

博士論文

農業用管水路における圧力変動を利用した
漏水検知に関する研究

浅田 洋平

目次

第1章 研究の背景と対象.....	1
1.1 管水路における漏水の問題点.....	1
1.2 日本の農業用管水路における漏水及び漏水検知法の現状.....	2
1.3 既存の漏水検知法について（（独）農研機構，（株）NTC コンサルタンツ，2015；EI-Zahab and Zayed, 2019 より抜粋）.....	3
1.3.1 水張り試験法.....	3
1.3.2 音聴法.....	3
1.3.3 相関法（低周波法）.....	3
1.3.4 水圧試験.....	4
1.3.5 自律型管内漏水検知法（スマートボール）.....	4
1.3.6 地中レーダー法.....	4
1.3.7 トレーサーガス法.....	5
1.4 本研究で対象とする管路内の過渡現象を利用した漏水検知法（Transient Test-Based Techniques）について.....	6
1.5 本論文の構成について.....	8
第2章 既往の研究とその問題点.....	9
2.1 1次元の水撃作用流れに関する基礎方程式.....	10
2.2 圧力波伝播速度.....	11
2.3 壁せん断応力モデル.....	13
2.3.1 準一定常壁せん断応力モデル.....	13
2.3.2 経験則に基づいた壁せん断応力モデル（Instantaneous acceleration-based モデル）.....	14
2.3.3 物理的に基づいた壁せん断応力モデル（Weighted function-based モデル）.....	15
2.4 1次元水撃作用流れ方程式に対する数値解法.....	18
2.4.1 特性曲線法.....	18
2.4.2 有限差分法.....	18
2.4.3 その他の方法.....	18
2.5 特性式と数値計算スキーム.....	19
2.6 数値計算格子.....	20
2.7 具体的な数値計算方法.....	22
2.7.1 非定常摩擦項における重み関数.....	23
2.7.2 変数パラメーター.....	24
2.7.3 境界条件.....	25
2.7.3.1 定常状態流れ.....	25

2.7.3.2	非定常状態流れ（水撃作用流れ）	25
2.7.4	漏水部の計算（内部境界条件）	25
2.8	Transient test-based techniques について	32
2.9	Transient test-based techniques の適用上の問題点	36
2.10	本研究の目的と方法	38
第3章	圧力変動を用いた新たな漏水検知法の開発とその理論	39
3.1	漏水部からの反射波（TRM）と最適化手法を組み合わせた漏水検知法	39
3.1.1	管路内の圧力波の伝播に関する基礎式	39
3.1.2	漏水部からの反射波を利用した漏水位置の推定	40
3.1.3	漏水部からの反射波を利用した漏水量の推定	40
3.1.4	TRM の理論的な漏水検知限界	44
3.1.5	TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法の原理（浅田ら，2020）	46
3.1.6	数値シミュレーションによる有効性の検証	48
3.1.6.1	TRM の検証	50
3.1.6.2	TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法の検証	53
3.2	時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法	59
3.2.1	減衰モデル	59
3.2.1.1	漏水による減衰	59
3.2.1.2	摩擦による減衰	63
3.2.2	数値シミュレーションによる減衰モデルの検証	65
3.2.2.1	数値モデル	65
3.2.2.2	検証方法及び条件	66
3.2.2.3	検証結果と考察	67
3.3	新たに開発した漏水検知法のまとめ	77
第4章	圧力変動を用いた新たな漏水検知法の実験的検証	78
4.1	模型管路実験	78
4.1.1	TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法の検証	81
4.1.1.1	実験条件	81
4.1.1.2	漏水検知結果	81
4.1.2	時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法の検証	85
4.1.2.1	実験条件	85
4.1.2.2	漏水検知結果	85
4.1.3	模型管路実験による検証結果のまとめ	88
4.2	現場管路実験	89

4.2.1	現場対象地.....	89
4.2.2	実験方法.....	92
4.2.2.1	制水弁操作.....	92
4.2.2.2	水圧計測.....	92
4.2.2.3	排泥弁操作.....	92
4.2.3	計測結果.....	92
4.2.4	開発した漏水検知法の検証.....	96
4.2.5	数値シミュレーションを用いた漏水検知についての考察.....	101
4.2.6	現場管路実験による検証結果のまとめ.....	106
第5章 結論.....		107
今後の課題と展望.....		108
Appendix.....		111
Appendix.1	管路内非定常層流流れにおける壁せん断応力の導出方法 (Zielke, 1968).....	111
Appendix.2	レーベンバーグ・マーカート法 (Nocedal & Wright, 2006; Madsen et al., 2004).....	117
Appendix.3	Line Packing について.....	120
Appendix.4	減衰モデルにおいて漏水部からの反射波を無視できる妥当性について (浅田ら, 2018; Asada et al. 2020b).....	125
Appendix.5	準2次元の水撃作用流れについて.....	127
A5-1	支配方程式.....	127
A5-2	支配方程式の数値解法.....	128
A5-2.1	Vardy-Hwang スキーム.....	128
A5-2.2	修正 Vardy-Hwang スキーム.....	130
Appendix.6	らせん構造が圧力波形に高周波成分をもたらす理由.....	133
参考文献.....		139
謝辞.....		148

第1章 研究の背景と対象

1.1 管水路における漏水の問題点

配水システムは上流のダム、河川、配水槽などから下流の居住区域へ飲料水や食糧を生産するために使用する水（灌漑水）を輸送するための施設であり、その中でも管水路は水を迅速かつ適切に需要者まで送り届ける重要な役割を持つ。しかし、配水システムに供給した水の量と実際に需要者が受け取る水の量には差が生じており、その乖離量は無収水（Non-revenue water）（World Bank, 2014）と呼ばれる。この無収水は、飲料水や灌漑水の不足といった大きな経済的な損失を引き起こしている。Kingdom et al.（2006）の報告では、世界中の無収水によって引き起こされる損失は少なくとも年間で推定 1410 億ドルとしており、持続的な水利用向上に向けた無収水の削減の重要性が様々な文書や報告書の中で提言されている（McKinsey Global Institute and McKinsey Infrastructure Practice, 2013; Rudolf, and Liemberger, 2010; González-Gómez et al., 2011）。無収水の中でも管水路の漏水は大きな構成要素であり、管路の経年劣化、腐食、第三者などによる盗水などによって発生している（Zhang et al., 2015）。配水システムの漏水量は異なる国々、地域、システムによって大きく変化する（Puust et al., 2010）。特に世界の都市人口の 53%を占めるアジアでは、水利用者の推定年間漏水量は約 290 億 m³ であり、これは水利用者が年間で約 90 億アメリカドル損失していることに相当する（Asian Development Bank, 2010）。また漏水は、水自体の損失だけでなく、エネルギー消費の観点からも損失を引き起こしている。Colombo and Karney（2002）は、漏水によるエネルギー浪費の問題を取り上げた。さらに漏水によるエネルギーコストが認識されるようになったのは、AWWA Water Loss Control Committee's 2003 の報告からである。その報告では、漏水によって無駄な水を供給するためのエネルギーが追加で必要となり、電気代等に大きな負担を与えていると言及している（AWWA, 2003）。管水路の漏水は経済的な問題だけではなく、周囲環境、健康、安全性の問題も有している（Puust et al., 2010）。例えば、漏水は地盤沈下、土壌汚染、陥没穴を引き起こす可能性があり、地盤沈下や陥没穴は最悪の場合、周辺構造物の倒壊に繋がる（Ali and Choi, 2019）。さらに、管路内が周辺土壌と比較して低圧の場合は、漏水部を通して土壌汚染物質が配水システム内に侵入し、水質に影響を与える可能性がある（Colombo and Karney, 2002）。したがって、管水路の漏水はその存在と位置をできるだけ迅速かつ正確に検知することが重要であり、簡便かつ安価で信頼性の高い漏水検知法を開発することは経済、環境、社会的観点から非常に価値が高い（Pudar and Liggett, 1992）。

1.2 日本の農業用管水路における漏水及び漏水検知法の現状

農業用管水路はその大半が高度経済成長期に整備されたものであり、老朽化が進んでいるため漏水・破損事故は年々増加の一途をたどっている（農村振興局，2017）。特に管の漏水が原因となって突発的に発生する管の破裂事故は，道路や宅地の周辺環境に被害を与え，また修理費に莫大な費用がかかる。また，上水道管路などのように，流量計や調査用ピットなどの付帯施設が比較的密に配置されている管水路においては，流量観測と音調棒による音聴調査により比較的精度よく漏水位置を特定できている。例えば，東京都の平成30年度における水道管の漏水量は年間配水量に対して3.2%であり低い比率を維持している（東京都水道局，2019）。このような緻密な水管理は，使用した水の量に応じて料金を支払う従量制によるところが大きい。一方で，農業用管水路では，利用する農地面積に応じて料金を支払う面積賦課制度を採用している。そのため，緻密な水管理を行うための付帯施設があまり配置されておらず，現状で漏水の発生を直ちに知ることは難しい。

現在，漏水検知として一般的に使用されている水張り試験法は，漏水の有無や漏水区間の特定には有効な方法であるが，最終的な漏水箇所の特定制までは至らない。このため，音聴法や相関法などのように漏水部から発する音を捉えて漏水箇所の特定制を行う場合が多いが，これらの方法は外部環境からのノイズの影響を受けやすいという欠点がある。漏水調査の中には，漏水部から発生する音や弾性波を検知する方法以外にも地中レーダー法，トレーサーガス法等がある。以上のような既存の漏水検知方法はコストや労力の観点から管理のニーズを十分に満たしているとは言えない。例えば，音聴法，相関法，地中レーダー法，トレーサーガス法は配水システムの限られた区間（例えば，地中レーダー法では約2m，音や弾性波を検知する手法では150m~250m）に漏水がある場合でしか漏水位置を検知することができない。先ほど説明した通り，農業用管水路では付帯施設が少ないため，必ずしも水張り試験法により適用範囲まで漏水位置を絞りこめる保証はない。そのため，長距離管路で漏水検知を行う場合は，場所を変えて何度も繰り返すか，管路上にセンサーを密に連続して配置する必要があり（Colombo et al., 2009），多大なコストや労力がかかる。

漏水検知には，漏水の存在を確認する（*identifying*），漏水位置を絞り込む（*localizing*），漏水位置を特定する（*pinpointing*）の三つの段階に分けることができる（El-Zahab and Zayed, 2019）。この区分に従うと，先ほど説明した既存の手法の多くは，限られた区間に漏水位置が絞りこまれている状態で漏水位置を特定する（*pinpointing*）方法である。以上から，漏水検知法の中でも特に漏水の存在を確認し（*identifying*），漏水位置を絞り込む（*localizing*）ことができる長距離管路にも適した新たな漏水検知法が，農業用管水路の維持管理や機能診断に対して求められていると考えられる。

1.3 既存の漏水検知法について（(独)農研機構, (株)NTC コンサルタンツ, 2015; El-Zahab and Zayed, 2019 より抜粋）

1.3.1 水張り試験法

バルブで通水が遮断された区間内における 24 時間の減水量を調べることにより漏水量を算定する。事前調査として、空気弁、排泥工、分土工等の付帯工からの漏水の有無を確認し、本調査前に確実に止水する。なおブロック単位での漏水位置の絞り込みも可能となる。管種・管径・土被り等の影響を受けず、特殊な機材も使用しないため、簡易で安価な調査手法である。分土工や制水弁等のバルブが水密性を有している必要があり、バルブの水密性が確保できていない場合は正確な管路の漏水量の算定が不可となる。水位の低下量を計測するために、チェックスタンド等の水面を観測可能な施設が必要となる。

1.3.2 音聴法

路面や弁栓に伝わる、漏水箇所から発する音を検知することにより漏水を見分ける方法である。音聴棒により漏水音を直接耳で聞く方法（個別音聴調査）と漏水探知機などにより電氣的に漏水音を増幅させて聴く方法（路面音聴調査）がある。しかし、周囲の騒音（車両の通行音等）の少ない夜間に行う必要があり、漏水量が少ない場合は漏水音が小さいため発見が困難になるといった欠点がある。また、量水器や止水栓で確認される漏水音は、漏水の発生している地点によって聞こえる音の大小が異なり、管の埋設深度の変化や、曲り箇所、口径変更点などの影響も受けるなど聴覚が主体になるため、調査員の熟練度（漏水音の判定技術）が必要になる。

1.3.3 相関法（低周波法）

低周波法は長距離の伝播でも波の減衰が少ないという低周波（概ね 200Hz 以下）の特徴を活かして、調査対象区間の 2 箇所に設置したセンサー（ロガー）により低周波を検知し、伝播する低周波の到達時間差を利用して漏水地点を特定する。ここで、伝播速度を V 、2 点に設置したセンサーでの漏水音の到達時間 (t_1 , t_2) の差を $t_1 - t_2$ 、調査対象区間長を L 、片側センサーから漏水地点までの距離を d とおくと、片側センサーから漏水地点までの距離 d は以下の式で表すことができる。

$$\begin{aligned}L - d &= Vt_1 \\d &= Vt_2 \\L - 2d &= V(t_1 - t_2) \\ \therefore d &= \frac{L - V(t_1 - t_2)}{2}\end{aligned}$$

