果との定量的な比較に関して、水面位置の過渡変化については全体的に実験よりも低く加速される傾向になった。これは容器高さ方向の流れに対する界面摩擦力が過小に評価される傾向になっている一方で、容器断面方向の流れに対する界面摩擦力が過大になっているためと考えられる。ただ高水位では、吹き抜けまでの時間が長いので水塊の加速に十分な力が与えられており、定量的に近い結果が得られている。
- (8) 吹き抜け位置からオリフィスまでの距離が遠くなる実験条件においては、水撃が発生する時刻は空気初期圧力に依存する傾向を示す。ただこの距離が近くなる、つまり高水位の条件ではこの傾向が解消され、構造物に影響を与える程の水撃力が生じている挙動が模擬されている。

以上のことから、模擬格納容器内径 1m 規模で今回の方法を使って水撃力の定量的な予測ができるの

は、吹き抜け位置から高さ約 1m までの範囲に内部構造物が位置する場合にはと考えられる。今後の課題は、高周波数域での圧力変化も模擬できるようにモデルを修正した上で現象のスケール効果を検証し、上記の条件をできれば無次元的に評価すること、本来の現象である大蒸気泡の成長による水塊の加速の定性的・定量的な模擬を検証することである。容器のスケール効果については、大型容器以上の規模において高圧空気を放出した場合には、解析結果の誤差は少なくなると推定される。それはコードの構成式において、相変化、つまり界面を介して移動する質量は界面積に依存するためであり、装置の縮尺が 2 倍になると大気泡の容積が 8 倍になる一方で、界面を介して移動する質量は 4 倍にとどまることから、相変化が大気泡の成長に与える影響は大規模になるほど少なくなると考えられる。

謝辞

本研究は、原子力委員会の評価に基づき、文部科学省原子力試験研究費により実施されたものである。

参考文献

- (1) 原子力安全委員会, 「発電用軽水型原子炉施設におけるシビアアクシデント対策としてのアクシデントマネジメント」、(1992).
- (2) 原子力安全協会, 「次世代軽水炉の原子炉格納容器設計におけるシビアアクシデントの考慮に関するガイドライン」、(1999).
- (3) 日本原子力学会シビアアクシデント熱流動現象評価特別専門委員会, 「シビアアクシデント熱流動現象評価」報告書、(2001).
- (4) Ed., S. Basu and T. Ginsberg, Proc. of the Second Steam Explosion Review Group (SERG-2) Workshop, NUREG-1524, Aug. (1996).
- (5) T. G. Theofanous, “The Study of Steam Explosions in Nuclear Systems”, Nuclear Engineering and Design, Vol.155, (1995), pp. 1-26.
- (6) M. Kato, H. Nagasaka, Y. Vasilyov, A. Kolodeshnikov and V. Zhdanov, “COTELS Project (2) : Fuel Coolant Interaction Tests under Ex-Vessel Conditions”, Proc. of OECD Workshop on EX-Vessel Debris Coolability, Karlsruhe, (1999).
- (7) D. Magallon and I. Huhtiniemi, “Corium Melt Quenching Tests at Low Pressure and