作業にあたっては特別な技術を必要とせず、簡単な研修を受けるだけで誰にでも操作が可能である。低周波は減衰が少ない性質を持つが、ほかの要因より発生した低周波も同様に減衰が少なく伝播することから、その他のノイズの影響を受けやすい。また、弁体や分岐構造によって伝播エネルギーが分散し、減衰する性質がある。

1.3.4 水圧試験

バルブで通水が遮断された区間内において、空気弁に圧力計を設置して水圧の低下量を計測し、漏水位置の概定及び漏水量の算定を行う。圧力計の設置は、区間内の圧力を計測するため、最も標高が低い空気弁を候補とし、空気弁に圧力計の取り付けが可能であるか確認する必要がある。また、前調査として空気弁、排泥工、分水工等の付帯工からの漏水の有無を確認し、本調査前に確実に止水する。管種・管径・土被り等の影響を受けず、一度に広範囲を調査することが可能である。調査区間は仕切り弁などにより閉塞することが必要になるため、単区間の調査が出来ないことから漏水位置の特定には不向きである。

1.3.5 自律型管内漏水検知法(スマートボール)

音響センサー、加速度計、磁力計、温度計、バッテリーを内蔵したコア(スマートボール：以下SB)をアウターシェル(ポリウレタン製のスポンジ)で保護した自律型管内検知器を管内に投入し、水流によって移動しながら音響データを収集させ、下流で回収する検知法である。漏水の有無は、SBに内蔵されている音響センサーで捉えた音量波形・周波数分布より推察し、漏水の位置はSBからの超音波信号をスマートボールレシーバ(以下SBR)で受信し、距離を求めるとともに、SB内の加速度計による転がりの情報をもとに特定する。また、過去の調査データや擬似漏水試験結果と調査結果の波形を比較することにより漏水量の特定が可能となる。センサーが管内を移動するため、漏水箇所を直接通過することから高い感度で検知できる。管内の音を収集することで漏水位置の特定を行うことから、空気溜りや自身の転がり音等のノイズを同時に収集する性質がある。

1.3.6 地中レーダー法

地中レーダーは、センサーであるアンテナ部(送受信部)、その信号を処理して画像表示する本体制御部(モニター部、記録部)、電源装置より構成されている。電磁波パルス(微小時間幅： 5×10^{-9} sec, 周波数：10MHz - 1GHz)を地中に向けて放射し、その電磁波が土と誘電率の異なる物質(例：埋設管・空隙、地下水など)との境界面で反射され、再び地表に出て地表近くに置いた受信アンテナに到達するまでの時間から、反射物体までの距離(深さ)を計るためのものであり、アンテナを地表面で移動することにより、水平位置を測定する。埋設物の深度は近似的に次式より求める。

$$d = \frac{VT}{2} = \frac{CT}{2\sqrt{\epsilon v}}$$

ここで、 d は埋設物の深度、 T は入射波が埋設物によって反射し、受信するまでに要する時間、 V は地中での電磁波の伝播速度 $V = 7.5 \times 10^7$ m/s、 C は空気中での電磁波の伝播速度、 ϵv は土の比誘電率である。

この技術を応用して、地中に水分等が多く含まれているときに発生する逆反射エコーまたは反射波形引き下がり現象等を捉えて管体周りの水分(漏水)を判定する。電磁波は指向性が弱く、減衰しやすいことや、水は電磁波の減衰が大きいいため含水の高い土壌や、地表に滞水がある場合は調査が困難となる。また、土は電磁波を通しにくく、地中が不均質であること

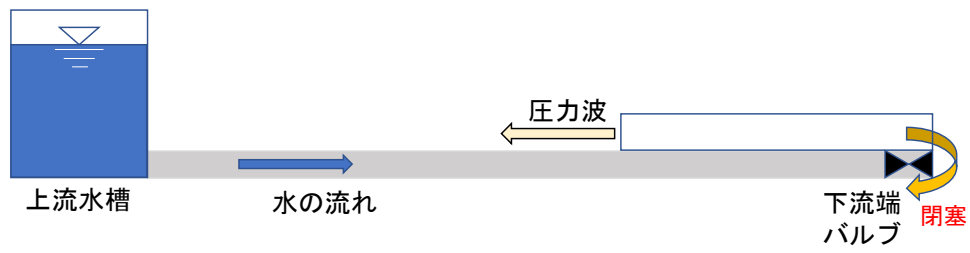
からも、雑音となる各種の反射要因が多く存在し、そのため受信信号が明確ではなくなる。一方、この方法は、道路舗装などに損傷を与えずに行うことのできる非破壊試験であり、連続的調査が可能で、管種、管径問わず調査可能である。漏水により生じている地中の水溜りを調査することから、通水状態で調査を行う。

1.3.7 トレーサーガス法

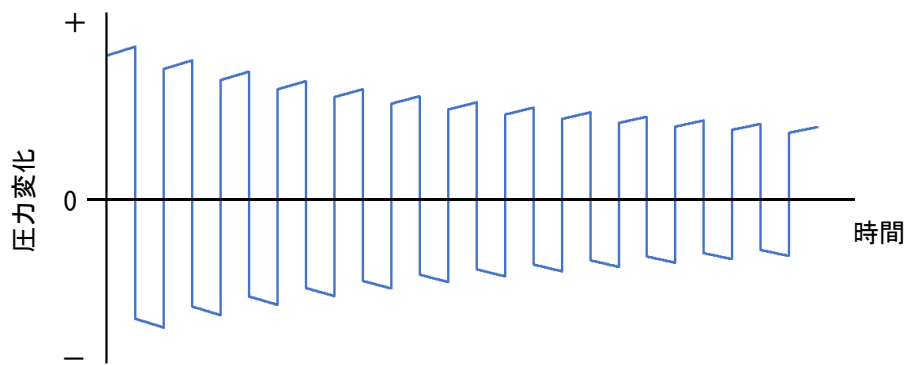
トレーサーガス法は、加圧した無毒で溶解しないガスを管路に注入し、そのガスが漏水部を通して管路外に漏れ出ることを利用する漏水検知法である。使用されるガスにはアンモニア、ハロゲン、ヘリウム等があるが、ヘリウムが最も検知しやすい。使用されるガスは空気よりも軽いいため、漏水部を通して管路外に漏れ出て、土壌や道路に染み出る。その後、人が検知器を使用してトレーサーガスの染み出ているところを見つけることで、漏水位置を明らかにすることができる。トレーサーガス法は管種に依らず、すべての種類の管路に対して適用可能である。さらに、管径が 75 mm から 1000 mm までの管路において漏水を検知することができる。しかしながら、この方法は通常、長距離管路で使用されることはない。長距離管路では、相当な量のガスを管路に注入する必要があり、多大な費用がかかるからである。この方法によって漏水検知が成功するためには、事前に管路内の水の流れを理解し、漏水部以外の箇所からガスが漏れ出ることが防ぐことが重要である。漏水部以外の箇所からガスが漏れ出ることが防ぐには、分岐部を遮断したり、空気弁などのガスが漏れ出そうな箇所を事前に確認することが有効である。この時、配水システムの運用を阻害しないように注意しなければならない。さらに、埋設管において、ガスが漏水部とは違う箇所から地面に漏れ出ることも多いので、この方法で必ずしも漏水検知ができるとは限らない。

1.4 本研究で対象とする管路内の過渡現象を利用した漏水検知法 (Transient Test-Based Techniques) について

管内の漏水を検知するためには、前述の方法のように流量や音波等を計測する以外に管内の圧力を計測することが考えられる。圧力計は流量計や音調センサー等と比較して安価であり、配水システムに存在している空気弁等の付帯施設に容易に設置することが可能であるため、圧力計測による漏水検知は、管路の日々の管理に取り入れることができるというメリットがある。しかし、定常流れでは漏水による圧力変化は非常に小さく捉えることは難しい。また、管内の圧力変化を捉えて漏水を検知する方法として、管内部にロボットを投入して漏水部での圧力変動によりロボットが受ける力を捕捉する方法 (Chatzigeorgiou et al., 2015) などがあるが、低圧の場合に漏水検知が困難になるといった欠点があり、様々な漏水形態に適応できるか疑問が残る。以上のような圧力変化から漏水検知する際の問題点に対する解決策として、数十年前から管内の過渡現象を利用して漏水を検知する方法 (Transient Test-Based Techniques, 以下 TTBTs と呼ぶ) が注目を集めている。TTBTs は、通水中に管路のバルブを閉塞することで圧力波を発生させて、管内に意図的な圧力変動を起こすことで漏水による圧力変化をより顕著にすることを目的とする。この方法は本来、管路に損傷を与える可能性のある水撃圧と同じ現象を利用しているため、当初は懐疑的な意見も多かった (Brunone et al., 2018) が、管路に損傷を与えない程度の小さな圧力変化でも漏水検知が可能である (Meniconi et al., 2011a) ため、現在では、他手法と比べて低コスト、小労力で漏水検知が実現できると期待されている (Meniconi et al., 2011b)。バルブを閉塞することで発生した圧力波は管路の上流水槽 (配水槽) と下流端バルブの間を往復して伝播する (図 1-1 (a))。この現象が起こっている間に管路のある 1 箇所で圧力計測を行うと周期的な圧力変動 (以下、圧力波形) を計測することができる (図 1-1 (b))。配水システムが上流水槽—管路—下流端バルブの系では、圧力波が管の全長を 2 往復する時間が 1 周期となる。TTBTs では、この計測した圧力波形を解析することで漏水検知を目指す。また、TTBTs は圧力波が管全体を伝播することを利用して管の状態を診断するため、長距離管路にも適した漏水検知法であると言える。よって本研究では、TTBTs を利用した漏水検知法を農業用管水路の漏水検知に利用することを提案する。



(a) 管路内の圧力波の伝播の様子



(b) 管路内で計測される圧力波形

図 1-1 管路内の圧力変動現象

1.5 本論文の構成について

本論文は、第1章以降、第2章 既往の研究と問題点、第3章 圧力変動を用いた新たな漏水検知法の開発とその理論、第4章 圧力変動を用いた新たな漏水検知法の実験的検証、第5章 結論で構成されている。第2章では、まず、TTBTsの適用の前提となる管路内の過渡流れに関する既往の研究について説明する。特に、本研究の数値シミュレーションによる検証で使用した1次元水撃作用モデルについて説明する。その後、TTBTsにおける既往の手法について説明し、その問題点について言及する。そして、その問題点に基づき、本研究の目的と方法を述べる。第3章では、TTBTsにおける既往の手法の問題点に基づいて、圧力変動を用いた（TTBTsにおける）新たな漏水検知法の実験的検証を行う。そして、数値シミュレーションを用いて、新たな手法の有効性の検証を行う。第4章では圧力変動を用いた新たな漏水検知法に対して、模型管路実験や現場管路実験を用いた実験的検証を行う。第5章では、これまでの結果から農業用管水路における新たな手法の適用範囲についてまとめ、圧力変動を用いた漏水検知法に関する今後の課題について説明する。

第 2 章 既往の研究とその問題点

TTBTs を管路内の漏水検知法として使用するためには、管路内の過渡現象への理解が必要不可欠である。管路内の過渡現象が研究され始めたのは、19 世紀後半におけるヨーロッパの産業革命時に新たな生産機械の動力源である電力が必要となった頃であった。当時は化石燃料の時代もまだ到来しておらず、水力発電が主要なエネルギーの供給源であったため、導水路やタービンを通した水の流れを制御する必要があり、その際に管路内の過渡現象の知見が応用された。そのため、当時の多くの水力発電会社は水撃作用現象やその制御に関する研究に大きな貢献をしてきた。20 世紀初めに入り、化石燃料が主要なエネルギー供給源として水力発電を追い越した後も、水理学的な過渡現象は、数多くの流体システム（水や石油、天然ガスといった燃料の供給、輸送、分配システム）を設計するうえでの重要な要素となっており、今日に至るまでその重要性は変わらない。水撃作用に関する研究はこれまでに数多くの研究者によってなされてきており、高速デジタルコンピューターの出現と高性能化の恩恵も受けながら、流体力学分野の中で大きな発展と変革を遂げてきた。本章では、まず水撃作用に関する既往の研究について概説する (2.1 から 2.7)。ここでは、特に本研究の数値シミュレーションによる理論解析で用いた 1 次元水撃作用モデルについて述べる。管路内水撃作用モデルには 2 次元、3 次元モデルが当然存在するが、これらモデルは管路内過渡現象時の流速分布や乱流構造などの流体现象を詳細に調査する場合に用いられるのが一般的である。流体システム的设计や本研究のような漏水検知に利用する場合は、2, 3 次元モデルは計算量が膨大であり実用的ではないため、通常は 1 次元モデルを採用する。その後、TTBTs に関する既往の研究について紹介し、その特徴や問題点について述べる (2.8, 9)。以上を踏まえて、最後に本研究の目的と方法を述べる (2.10)。

2.1 1次元の水撃作用流れに関する基礎方程式

Michaud (1878) は最初に水撃作用の問題に取り組み始め、水撃作用を制御するために空気室や安全弁の使用について調査した。19世紀の変わり目近くになると、Weston (1885), Carpenter (1893), Frizell (1898) といった研究者たちが管路内の圧力変化と流速変化の関係式を開発しようと試みた。その中で Frizell はタービンの速度制御への分岐管、反射波と通過波の効果について言及し、一定の成果を挙げた。最終的に、Joukowsky (1904) が過渡流れに関する理論の中で最もよく知られた式を導出し、その式は水撃作用の基礎式と呼ばれている。また、Joukowsky は分岐からの圧力波の反射と空気室やサージタンクの使用、ばね式安全弁についても研究している。水撃作用に関するジューコフスキーの基礎式は以下のように表される。

$$\Delta P = \pm \rho c \Delta V \quad \text{or} \quad \Delta H = \pm \frac{c \Delta V}{g} \quad 2-(1)$$

c は圧力波伝播速度 (m/s), P は圧力 (Pa) ($P = \rho g(H - z)$), z は基準点から管軸までの高さ, H はピエゾ水頭 (m), ρ は流体密度 (kg/m^3), V は管断面平均流速 (m/s) ($V = \int_A u dA / A$), u は局所水平方向流速 (m/s), A は管断面積 (m^2), g は重力加速度 (m/s^2) である。

3-(1)式において正の符号の場合は、水撃作用による圧力波が下流に進む場合であり、負の符号の場合は、圧力波が上流に進む場合である。Allievi (1903, 1913) は最初の原理から水撃作用の一般的な理論を構築し、運動量方程式における対流項は無視できることを示した。また、Allievi はバルブを緩閉塞したことによるバルブでの圧力上昇量を表した図表を作成した。水撃作用に関する支配方程式は Jaeger (1933, 1956), Wood (1937), Rich (1944, 1951), Parmakian (1955), Streeter and Lai (1963), Streeter and Wylie (1967) らによってさらなる改良が図られた。以上の彼らの尽力により、1次元水撃作用流れに関する典型的な質量保存式 (2-(2)式) 及び運動量保存式 (2-(3)式) が導出された。

$$\frac{c^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad 2-(2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{4}{\rho D} \tau_w = 0 \quad 2-(3)$$

τ_w は管壁にかかるせん断応力 (N/m^2), D は管径 (m), x は水平方向の距離 (m), t は時間 (s) である。

2.2 圧力波伝播速度

管内の圧力波伝播速度は以下のように表すことができる (Joukowsky, 1904; Chaudhry, 1987; Wylie et al., 1993; Korteweg, 1878; Lighthill, 1996)。

$$\frac{1}{c^2} = \frac{d\rho}{dP} + \frac{\rho}{A} \frac{dA}{dP} \quad 2-(4)$$

2-(4)式の右辺第1項は圧力波伝播速度に対する流体圧縮率の効果, 第2項は圧力波伝播速度に対する管弾性率の効果を表している。硬管における圧縮性流体の場合は2-(4)式において $dA/dP = 0$ であり, 弾性管における非圧縮性流体の場合は2-(4)式において $d\rho/dP = 0$ である。Korteweg (1878) は2-(4)式の右辺と流体の物質特性および管路の物質, 幾何学的特性を関連付けた。とりわけ, これまでの研究で既に確立されている状態方程式である $d\rho/dP = K_f/\rho$ を用いることで, 流体の物質特性を2-(4)式に導入した。 K_f は流体の体積弾性係数 (kN/m^2) である。(水の体積弾性係数は $2.03 \times 10^6 \text{ kN/m}^2$ である。) さらに, Korteweg は dA/dP を管内径 D (m), 管厚 e (m), 管の弾性係数 E (kN/m^2) に関して評価するために, 連続体力学の弾性体理論を用いた。弾性体理論については前提条件として以下の2つがある。(i) 管路の管軸方向の応力を無視する (ポアソン効果は無視する)。(ii) 管路の慣性を無視する。これらの仮定は, 全体が伸縮接手で固定されている流体輸送路に対して有効である。(i), (ii) の仮定の下で管内の圧力による力と管の周方向の応力による力の釣り合いを考えることにより, dA/dP を管の物質, 幾何学的特性 (管内径, 管厚, 管の弾性係数) で表すことができる。以上より2-(4)式は以下の式のように書き表すことができる (Parmakian, 1955; Wylie et al., 1993)。

$$c^2 = \frac{K_f}{\rho \left(1 + C_1 \frac{K_f D}{eE} \right)} \quad 2-(5)$$

C_1 は管の埋設状況による係数であり, この係数を導入することで2-(5)式は管路の管軸方向の応力を無視できない場合についても適用することができる。 $\cdot C_1 = 1 - \nu_p/2$: 管路の上流端だけが固定されている場合, $\cdot C_1 = 1 - \nu_p^2$: 管路全体が管軸方向の動きに対して固定されている場合, $\cdot C_1 = 1$: 管路全体が伸縮継手で固定されている場合 (Korteweg の仮定条件, ν_p はポアソン比を表す)

実際には, 多相 (液体と気体など), 多成分を含む水撃作用流れが一般的である。流体管では管路内が液体またはガスのどちらの場合でも, 大きな圧力変動を発生させると飽和蒸気圧に達して管路内には液体と気体の二つの相ができる。また, 特に下水道では流体以外に堆積物等の多様な成分が存在している。以上のような多相, 多成分を含む管路流れの場合は, 流体の密度と体積弾性係数を各相, 各成分の比率に応じて加重平均して求めて, 最終的な圧力波伝播速度を求める必要がある。しかし, 本研究の対象は農業用管水路であり下水でないことから, 管水路に存在する水以外の成分は微小であると考え, 多成分が水撃作用流れに与える影響は無視する。また, 本研究では静水圧に対して微小な圧力変動を発生させるため,

飽和水蒸気圧に達することはない。よって、管水路中の気体の割合も微小であると考え、多相が水撃作用に流れる影響も無視する。

2-(5)式はポアソン効果を考慮しているが、管路の動きや慣性は無視している。これは埋設管や高密度で十分な堅さを持った管などのように堅く固定された管路システムに適用できる。例えば、配水システムや天然ガスラインなどの大規模な輸送管路が挙げられる。しかしながら、管路が十分に固定されていない、または管の密度や堅さが小さい場合は、管路の動きや慣性が重要になってくる。その例として、航空機の燃料注入システム、冷却水システム、血管などが挙げられる。このようなシステムでは、流体と管路構造の相互作用モデル (fluid-structure interaction model, FSI モデル (Tijsseling, 1990; 1996, Wiggert et al., 1987; Wiggert & Tijsseling, 2001; Dalleli et al, 2015)) を組み込むことを考慮に入れる必要がある。農業用管水路は地中に埋設されており、十分に固定されているため、本研究では、FSI モデルについて考慮しない。

2.3 壁せん断応力モデル

管壁の摩擦（壁せん断応力）をモデル化することは、実用の分野において、第1波以降の圧力波形を正確にシミュレーションするために必要不可欠である。管壁の摩擦をモデル化する必要がある場面として、例えば、(i)管路システムの設計や解析、(ii)過渡流れ制御機器の設計や解析、(iii)過渡流れに起因する水質問題のモデル化、(iv)機能診断やパラメータの同定のために安全で信頼性の高い現場のデータに対応したプログラムの設計、(v)キャリブレーションや漏水検知のための現場のデータに対する過渡現象モデルの適用、(vi)水中分離やキャビテーションのモデル化、などが挙げられる。特に長距離で摩擦が大きい管路に対しては、徹底した壁せん断応力のモデル化が重要になってくる。

2.3.1 準一定常壁せん断応力モデル

慣例的な過渡流れ解析では、定常状態流れにおいて成立する現象に基づいた壁せん断応力と管断面平均流速との関係が非定常状態でも有効であると仮定されている。つまりこれは、Darcy-Weisbach 式や Hazen-Williams 式のような壁せん断応力の表現が、過渡流れの間すべての瞬間で維持されると仮定している。例えば、水撃作用モデルで使用される Darcy-Weisbach 式の形は以下のように表される (Streeter and Wylie, 1985)。

$$\tau_w(t) = \tau_{ws} = \frac{\rho \lambda(t) |V(t)| V(t)}{8} \quad 2-(6)$$

$\tau_{ws}(t)$ は準一定常壁せん断応力 (N/m²)、 $\lambda(t)$ は Darcy-Weisbach 摩擦係数である。

非定常状態（過渡流れ）に対して 2-(6) 式のような定常状態の壁せん断応力を使用することができるのは、現象として非常に遅い過渡流れ、あるいは圧力波伝播速度の時間スケールよりも粘性拡散の時間スケールの方が非常に小さい（オーダーにして 10² 倍程度異なる）場合に対してだけである。現象として早い過渡流れ（一般的な水撃作用流れ）、中でも粘性拡散の時間スケールよりも圧力波伝播速度の時間スケールの方が非常に小さい場合は、壁せん断応力として 2-(6) 式を使用することは問題点がある。管路の下流端バルブを瞬時に完全閉塞した場合を考えると、発生した圧力波は上流へと進み、圧力波が通過した箇所での流量と流速はほとんど 0 になる。圧力波が通過した箇所の典型的な流速分布を図 2-1 に示す。この場合、2-(6) 式を用いると壁せん断応力は 0 であるが、これは誤りである。図 2-1 に示すように圧力波が通過すると、管壁付近には逆流域が生じ、これと管壁における Non-slip 条件（管壁の流速は常に 0）によって、実際には大きな壁せん断応力が働く。以上のように水撃作用流れにおいて、壁せん断応力をモデル化する際、2-(6) 式のような準一定常壁せん断応力モデルを使用すると、数値シミュレーション結果、実験結果、現場観測結果と矛盾が生じることは過去の研究でも多数報告されている (Vardy and Hwang, 1991; Axworthy, 2000; Ghidaoui and Mansour, 2002; Silva and Chaudhry, 1997; Pezzinga, 1999)。実際の壁せん断応力 $\tau_w(t)$ と準一定常壁せん断応力 $\tau_{ws}(t)$ との乖離量を $\tau_{wr}(t)$ と定義すると数学的に以下のように表すことができる。

$$\tau_w(t) = \tau_{ws}(t) + \tau_{wu}(t) \quad 2-(7)$$

$\tau_{wu}(t)$ は壁せん断応力の非定常成分 (N/m²) $\tau_{wu}(t)$ は定常状態では0, 遅い過渡流れでは小さい値, 早い過渡流れ (一般的な水撃作用流れ) では十分に大きな値を持つ。以下では, 水撃作用流れにおける $\tau_{wu}(t)$ を推定する様々なモデルについて説明する。

2.3.2 経験則に基づいた壁せん断応力モデル (Instantaneous acceleration-based モデル)

Daily et al. (1956) は室内実験を行い, 加速する流れの状態では $\tau_{wu}(t)$ は正となり, 減速する流れの状態では $\tau_{wu}(t)$ は負となることを発見した。Daily et al.は実験結果をもとに, $\tau_{wu}(t)$ の定式化を行ったが, Carstens and Roller (1959) による理論的な研究によってその式が非常に遅い過渡流れ (非定常の流速分布が定常の流速分布と同じ形である場合) に対してのみ適用可能であることが明らかになった。さらに, Vardy and Brown (1996) は, Daily et al.式が圧力波が管内を伝播する時間スケールが粘性拡散の時間スケールよりも非常に大きいときのみ適用可能であると述べ, Axworthy (2000) は, Daily et al.式が圧力波が管内を伝播する時間スケールが粘性拡散の時間スケールよりも非常に小さいときのみ適用可能であると述べた。どちらの場合も, Daily et al.式が瞬間の流速の時間変化に依存していることの理論的な妥当性について述べている。

瞬間の流速の時間変化に基づく非定常摩擦モデル (Instantaneous acceleration-based unsteady friction models, 以下 IAB モデルと呼ぶ) に対する重要な修正は Brunone and Golia (1991), Greco (1990), Brunone et al. (1991a, b) によって提案された。よく知られた Brunone et al. (1991a) のモデル式はその簡潔さと圧力波形の実験結果とよく一致することから, 水撃作用流れにおいて最も広く用いられる修正式となった。Brunone et al. (1991a) は水撃作用流れの運動量方程式の中にコリオリ修正係数と非定常の壁せん断応力を以下の式のように組み込んだ。

$$\frac{\partial H}{\partial x} + \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\eta + \phi}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + J_s = 0 \quad 2-(8)$$

η はコリオリ修正係数からの乖離量, J_s は定常状態の摩擦項 ($J_s = (f|V|)/2gD$), $(\phi/g)(\partial V/\partial t)$ は非定常状態と定常状態の摩擦項の乖離量である。

水撃作用流れでは, 圧力波伝播速度と比較して流速が非常に小さいので, 2-(8)式では対流項を無視している。 $\eta + \phi$ に対する構成式が必要であり, Brunone et al. (1991a) は以下のように提案した。

$$\eta + \phi = k \left(1 - c \frac{\partial V}{\partial x} / \frac{\partial V}{\partial t} \right) \quad 2-(9)$$

あるいは, 壁せん断応力の形では,

$$\tau_w = \tau_{ws} + \frac{k\rho D}{4} \left(\frac{\partial V}{\partial t} - c \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad 2-(10)$$