- Subcooled Water in FARO”, Nuclear Eng. and Design, 204, (2001), pp. 369-376.
- (8) N. Yamano, Y. Murayama, T. Kudo, A. Hidaka and J. Sugimoto, “Phenomenological Studies on Melt-Coolant Interactions in The ALPHA Program”, Nuclear Eng. and Design, Vol. 155, (1995), pp. 369-389.
- (9) J. H. Song, S. W. Hong, J. H. Kim, Y. J. Chang, Y. S. Shin, B. T. Min and H. D. Kim, “Insights from the Recent Steam Explosion Experiments in TROI”, J. of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, Vol. 40, No. 10, (2003), pp. 783-795.
- (10) H. Almström, T. Sundel, W. Frid, and A. Engelbrekston, “Significance of fluid-structure interaction phenomena for containment response to ex-vessel steam explosions”, OECD/CSNI Specialist Meeting on Fuel-Coolant Interactions, JAERI, Japan, JAERI-Conf 97-011, (1997), pp. 120-144.
- (11) S. Yoshie, et al., “Shock Structural Response of Reactor Vessel under HCDA in LMFBR”, 9th Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT), (1987), pp. 325-330.
- (12) Wilhelm, D. et al., “Versuchsanlage zur schnellen Gasinjektion in einen wassergefüllten Behälter”, KfK-4321, Kernforschungszentrum Karlsruhe, (1987).
- (13) N. I. Kolev, “IVA2 Verification Expansion Phase Experiment in SNR Geometry”, KfK 4310, Kernforschungszentrum Karlsruhe, (1987).
- (14) 綾、稲坂、成合、「格納容器内気泡急成長に伴う水撃力(1)支配パラメータの検討」, 日本原子力学会 1997 秋の大会要旨集 G15 (1997), p.486.
- (15) M. Adachi and I. Aya, “Numerical Simulation of Cold Leg Flow Oscillation of a PWR”, Proc. of 3rd ASME/JSME Joint Fluid Eng. Conf., Paper No. FEDSM99-6898 (CD-ROM), (1999).
- (16) K. Shiozaki and I. Aya, “A Study on Fluid Transient in the Emergency Valve Closure of Crude Oil Loading Equipment”, Proc. of 3rd ASME/JSME Joint Fluid Eng. Conf., Paper No. FEDSM99-6890 (CD-ROM), (1999).
- (17) 安達、綾、汐崎、「PWR コールドレグ流動振動の数値シミュレーション」, 第 73 回船舶技術研究所研究発表会講演集, (1999), pp.287-292.
- (18) K. Shiozaki and I. Aya, “Waterhammer Phenomena in Emergency Valve Closing of Crude Oil Unloading Equipment”, 6th Int. Symp. on Marine Eng., (2000), pp.849-854.
- (19) 汐崎、安達、綾、吉江、「軽水炉シビアアクシデント時の気泡急成長による水撃力に関する研究(第一報:水塊運動のコヒーレント性の確認)」, 第 74 回船舶技術研究所研究発表会講演集, (2000), pp. 361-364.
- (20) 汐崎、安達、綾、吉江、「シビアアクシデント時の気泡急成長による水撃力に関する研究(第一報:水塊運動のコヒーレント性の確認)」, 日本原子力学会 2000 年秋の大会要旨集 G14., (2000), p. 391.
- (21) 安達、汐崎、稲坂、綾、吉江、「シビアアクシデント時の気泡急成長による水撃力に関する研究(第二報:水塊運動のパラメータサーベイ)」, 日本原子力学会 2002 年春の年会要旨集第 II 分冊 J-26, (2002), pp.515.
- (22) K. Shiozaki, M. Adachi, F. Inasaka and I. Aya, “Waterhammer Caused by a Steam Explosion in an LWR Severe Accident”, ANS Annual Meeting 2002, General Two-Phase Flow I-3, (CD-ROM), (2002), pp. 254-255.
- (23) K. Shiozaki, M. Adachi, F. Inasaka, I. Aya and S. Yoshie, “Research on Waterhammer Caused by a Rapid Gas Production in an LWR Severe Accident (1)Experiment Using a Model Containment Vessel”, Proc. of 4th ASME/JSME Joint Fluid Eng. Conf., Paper No. FEDSM2003-45272(CD-ROM), (2003).
- (24) 稲坂、安達、綾、「シビアアクシデント時の気泡急成長による水撃力の研究(第 4 報:小型容器による水撃実験と水撃力評価)」, 原子力学会 2004 年春の年会要旨集第 II 分冊, M55, (2004), pp. 398.
- (25) 日本機械学会編、「気液二相流技術ハンドブック」, コロナ社, (1995), pp. 229-244.
- (26) 安達、汐崎、稲坂、綾、「シビアアクシデント時の気泡急成長による水撃力に関する研究(第三報:RELAP5-3D による二次元解析)」, 日本原子力学会 2003 年春の年会要旨集第 II 分冊 L-59, (2003), pp. 588.
- (27) M. Adachi, F. Inasaka, K. Shiozaki and I. Aya, “Research on Waterhammer Caused by a Rapid Gas Production in an LWR Severe Accident (2) 2D analysis with RELAP5-3D”, Proc. of 4th ASME/JSME Joint Fluid Eng. Conf., Paper No. FEDSM2003-45273 (CD-ROM), (2003).
- (28) M. Adachi, Jim C. P. Liou, R. R. Schultz, I.

- Aya, K. Shiozaki, "Transient of One-dimensional and Two-component Flow due to Rapid Gas Production", ICONE-9, Track 7.07, No. 60(CD-ROM),(2000).
- (29) The RELAP5-3D Code Development Team, "RELAP5-3D Code Manual Vol.1: Code Structure, System Models, and Solution Methods", INEEL-EXT-98-00834, Revision 2.2 (2003).
- (30) The RELAP5-3D Code Development Team, "RELAP5-3D Code Manual Vol.2: User's Guide and Input Requirements", INEEL-EXT-98-00834, Revision 2.2 (2003).
- (31) The RELAP5-3D Code Development Team, "RELAP5-3D Code Manual Vol.4: Models and Correlations", INEEL-EXT-98-00834, Revision 2.2 (2003).
- (32) R. R. Schultz, "RELAP5-3D Code Manual Vol.5: User's Guidelines", INEEL-EXT-98-00834, Revision 2.2 (2003).
- (33) <http://www.inel.gov/relap5/r5manuals.htm>