2-(10)式によって, 水槽-管路-バルブ系において下流端でバルブを急閉塞した場合に生じ

る圧力波形の減衰を正確に表現することができる。Brunone et al. (1991a) モデルを少し修正した式は上流側あるいは下流側で起こした圧力波形どちらに対しても適用することができる (Pezzinga, 2000; Bergant et al., 2001)。特に Pezzinga (2000) と Bergant et al (2001) はそれぞれ 2-(11), (12)式を提案した。

$$\eta + \phi = k \left[1 + \text{sign} \left(V \frac{\partial V}{\partial x} \right) c \frac{\partial V}{\partial x} / \frac{\partial V}{\partial t} \right] \quad 2-(11)$$

$$\eta + \phi = k \left[1 + \text{sign}(V) c \left| \frac{\partial V}{\partial x} \right| / \frac{\partial V}{\partial t} \right] \quad 2-(12)$$

この章で示した壁せん断応力モデルを使用する際は、信頼性のあるパラメーター k の推定が必要である。Brunone et al. (2000), Daily et al. (1956) や他の研究者はパラメーター k が普遍的に一定の値を持たないと示している。このパラメーターを推定する実験的方法として、Brunone et al. (1991b) が計測した圧力波形の減衰にフィッティングさせる方法を提案した。Pezzinga (2000) は準-2次元乱流モデルを用いてパラメーター k に対するムーディー線図のような図表を作成した。また、Vardy and Brown (1996) はパラメーター k を決定するための理論的に基づいた式を与えている。

2.3.3 物理的に基づいた壁せん断応力モデル (Weighted function-based モデル)

本章で示す非定常壁せん断応力モデルは一方向の管路流れ方程式の解析的な解に基づいており、Zielke(1968)によって最初に提案された。Navier-Stoke 方程式の管軸方向成分をラプラス変換することによって、Zielke は次式に示す管路の非定常層流流れにおける壁せん断応力を導出した (Appendix. 1)。

$$\tau_w(t) = \frac{4\nu\rho}{R} V(t) + \frac{2\nu\rho}{R} \int_0^t \frac{\partial V}{\partial t'}(t') W(t-t') dt' \quad 2-(13)$$

t' はダミー変数 (物理的に経時変化の中の瞬時の時間を表す), R は管の半径(m), ν は流体の動粘性係数 (m^2/s), W は重み関数である。

$$\begin{aligned} W(t) &= e^{-26.3744(\nu t/R^2)} + e^{-70.8493(\nu t/R^2)} + e^{-135.0198(\nu t/R^2)} + e^{-218.9216(\nu t/R^2)} + e^{-322.5544(\nu t/R^2)} \\ \text{for } \frac{\nu t}{R^2} &> 0.02 \\ W(t) &= 0.282095 \left(\frac{\nu t}{R^2} \right)^{-1/2} - 1.25000 + 1.057855 \left(\frac{\nu t}{R^2} \right)^{1/2} \\ \text{for } \frac{\nu t}{R^2} &< 0.02 + 0.937500 \frac{\nu t}{R^2} + 0.396696 \left(\frac{\nu t}{R^2} \right)^{3/2} - 0.351563 \left(\frac{\nu t}{R^2} \right)^2 \end{aligned} \quad 2-(14)$$

2-(13)式の右辺第1項は定常状態の壁せん断応力 τ_{ws} , 第2項は流れの非定常性による壁せん断応力修正項 τ_{wu} を表している。2-(13)式の畳み込み積分を数値積分する際には、過去に計算したすべての流速を記憶させておくための大容量メモリが必要であり、そのCPU時間は長くなる。特に、時間ステップが短くシミュレーション時間が長い場合、その傾向が顕著で

ある。Trikha (1975) は 2-(14)式の重み関数を近似するために 3つの指数関数の項を使用した。指数関数の項を使用する長所は過去の流速を直前のステップの流速で一括できるように再帰的な方程式を簡単に得ることができる点にある。これにより、コンピューターのメモリには直前のステップの計算値だけを記憶させておけばよいことになり、すべての時間ステップにおいて最初から畳み込み積分の計算をする必要はなくなる。これによりメモリ領域と計算時間は大幅に削減された。Suzuki et al. (1991) は、 $vt/R^2 < 0.02$ の場合は普通に畳み込み積分を行い、 $vt/R^2 > 0.02$ の場合は重み関数を 5つの指数関数の和で表し、Trikha が使用したのと同じような再帰方程式を計算に用いた。Zielke の式は層流に対して定義されたものであったが、Trikha や他の研究者たち (Bergant et al., 1994; 2001) はこの式が低レイノルズ数の乱流に対しても適用できることを明らかにした。Vardy and Brown (1996) は、層流以外の流況に対して Zielke の式を使用することについては批判的であったが、この式を乱流に対して適用したことに対する誤差は、圧力波が減衰するにつれて小さくなると言及している。

Vardy et al. (1993) は Zielke の手法を滑らかな管路内における低レイノルズ数乱流状態の水撃作用流れに拡張した。その後、Vardy and Brown (1995) は Vardy et al. (1993) のモデルを滑らかな管路内における高レイノルズ数乱流状態の水撃作用流れに拡張した。さらに、Vardy and Brown (1995) はこのモデルが低レイノルズ数流れに対する Vardy et al. (1993) モデルと層流流れに対する Zielke モデル (1968) と同等の結果を与えることを示した。つまり、Vardy and Brown (1995) モデルは層流状態から高レイノルズ数の乱流状態までの広範囲の流況に対して精度の良い結果を与えることが保証されている。このモデルは次のように表される。

$$\tau_w(t) = \frac{\rho\lambda V(t)|V(t)|}{8} + \frac{4\nu\rho}{D} \int_0^t W(t-t') \frac{\partial V}{\partial t'} dt' \quad 2-(15)$$

where

$$W(t) = \alpha \exp(-\beta t) / \sqrt{\pi t}; \quad \alpha = D/4\sqrt{\nu}; \quad \beta = 0.54\nu R_e^\kappa / D^2; \quad \kappa = \log(14.3 / R_e^{0.05})$$

R_e はレイノルズ数である。

Zielke モデルと同様に 2-(15)式の畳み込み積分の形は数値シミュレーション上、計算の負荷が大きいため望ましくない。計算の負荷を軽減するため、2-(15)式で表される Vardy-Brown 非定常摩擦式の高精度かつ簡便かつ効果的な近似式が定義され、1次元非定常流れに対する解法の 1つである特性曲線法に簡単に組み込むことができると示されている (Kagawa et al., 1983; Vítkovský et al., 2004)。

Zielke モデルは以下の仮定の下、成立している。(i) 流れが十分に発達している、(ii) 対流項を無視している、(iii) 非圧縮性の連続式を用いている、(iv) 過渡流れ中においても、流速分布が管軸対称である。Zielke モデルを乱流状態まで拡張するために、Vardy and Brown (1995) は(i)から(iv)の仮定条件に加えて、乱流渦粘性に関する二つの基本的な仮定を置

いている。一つ目は、乱流状態の動粘性が壁せん断層内では線形的に変化し、中心領域では無限であると仮定している。二つ目は、乱流渦粘性が時間的に不変である（定常状態の値と変わらない）と仮定している。(i)から(iii)までの仮定は実際の水撃作用流れにおいても正確であり、これはマッハ数（圧力波伝播速度に対する流速比）が大抵の場合、無視できるほど小さく、管の全長が流れの助走区間に比べてはるかに長いことによる。その他の仮定については、さらなる検討が必要であるが、本研究ではすべての仮定が正しいものとして扱う。

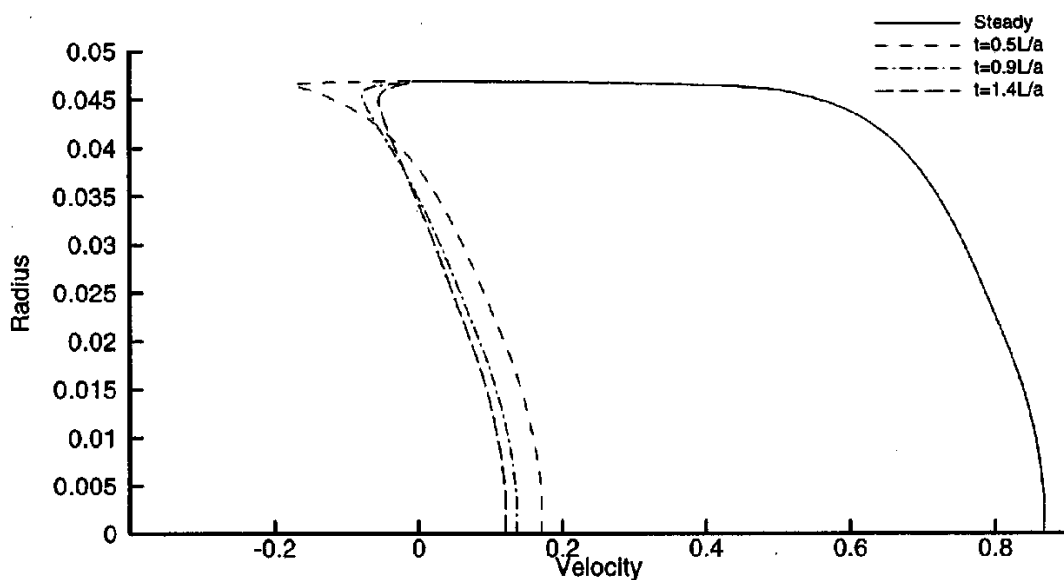


図 2-1 定常状態と圧力波が通過した後の任意の箇所における流速分布
(Ghidaoui, M.S. et al., 2005 より抜粋)

2.4 1次元水撃作用流れ方程式に対する数値解法

水撃作用流れに関する1次元支配方程式の近似解法として、数値解法が用いられる。数値解法の中には特性曲線法、有限差分法、有限要素法等が挙げられる。本研究では、特性曲線法を使用する。

2.4.1 特性曲線法

特性曲線法 (The method of characteristics, MOC) は、最も有名な手法であり、広く使用されている。特性曲線法には数多くの長所がある。多くの境界条件があるような複雑なシステムに対しても成立する、プログラミングの簡便性、数値計算の効率性、そして段波の正確なシミュレーション等である。さらに、特性曲線法は支配方程式を常微分方程式に変換できるという魅力的な特性を持っている。この方法を安定的に使用するためには、時間、空間ステップがクーラン条件を満たしている必要がある (Wylie and Streeter, 1993)。複数の管路を含むシステムや圧力波伝播速度が圧力に依存するような気体-液体混合体では内挿が必要である。この内挿により、数値拡散や数値下落を引き起こす場合がある。

2.4.2 有限差分法

有限差分法は、支配方程式の偏微分を有限差分で近似する方法である。この方法には陰的解法と陽的解法の二つがある。陰的有限差分スキームは全体のシステムに対する代数方程式を同時に解く必要がある。これは繰り返し計算によって複雑な境界条件を解くため多くの計算量を必要とする。陽的有限差分スキームでは、変数が前のステップの変数で表される。陰的解法は収束するための時間ステップの制限がない、無条件で安定という利点があるのに対して、陽的解法は条件付きで安定となる。しかしながら、陰的スキームにおいて、非定常解の精度を保証するためには時間ステップを任意に増加させることはできず、特性曲線法の安定条件に必要とされる値に近づけなければならない。そうしなければ、急激な圧力変動において高周波の振動が発生することになる。

2.4.3 その他の方法

有限要素法は1次元水撃作用流れの解法として使用する利点はない。スペクトル法は非周期の境界条件を扱うのに適していない。境界積分法は時間依存性の問題を扱う場合には効果的ではない。

2.5 特性式と数値計算スキーム

特性曲線法は 2-(2), 2-(3)式の連立微分方程式を解くためによく用いられている。特性曲線法が安定であるためにはクーラン条件で与えられる時間と空間ステップの数値的制限を満たす必要がある。この場合のクーラン条件は、以下のように表すことができる (Wylie and Streeter, 1993)。

$$C_N \leq 1 \quad \text{or} \quad \frac{dx}{dt} \geq V \pm c \quad 2-(16)$$

C_N はクーラン数と呼ばれ、実際の圧力波伝播速度 ($V \pm c$) と数値計算上の圧力波伝播速度 (dx/dt) との比で表される ($C_N = (V \pm c)/(dx/dt)$)。この条件は、特性曲線を通した流れ特性の伝播の中で、数値計算上の圧力波伝播速度が実際の圧力波伝播速度よりも大きくなければならないことを示している。これらの特性曲線は C^+ と C^- で表されることが多く、それぞれ前のステップの上流からの伝播と下流からの伝播に対応している。数値拡散と数値下落を避けるために、クーラン数が 1 ($dx/dt = V \pm c$) であることが理想的である。また、2-(2), 2-(3)式の連立微分方程式を常微分方程式に変換できるのは、特性曲線上だけである。常微分方程式に変換された形は特性方程式として知られており、以下のように表される。

$$C^\pm: \frac{dH}{dt} \pm \frac{c}{gA} \frac{dQ}{dt} \pm \frac{4c}{\rho g D} \tau_w = 0 \quad \text{along} \quad \frac{dx}{dt} = V \pm c \quad 2-(17)$$

これらの式を $x-t$ 平面上の特性曲線上で積分すると、次式が得られる。

$$C^\pm: [H_{i,j} - H_{i\mp 1,j-1}] \pm \frac{c}{gA} [Q_{i,j} - Q_{i\mp 1,j-1}] \pm \frac{4c}{\rho g D} \int_{(i\mp 1,j-1)}^{(i,j)} \tau_w dt = 0 \quad 2-(18)$$

i, j は空間、時間ステップの位置を表し、 $x-t$ 平面上の各格子点の座標は $[i\Delta x, j\Delta t]$ で表す。また、本研究ではマッハ数が非常に小さい (対流項を無視する) として特性曲線は $dx/dt = \pm c$ とする。

2.6 数値計算格子

特性方程式による数値計算スキームを解くために、 $x-t$ 平面上で様々な計算格子が使われる。格子の型は $\Delta x = c\Delta t$ であるかどうか、必要とされる精度や数値計算時間によって決まる。 $\Delta x = c\Delta t$ である場合は、以下の二つの特定の時間間隔格子が使用されている。

- ・ Rectangular 型二重格子 (図 2-2(a))
- ・ Diamond 型スタックカード格子 (図 2-2(b))

$\Delta x > c\Delta t$ の場合は必ず内挿が必要であり、以下の二つの可能な格子がある。

- ・ Rectangular 型二重格子 (図 2-2(a))
- ・ 特性曲線型格子 (図 2-2(c))

Rectangular 型二重格子は最も一般的に使用される。この格子では、二つの完全に独立した特性曲線によって時間経過ごとに値を計算していく。 $\Delta x = c\Delta t$ である場合、特性曲線は各格子点で交わる。 $\Delta x > c\Delta t$ である場合、特性曲線は格子点の外側で交わり、数値的内挿が必要となる。Rectangular 型二重格子は、 $\Delta x = c\Delta t$ の場合、あらかじめ $x-t$ 平面上に定義した各格子点上の値を時間経過とともに非常に順序良く計算できるという利点があるのに対して、 $\Delta x > c\Delta t$ の場合、内挿による解の数値下落を起こすという欠点がある。

Diamond 型スタックカード格子は Rectangular 型二重格子の二重性（格子上で特性曲線が重なっていること）を回避しているが、各管路を偶数倍の数の区間に分ける必要がある。同じ時間ステップでは、Diamond 型スタックカード格子の方が Rectangular 型二重格子よりも計算負荷と時間が半分になる。通常、Diamond 型スタックカード格子は、 $\Delta x = c\Delta t$ の場合に使用される。

特性曲線型格子は、 $\Delta x > c\Delta t$ の場合に使用され、基本的に Diamond 型スタックカード格子の型とは一緒である。この格子は Rectangular 型二重格子 ($\Delta x > c\Delta t$) の内挿により生じる誤差を回避できるという利点がある。

Rectangular 型二重格子は事前に定義されている (x, t) 平面を使用するため、順序よく数値計算ができるという魅力的な特性がある。よって一般的に、 $\Delta x = c\Delta t$ となるようにするが、以下のように $\Delta x = c\Delta t$ が成立しない様々な場合が存在する ($\Delta x > c\Delta t$ の場合、また $\Delta x < c\Delta t$ の場合はクーラン条件を満たさないので考えない)。

- 非定常摩擦や管路の非線形な弾性挙動（膨張，収縮）によって、圧力波伝播速度が時間によって変化する、流体中に気体が溶け込んだことによって、圧力波伝播速度が管内圧力によって変化する場合
 - 対流項や管路勾配が重要になる場合
 - 変化点や分岐点における境界条件を適用するためにすべての管路で同じ時間ステップを使用している複数管路を含むシステムで、 Δx が $c\Delta t$ と等しくない場合
- (iii) の場合を解決するには、圧力波伝播速度を調整するのが妥当な方法である。圧力波伝播速度を修正するということは、 $\Delta x = c\Delta t$ となるように圧力波伝播速度を少し修正することである。この方法は、計算時間を節約し、数値拡散、下落を引き起こす内挿スキーム

を回避することができる。圧力波伝播速度は正確に決定できるパラメーターではないので、この値を少し修正することは問題ない。非常に簡便な方法であるため、可能であれば使用することが推奨される。この方法の代わりに管路の長さを調整する方法も使用できる。

(i), (ii)の場合を解決するためには、特性曲線型格子を使用するかあるいは内挿することが必要である。内挿は時間軸、あるいは空間軸に対して、線形 (Chaundhry, 1987) あるいはそれより高次のスキーム (Liggett and Chen, 1995) で行われ、前の時間ステップの既知の値が使用される。内挿は圧力波の数値分散や下降を引き起こすため、基本的にどのような内挿も避けるべきであり、特に段波が発生するような水撃作用流れではこの傾向は顕著である。さらに、時間軸上の内挿の方が空間軸上の内挿と比べて、与える数値下落の影響が少なく、より高次の内挿はより精度の良い結果を与える。例えば、3次や5次の Runge-Kutta 近似は非常に精度の良い結果を与えている (Liggett and Chen, 1995)

本研究では、(i), (ii)の場合は起こらないものとして、 $\Delta x = c\Delta t$ となるようにした。(iii)の場合では、各管路の長さを調整してどの管路でも $\Delta x = c\Delta t$ を満たすようにした。数値シミュレーションでは、常に Rectangular 型二重格子を使用して、計算を行った。

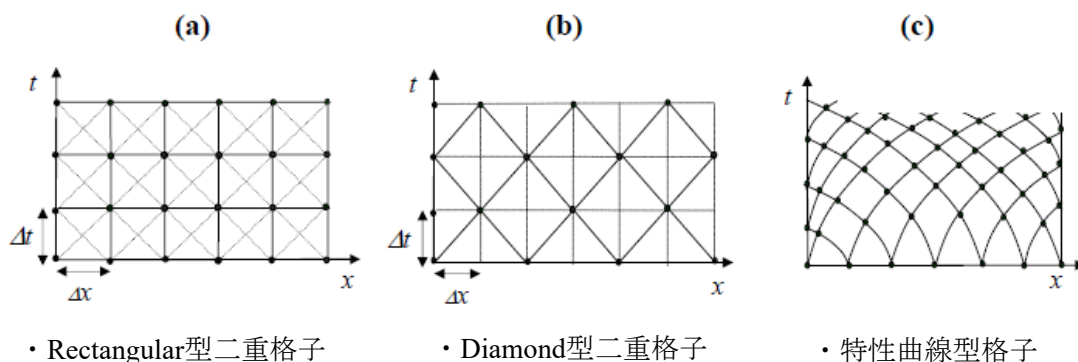


図 2-2 $x-t$ 平面上の異なる数値計算格子
(Covas, D.I.C., 2003 より一部改変)

2.7 具体的な数値計算方法

本研究では、管路内の水撃作用流れを数値計算によってシミュレーションする際、1次元水撃作用流れ支配方程式を使用し、非定常摩擦項モデルとして、Weighted function-based model を使用した。数値解法には特性曲線法、数値計算格子には Rectangular 型二重格子を使用した。使用した 1次元水撃作用流れ支配方程式の質量保存式と運動量保存式は以下のよう書き表せる。

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{c^2}{gA} \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad 2-(19)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} + \frac{1}{gA} \frac{\partial Q}{\partial t} + h_\lambda(t) = 0 \quad 2-(20)$$

$h_\lambda(t)$ は単位長さ当たりの摩擦損失水頭であり、下記のように表した。

$$h_\lambda(t) = h_{\lambda s}(t) + h_{\lambda u}(t) = \frac{\lambda Q(t)|Q(t)|}{2gDA^2} + \frac{16\nu}{gAD^2} \int_0^t \frac{\partial Q}{\partial t'} W(t-t') dt' \quad 2-(21)$$

$h_{\lambda s}(t)$, $h_{\lambda u}(t)$ はそれぞれ定常摩擦項と非定常性による修正摩擦項である。重み関数 $W(t-t')$ は N 個の指数関数の和で近似する方法で以下のように表記した。

$$W(t) = \sum_{k=1}^N m_k \exp\{-n_k K t\} \quad 2-(22)$$

K は時刻 t を無次元化する定数であり、 $K = 4\nu/D^2$ である。 m_k , n_k は定数で真の重み関数に合うように決定される。2-(21)式に 2-(22)式を代入すると、摩擦項 h_λ は 2-(23), 2-(24)式のよう表すことができる。

$$h_\lambda(t) = \frac{\lambda Q(t)|Q(t)|}{2gDA^2} + \frac{16\nu}{gAD^2} \sum_{k=1}^N y_k(t) \quad 2-(23)$$

$$y_k(t) = \int_0^t \frac{\partial Q}{\partial t'} m_k \exp\{-n_k K(t-t')\} dt' \quad 2-(24)$$

図 2-3 のように、Rectangular 型二重格子では、それぞれ実線の特性曲線と点線の特性曲線から成る二つの格子網が存在し、これにより各格子点の値を計算している。また、これらの二つの格子網は互いに独立していなければならない。非定常における摩擦を計算する際には、2-(24)式のように流量の時間微分を計算する必要がある。この流量の時間微分を1つ前の時間ステップとの流量変化として計算を行うと、図 2-3(a)のように二つの格子網は 2-(24)式の特性曲線によって互いに干渉することになるので、結果として数値振動を引き起こす(図 2-4(a))。よって、2-(24)式の流量の時間微分を2つ前の時間ステップとの流量変化として計算することで、図 2-3(b)のように二つの格子網は 2-(24)式の特性曲線によって干渉することはなく、数値振動は発生しない(図 2-4(b))。以上をふまえて、2-(24)式を以下のように表す。

$$y_k(t+2\Delta t) = \int_0^t \frac{\partial Q}{\partial t'} m_k \exp\{-n_k K(t+2\Delta t-t')\} dt' + \int_t^{t+2\Delta t} \frac{\partial Q}{\partial t'} m_k \exp\{-n_k K(t+2\Delta t-t')\} dt' \quad 2-(25)$$

2-(25)式の右辺第2項の積分を **rectangular rule** によって近似，流量の時間微分項を中心有限差分によって近似すると以下のように変形できる。

$$y_k(t+2\Delta t) = \exp\{-2n_k K \Delta t\} y_k(t) + m_k \exp\{-n_k K \Delta t\} [Q(t+2\Delta t) - Q(t)] \quad 2-(26)$$

2-(19), 2-(20), 2-(23), 2-(26)式より，数値計算で用いる特性方程式は2-(18)式と同様に下記のように書くことができる。

$$H_{i,j+1} - H_{i+1,j} \pm \frac{c}{gA} (Q_{i,j+1} - Q_{i+1,j}) \pm \frac{\lambda \Delta x}{2gDA^2} Q_{i+1,j} |Q_{i+1,j}| \pm \frac{16\nu \Delta x}{gD^2 A} \sum_{k=1}^N y_{k,i,j+1} = 0 \quad 2-(27)$$

$$y_{k,i,j+1} = \exp\{-2n_{k,i,j-1} K \Delta t\} y_{k,i,j-1} + m_{k,i,j-1} \exp\{-n_{k,i,j-1} K \Delta t\} [Q_{i,j+1} - Q_{i,j-1}] \quad 2-(28)$$

2-(27)式の定常摩擦項の流量は二つとも前の時間ステップ（既知）の流量を用いているが，この形は陽的二次近似スキームと呼ばれる。この近似は， Δt に関する安定条件

$$\frac{\lambda |Q| \Delta t}{2AD} < 1$$

が必要で，かつ，高周波や低周波成分の振幅・位相速度の歪みが大きくなる（島田，2008）。これに対して，陽的二次近似スキームでは，流量項を $Q_{i,j+1} |Q_{i+1,j}|$ で表し，新しい時間ステップ（未知）と前の時間ステップ（既知）の流量を用いている。この近似は Δt に制約のない無条件安定である（島田，2008）。

2-(27), 2-(28)式を用いることにより，既知の圧力，流量から経過時間ごとの圧力，流量を計算することができる。

2.7.1 非定常摩擦項における重み関数

2-(15)式で説明した通り，Vardy and Brown（1995）は管内過渡流れにおいて非定常摩擦項中の重み関数 $W(t)$ の近似の形を提案しており，以下にその近似式を書き直す。

$$W(t) = \frac{\alpha' \exp\{-\beta' Kt\}}{\sqrt{Kt}} \quad 2-(29)$$

A , B はレイノルズ数と管の相対粗度の関数である。2-(29)式は前述した2-(22)式として近似することができるので，2-(30)式のように表現できる。

$$W(t) = \frac{\alpha' \exp\{-\beta' Kt\}}{\sqrt{Kt}} \approx \sum_{k=1}^N m_k \exp\{-n_k Kt\} \quad 2-(30)$$

よって，Vardy Brown の重み関数のモデルに合うように， m_k , n_k を決定していく。しかし，2-(30)式のままでは実験条件ごとに m_k , n_k を決める必要があり，非常に手間がかかる。そこで，2-(30)式の各辺を $\alpha' e^{-\beta' Kt}$ で除した形である2-(31)式を考える（Vitkovský et al., 2004）。

$$W^*(t) = \frac{1}{\sqrt{Kt}} \approx \sum_{k=1}^N m_k^* \exp\{-n_k^* Kt\} \quad 2-(31)$$

$m_k^* = m_k / \alpha'$, $n_k^* = n_k - \beta'$ であり，2-(31)式から実験条件によらず m_k^* , n_k^* を求めることができる。次に m_k^* , n_k^* の導出方法について述べる。まず， $W^*(t)$ に指数関数の第1項である $w_1 =$

$m_k \exp\{-n_k Kt\}$ を合わせることを考える。ここで、 $W^*(t)$ の対数のグラフを図 2-5(a)に示す。また、 $w_1 = m_1 \exp\{-n_1 Kt\}$ の対数をとると $\ln w_1 = -n_1 Kt + \ln m_1$ となり、直線になるので、 $\ln w_1$ が図 2-5(a)に示した $\ln W^*(t)$ のグラフの直線部分となるように m_1^* , n_1^* を決定する。 $\ln W^*(t)$ と $\ln w_1$ との相対誤差が 1%以下の場合には、 $\ln w_1$ で $\ln W^*(t)$ の直線部分をフィッティングできているとし、相対誤差が 1%より大きくなった場合はフィッティングできていないと判断した。その境目の時間を $t = t_1^*$ とおくと、 $t \geq t_1^*$ では、 $W^*(t)$ を w_1 で表せていることになる (図 2-5(b))。次に、まだ $W^*(t)$ と w_1 がフィッティングしていない $t < t_1^*$ の範囲で $W^*(t)$ と w_1 の差の対数を取り、これと指数関数の第 2 項までの和 $w_2 = m_1 \exp\{-n_1 Kt\} + m_2 \exp\{-n_2 Kt\}$ と w_1 との差の対数 $\ln(w_2 - w_1) = -n_2 Kt + \ln m_2$ を先ほどと同様の方法でフィッティングしていく。 $\ln(W^*(t) - w_1)$ と $\ln(w_2 - w_1)$ とのフィッティングの様子を図 2-5(c)に示す。指数関数第三項以降の m_k^* , n_k^* についても、前述した方法で値を決定していく。2-(28)式の形から $t \geq \Delta t$ の範囲まで $W^*(t)$ を指数関数の和で近似できれば良いので、 $t_k^* < \Delta t$ となる第 k 項の指数関数の m_k^* , n_k^* まで決定すればよい。今回の場合は、 k の最大値は $k = 15$ となり、フィッティングにより決定した m_k^* , n_k^* の値を表 2-1 に示す。そして、以下の 2-(32)式、2-(33)式によってすべての時間ステップで格子点ごとに m_k^* , n_k^* から m_k , n_k を求めることで計算を行っていく。

$$m_k = \alpha' m_k^* \quad 2-(32)$$

$$n_k = n_k^* + \beta' \quad 2-(33)$$

2.7.2 変数パラメーター

数値計算における変数パラメーターは、定常摩擦項中の摩擦損失係数 λ と非定常性による摩擦修正項中の α' , β' である。本研究の実験条件において水撃作用が起こる前の定常状態での管内のレイノルズ数 R_e は 4,000~7,000 であり、層流と乱流の遷移領域であると言える。よって図 2-6 のムーディー線図から摩擦損失係数 λ は、滑らかな管の場合、2-(34)式で示すレイノルズ数 R_e のみの関数 (ブラジウスの式)、粗い管の場合、2-(35)式で示すレイノルズ数 R_e と絶対粗さ e (m) の関数 (コールブルックの式) で表すことができる。

$$\lambda = \frac{0.3164}{R_e^{0.25}} \quad 2-(34)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left(\frac{e/D}{3.71} + \frac{2.51}{R_e \sqrt{\lambda}} \right) \quad 2-(35)$$

また、非定常性による摩擦修正項中の α' , β' は管内の流れが層流、滑らかな管、粗い管の場合の乱流で表し方が異なり、それぞれ 2-(36)から 2-(38)式に示す。

$$\alpha' = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \quad \beta' = 210.08 \quad 2-(36)$$

$$\alpha' = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \quad \beta' = 0.135 R_e^\kappa \quad \kappa = \log(14.3 R_e^{-0.05}) \quad 2-(37)$$

$$\alpha' = 0.0103\sqrt{R_e} \left(\frac{e}{D}\right)^{0.39} \quad \beta' = 0.352R_e \left(\frac{e}{D}\right)^{0.41} \quad 2-(38)$$

水撃作用流れでは、レイノルズ数が変化するため、層流状態と乱流状態の間を繰り返す場合がある。よって、レイノルズ数の大きさによって層流の場合のパラメーター (2-(36)式) と乱流の場合のパラメーター (2-(37)式あるいは 2-(38)式) を使い分け、その境目となる臨界レイノルズ数を 2,000 とした。以上より、管が滑らかな場合と粗い場合の 2 パターンの数値計算モデルを考え、それぞれにおいて数値計算を行い、推定した圧力波形と実験結果の圧力波形が最も合うモデルを適用した。

2.7.3 境界条件

2.7.3.1 定常状態流れ

上流端の境界条件は、上流水槽のピエゾ水頭をある値で一定とし、2-(27)式の下流からの式と 2-(28)式を連立させることで、上流水槽の流量を計算することができる。下流端の境界条件は、下流端のピエゾ水頭をある値で一定とする場合、下流端の流量をある値で一定とする場合、そして以下のバルブ式を用いる場合がある。

$$Q = C_v A \sqrt{2gH} \quad 2-(39)$$

C_v はバルブの開度と流出係数の積である。各場合において、2-(27)式の上流からの式、2-(28)式と連立させることで計算を行う。定常計算によって流況が安定するまでの時間は下流端の境界条件によって大きく異なり、安定するまでの時間の早い順に条件を並べると、バルブ式 > 下流端のピエゾ水頭一定 >> 下流端の流量一定となる。よって、本研究では定常計算の下流端境界条件としてバルブ式を選定した。

2.7.3.2 非定常状態流れ (水撃作用流れ)

上流端の境界条件は、定常状態流れと同様に、上流水槽ピエゾ水頭をある値で一定とする。下流端の境界条件はバルブを閉塞するため、急閉塞の場合、流量は 0 とする。これと 2-(27)式の上流からの式と 2-(28)式を連立させることで、下流端のピエゾ水頭を計算できる。緩閉塞の場合は、バルブを閉塞する速度とバルブの開度と流量との関係を用いて、流量を経時的に減少させて最終的に 0 とする。この流量変化と 2-(27)式の上流からの式、2-(28)式を連立させることで、下流端のピエゾ水頭を計算できる。

2.7.4 漏水部の計算 (内部境界条件)

例えば漏水量の単位幅流量を q (m^2/s) として、漏水部の点について 2-(19)式の連続式を 2-(40)式のように変形することで漏水を表すことができる。

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{c^2}{gA} \frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{c^2}{gA} q \quad 2-(40)$$

しかしながら、2-(40)式の表現では、漏水量が常に一定で、差分距離 Δx の範囲で漏水が発生していることになる。実際は、ある大きさを持った点から漏水が発生し、その漏水量は管内

の漏水部圧力によって変化するため、2-(40)式は実際の漏水現象を表現しているとは言えない。そこで図 2-7 のように $i=L$ で漏水が発生している場合、その隣に仮想の点 $i=L+1$ を設け、 $i=L$ 、 $i=L+1$ の間で漏水が起こっているとして計算を行った。 $i=L$ 、 $i=L+1$ の間ではピエゾ水頭と流量に関して満たすべき連続条件（内部境界条件）があり、これを 2-(41)、3-(42)式に示す。

$$H_{L,j+1} = H_{L+1,j+1} \quad 2-(41)$$

$$Q_{L,j+1} = Q_{L+1,j+1} + Q_{Leak} \quad 2-(42)$$

Q_{Leak} は漏水量 (m^3/s) を表し、オリフィスの流出の式を用いて 2-(43)式のように表すことができる。

$$Q_{Leak} = C_L a(L) \sqrt{2gH_{L,j+1}} \quad 2-(43)$$

C_L は漏水部からの流出係数、 $a(L)$ は漏水部位置 $i=L$ における漏水孔面積 (m^2) である。2-(41)から 2-(43)式、上下流からの特性方程式である 2-(27)式、 $i=L$ 、 $i=L+1$ に対してそれぞれ 2-(28)式を用いて、これらを連立させることで、位置 $i=L, L+1$ のピエゾ水頭と流量を求めることができる。

もし、Diamond 型スタックカード格子を用いた場合、漏水部の計算は各時間ステップで計算されるのではなく、図 2-8 のように時間ステップ一つ置きに計算されるため不適である。このように Diamond 型スタックカード格子は内部境界条件を含む計算には適さない。

本研究では、すべての内点で漏水が存在する可能性があると考え、上流端と下流端以外の内点すべての計算を以上で示した内部境界条件で計算した。例えば、管の全長 L を幅 dx で $imax$ 個に刻み ($L=imax \times dx$)、管路内の流れを計算する場合、数値計算スキームは図 2-9 のようになる。すなわち、最大空間ステップ数は $2imax$ 個となり、刻み数 $imax$ 個の 2 倍となる。また、異なる管路の境界点における計算も、2-(42)式の Q_{leak} を 0 とすることで対応することが可能であり、この数値計算スキームによって様々な漏水形態、管路形態における管路内の流れを計算することができる。

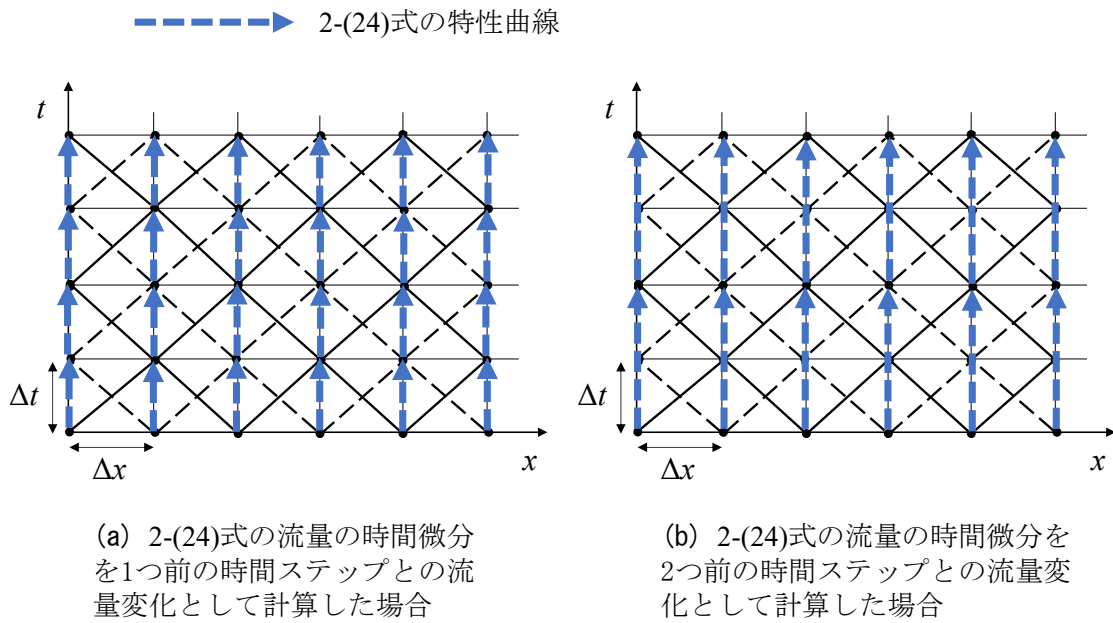


図 2-3 2-(24)式の差分方法の違いによる Rectangular 型二重格子の比較

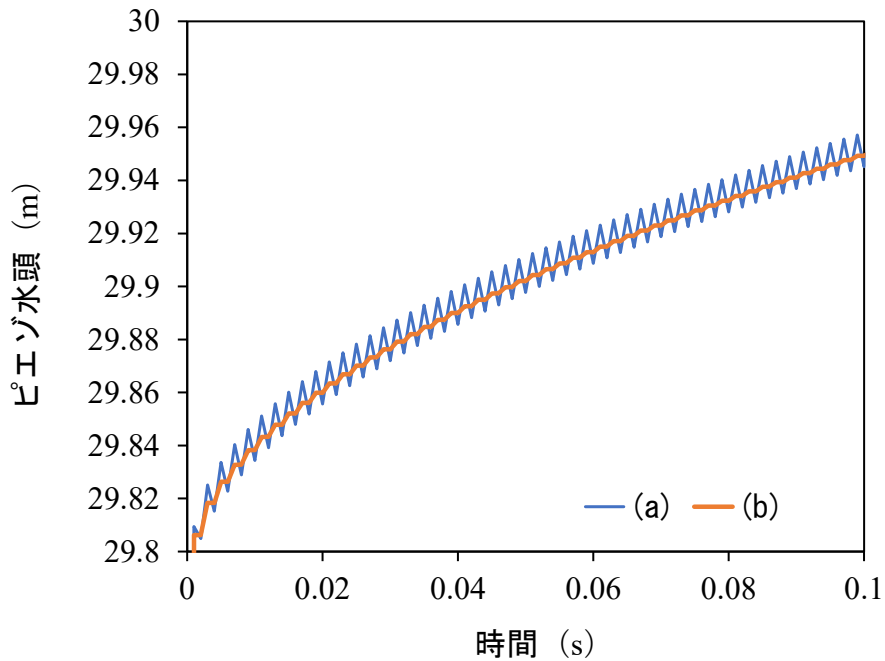
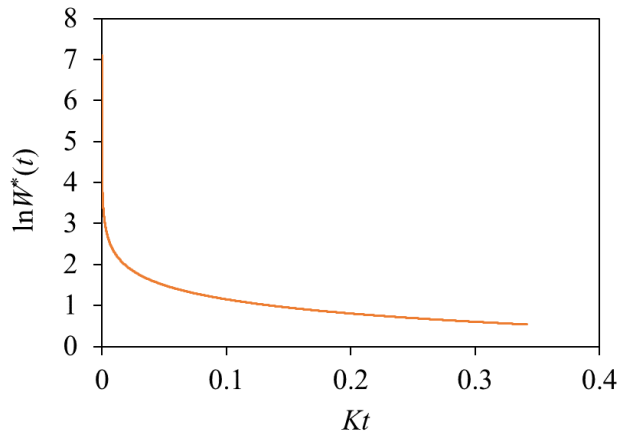
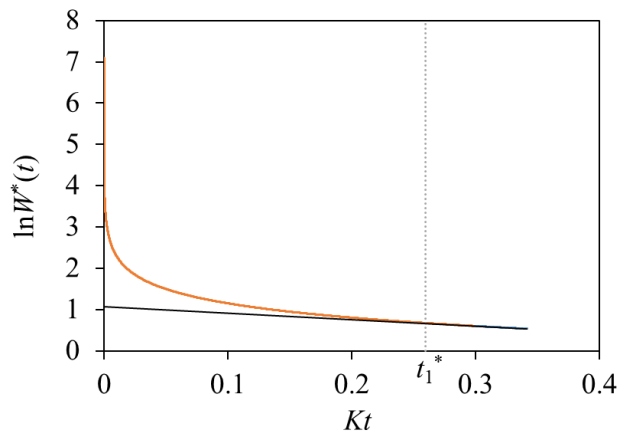


図 2-4 2-(24)式の差分方法の違いによる圧力波形の比較

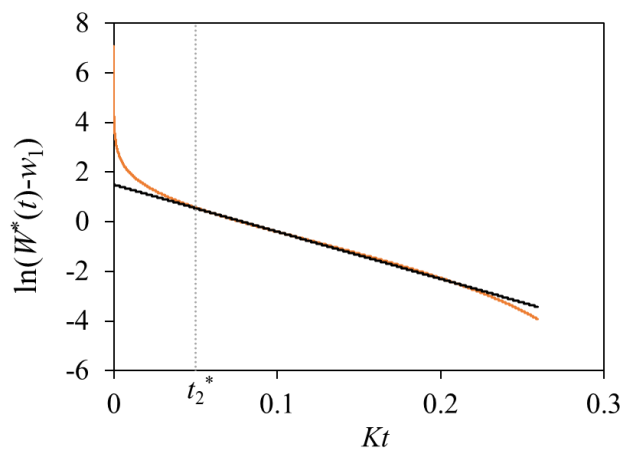
- (a) 2-(24)式の流量の時間部分を1つ前の時間ステップとの流量変化として計算した場合
 (b) 2-(24)式の流量の時間部分を2つ前の時間ステップとの流量変化として計算した場合



(a) $W^*(t)$ の対数グラフ



(b) $W^*(t)$ の対数グラフへの w_1 の対数
グラフのフィッティング



(c) $W^*(t) - w_1$ の対数グラフへの
 $w_2 - w_1$ の対数グラフのフィッティング

図 2-5 重み関数 $W^*(t)$ の指数関数の和での近似方法

表 2-1 フィッティング結果による m_k^* , n_k^* の値

k	n_k^*	m_k^*	τ_k^*
1	1.56014	2.913369	0.259488
2	19	4.481689	0.049922
3	102.3	9.299866	0.009783
4	536	21.7584	0.001867
5	2745.5	47.22862	0.000389
6	13143.9	102.0405	7.72E-05
7	66800	239.8467	1.57E-05
8	346500	544.5719	3.42E-06
9	1749136	1211.967	5.67E-07
10	8850000	2697.282	1.17E-07
11	41000000	4914.769	3.45E-08
12	146366743	8955.293	8.5E-09
13	590000000	19930.37	2E-09
14	2660075291	44355.86	5E-10
15	12962936326	120571.7	2E-10

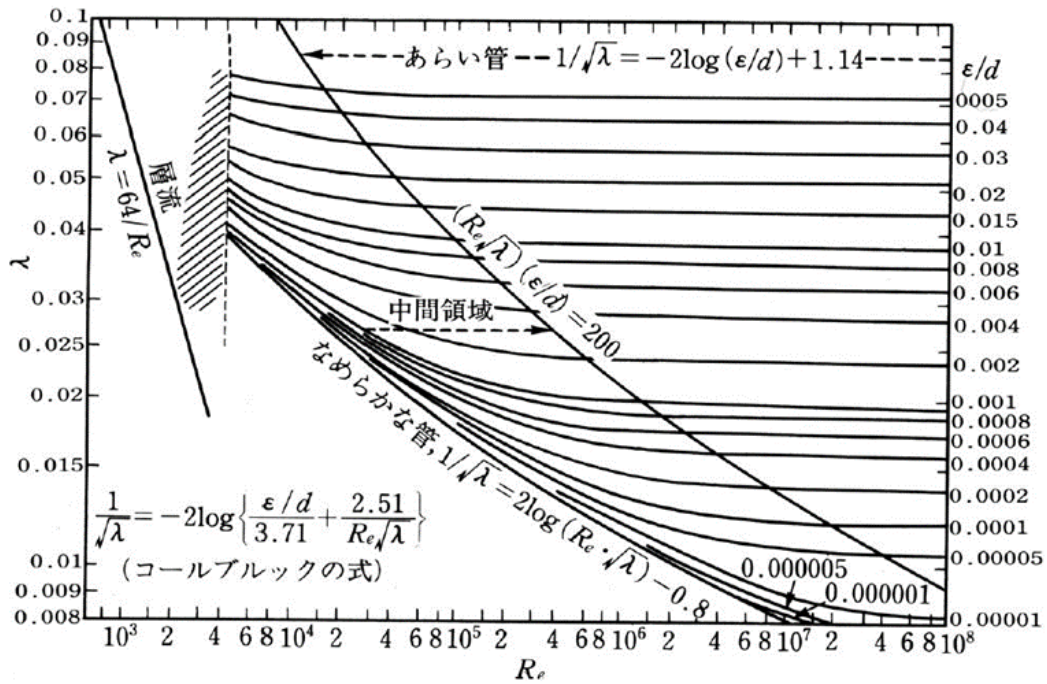


図 2-6 ムーディー線図

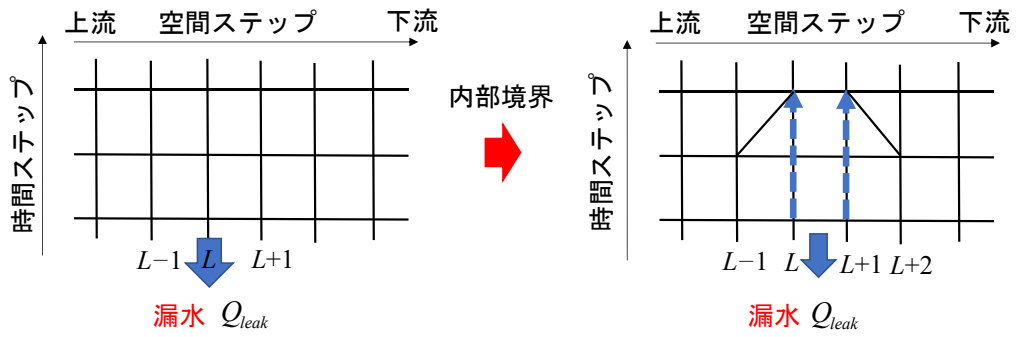


図 2-7 漏水部における計算（内部境界条件）

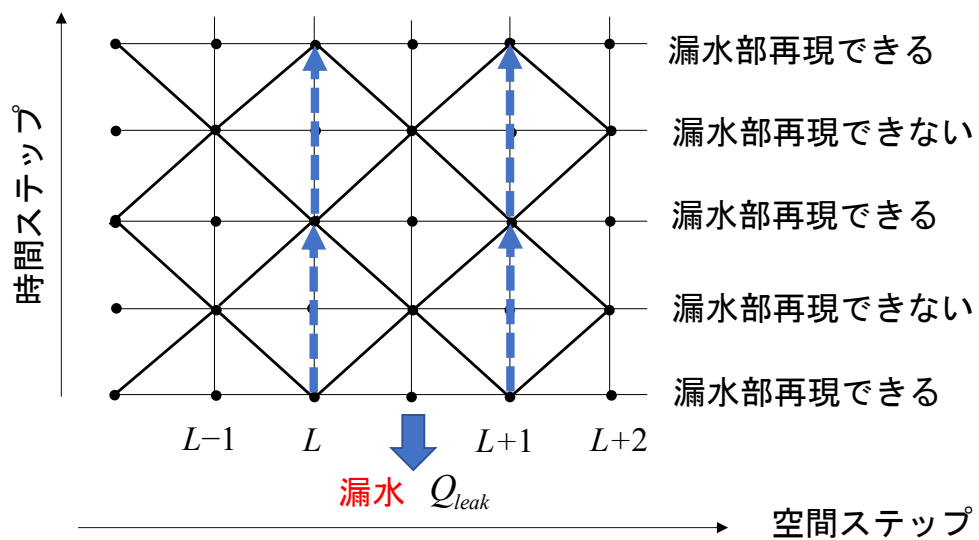


図 2-8 Diamond 型スタカード格子の場合の漏水部における計算（内部境界条件）

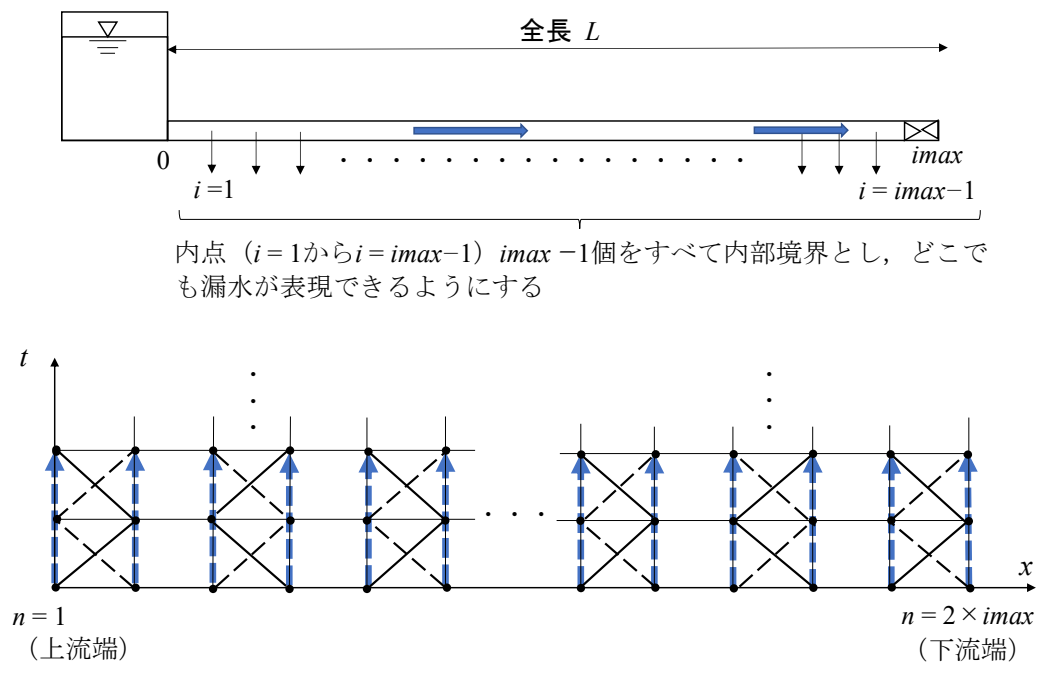


図 2-9 本研究で用いた数値計算スキーム

2.8 Transient test-based techniques について

ここでは、TTBTsの中で主な4つの漏水検知法について説明する。4つの方法の中でも、Transient reflection method（以下、TRMと呼ぶ）は最も適用が容易な方法であり、圧力波の反射波の情報によって、漏水位置を推定することができる。Brunone（1999）は次式で漏水位置を推定できることを示した。

$$x_L^* = \frac{c}{2L}(t_2 - t_1) \quad 2-(54)$$

x_L^* は上流端から漏水部までの距離を管路の全長で割った無次元漏水位置、 L は管路全長(m)、 t_1 は下流端で発生した圧力波が計測点に到達する時間(s)、 t_2 は漏水部からの反射波が計測点に到達する時間(s)である。

Brunone and Ferrante (2001)はTRMの実験的検証を行い、反射波のシグナルが計測点に到達する時間を計測することによって、漏水位置を正確に推定することができた。さらに、ウェーブレット（Ferrante et al. 2007, 2009）や累積和（Lee et al. 2007）のような漏水部からの反射波による圧力変化を検知するアルゴリズムを導入することで、TRMは改善された。TRMは、圧力波形の反射波の情報にだけ依存するのに対して、圧力波形の減衰率を利用した別の漏水検知法が開発された。

Transient damping method（TDM）はWang et al.（2002）によって提案され、圧力波形の二つの固有周波数成分における各減衰率を利用した新しい漏水検知法である。この方法は単一管路システムにおける1次元水撃作用モデルから理論的に導出されたものである。二つの固有周波数成分の各減衰率と漏水位置との関係式は以下のように表せる。

$$\frac{R_{n_1L}}{R_{n_2L}} = \frac{\sin^2(n_1\pi x_L^*)}{\sin^2(n_2\pi x_L^*)} \quad 2-(55)$$

R_{niL} は*i*番目のモードの漏水由来の減衰率、 n_i はモード数(*i*)である。

TDMはパイプラインシステムが線形であることを仮定しており、単一管路であり、流れの非定常性が摩擦に与える影響が小さい場合のみ適用できる。これらの仮定はNixon et al.（2006）が2次元の水撃作用モデルを用いて検証を行っており、パイプラインシステムが単純であり、圧力波形において摩擦による減衰の影響を正しく表現されている場合であれば、これらの仮定はTDMの実用性に支障をきたさないことが報告されている。

TRMとTDMは圧力波形の中に含まれる二つの漏水情報（漏水部からの反射波のシグナル、漏水による減衰）のうち1つの情報だけを使っている。一方でthe system response function method（SRFM）やthe inverse transient method（ITM）のように二つの情報を使用する別の方法も存在する。Liou and Tian（1995）、Liou（1998）、Ferrante and Brunone（2003）、Covas et al.（2005）、Lee et al.（2006, 2007）、Sattar and Chaudhry（2008）は圧力波形の固有周波数やインパルスのモードを解析することで、パイプラインシステムにおける漏水位置を検知しており、ここでは代表してLee et al.（2006, 2007）によって提案されたSRFMについて説明する。SRFMの基本的原理は図2-10に示す。

どのようなシステムでも、過渡流れのシグナルはシステムに入力される初期の流れの乱れ（入力 x ）の結果としてみなすことができ、計測される圧力波形はシステムからの出力 y である。よって、パイプラインシステムの挙動はある入力に対して出力を生み出す関数として表すことができる。時間領域における入力と出力のシグナルの間の関係は畳み込み積分として与えられる。

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u)I(t-u)du \quad 2-(56)$$

I はシステムのインパルス応答関数 (IRF) であり、システムの挙動に関するすべての情報を含む。 u は過去の時間点 (s) である。2-(56)式にフーリエ変換 (Kreyszig, 1993) を適用すると以下のように書ける。

$$Y(\omega) = X(\omega) \cdot F(\omega) \quad 2-(57)$$

F はシステムの周波数応答関数 (FRF), ω は周波数 (/s), X は入力 x のフーリエ変換, Y は出力 y のフーリエ変換である。

システム応答関数（時間領域では IRF, 周波数領域では FRF）はインパルス励起に対するシステムの基本的な応答を表す。パイプラインの漏水はこのシステム応答に変化を与える。例として、図 2-11 に示す漏水ある場合とない場合のパイプラインの FRF を挙げる。漏水が無い場合、FRF は等間隔で等しいサイズの固有周波数のピークで構成されている（図 2-11 における点線）のに対し、漏水がある場合、これらのピークの大きさが周波数ごとに変化しており（図 2-11 における実線）、これは Lee et al. (2006, 2007) によって漏水由来のパターンと呼ばれている。この振動パターンは圧力波形に対して漏水が引き起こした変化であり、漏水位置を推定するのに使用することができる。Lee et al. (2006) はこの漏水由来のパターンに対する解析的な表現方法を発見し、それは以下のように表される。

$$\frac{1}{F(\omega)} = \alpha \cos(2\pi m x_L^* - \theta) + \beta \quad 2-(58)$$

α , β , θ はフィッティング係数, m はモード数である。Lee et al. (2006) はこの方法は実験結果とよく合致していると説明している。この方法は圧力波形全体を使用しているため、漏水由来の反射と減衰の二つの情報に依存していると示唆されている。

圧力波形全体を使用するもう一つの有名な方法が ITM であり、数値モデルから得られた結果と計測データを合致させるように漏水位置を推定する方法である (Liggett and Chen 1994, Brunone 1999, Vítkovský et al. 2000, Al-Khomairi 2008, Shamloo and Haghghi 2009)。ITM はキャリブレーションのために全体の圧力波形を使用しているため、この方法も漏水由来の反射と減衰の情報を両方使用していると考えられる。最適化のための目的関数は以下のように表すことができる。

$$\min : G = \sum_{i=1}^N |H_i^m - H_i^p| \quad 2-(59)$$

G は目的関数であり、今回は G が最小になるように最適化を行う。 H^m は計測した圧力水頭 (m)、 H^p は数値モデルを使用して推定した圧力水頭 (m)、 $i = 1, \dots, N$ は比較のための時間ステップの点、 N はデータ点の総数である。

2-(59)式の目的関数を最適化するために、様々な数学的アルゴリズムが使用されてきた (Liggett and Chen 1994, Vítkovský et al. 2000, Al-Khomairi 2008, Shamloo and Haghghi 2009)。

最適化方法は、局所探索法と広域探索法の二つの主なグループに分類することができる。局所探索法は、最初の推定点から近い限られた領域で解の探索を行うのに対し、広域探索法は可能性のある領域すべてで解の探索を行う。局所探索法の中の一つとして勾配法が挙げられる。勾配法は、目的関数の偏微分の情報を利用する方法であり、最初の解が探索の成功に大きな影響を与える。広域探索法は一般的に複雑な目的関数に対してより信頼性の高い方法であるが、それによって広域的な最小値が見つかるという保証はない。また、広域探索法は局所探索法に比べて非常に時間がかかる方法であり、その一例として遺伝的アルゴリズム (Vítkovský et al. 2000) が挙げられる。

ITM によって漏水検知を成功させるためには、パイプラインシステムの特長や複雑性を十分に理解し、数値モデル上で定義する必要がある (Vítkovský et al. 2007)。また、ITM の計算負荷は一般的に大きいため、実際のスケールの大きいパイプラインシステムに ITM を適用するのは難しい場合が多い。

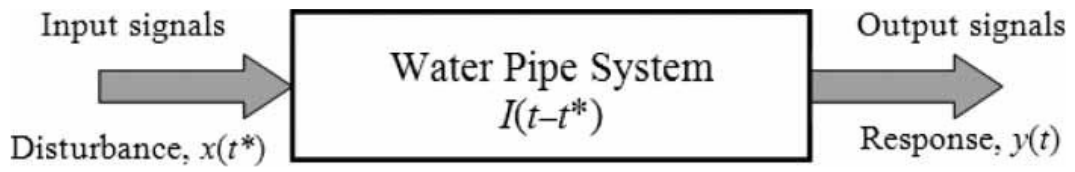


図 2-10 SFRM の基本原理
(Duan, H.-F. et al., 2010 より抜粋)

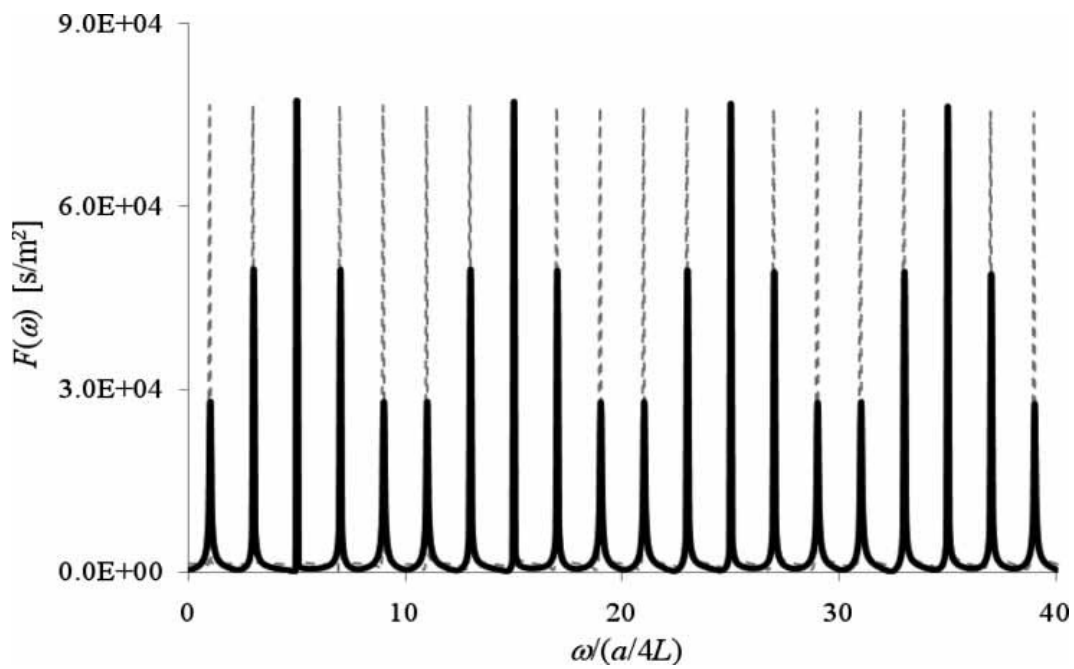
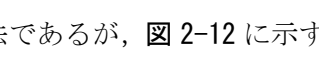
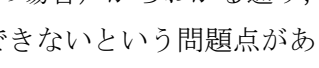


図 2-11 漏水がない場合（点線）と漏水がある場合（実線）における FRF の結果
(Duan, H.-F. et al., 2010 より抜粋)

2.9 Transient test-based techniques の適用上の問題点

2.8 で説明した通り、TTBTs は漏水部からの反射波のシグナルと漏水による減衰のうち一つあるいは両方の情報を使用して漏水検知を行う方法であるため、本研究でもこの二つの情報に着目する。ここでは、TTBTs における既存の 4 つの手法の適用上の問題点について説明する。

二つの情報を両方使用する ITM は、正しい漏水位置を数値モデルに与えれば、そこから計算される圧力波形は実測の圧力波形と最も合致するという前提の下で成立する方法である。よって、その前提条件を満たすためには、漏水が無い状態のパイプラインシステムの圧力波形を数値モデルでできるだけ正確に再現する必要がある。これには前述した通り、パイプラインシステムの境界条件や分岐の有無や位置、管径変化点の位置等の構造特性を十分に理解し、数値モデル上でそれらを定義することや、圧力波形に対する摩擦の影響を正しく再現することが必要不可欠である。よって、各パイプラインに応じて数値モデルを構築しなければならず非常に手間がかかる。また、ITM は他の方法と比較して計算時間を要するため、実際のスケールの大きいパイプラインシステムに適用することが難しい場合がある。二つの情報を両方使用するもう一つの方法である SRFM は 2-(58)式を用いて漏水検知を行うが、そのためには圧力波形の結果から事前にパラメーター α , β , θ をフィッティングして求める必要があり、手間がかかる。以上のように、二つの情報を使用する SRFM と ITM は非常に有力な漏水検知方法であるが、解析方法が複雑であり、他手法と比較して手間や時間がかかるため、迅速な漏水検知は難しく現場のニーズには合わない可能性がある。

続いて一つだけの情報を用いた漏水検知法について、その問題点を述べる。漏水部からの反射波のシグナルを用いた漏水検知法では、漏水の規模が小さく漏水部からの反射波の大きさが小さい場合、あるいは管内で計測された圧力波形が分岐や管径変化等の管構造によって複雑になった場合において、圧力波形における漏水部からの反射波のシグナルを目視で読みとれないという問題がある。漏水による減衰の情報を使用した漏水検知法は Wang et al. (2002) によって開発された TDM が有名であり、これは 1 次元の水撃作用流れモデルから導出された理論的に正しい方法である。この方法は、前述の通り 2-(55)式を用いて漏水位置を推定する方法であるが、 2-12 に示す 2-(55)式のグラフの点線（管路系が上流水槽-管路-下流端バルブの場合）からわかる通り、大体的場合漏水位置の解は複数存在し、漏水位置を一つに決定できないという問題点がある。 2-12 の縦軸は二つのモードにおける漏水由来の減衰率の比、横軸は無次元漏水位置を表す。また、TDM は、周波数領域における圧力波形の減衰から漏水位置を推定しているが、時間領域における圧力波形の減衰と漏水位置との詳細な関係については未だに明らかにされていない。

以上から、本研究では、前述した既存の 4 つの手法の適用上の問題点を考慮に入れた TTBTs における新しい漏水検知法を開発する。

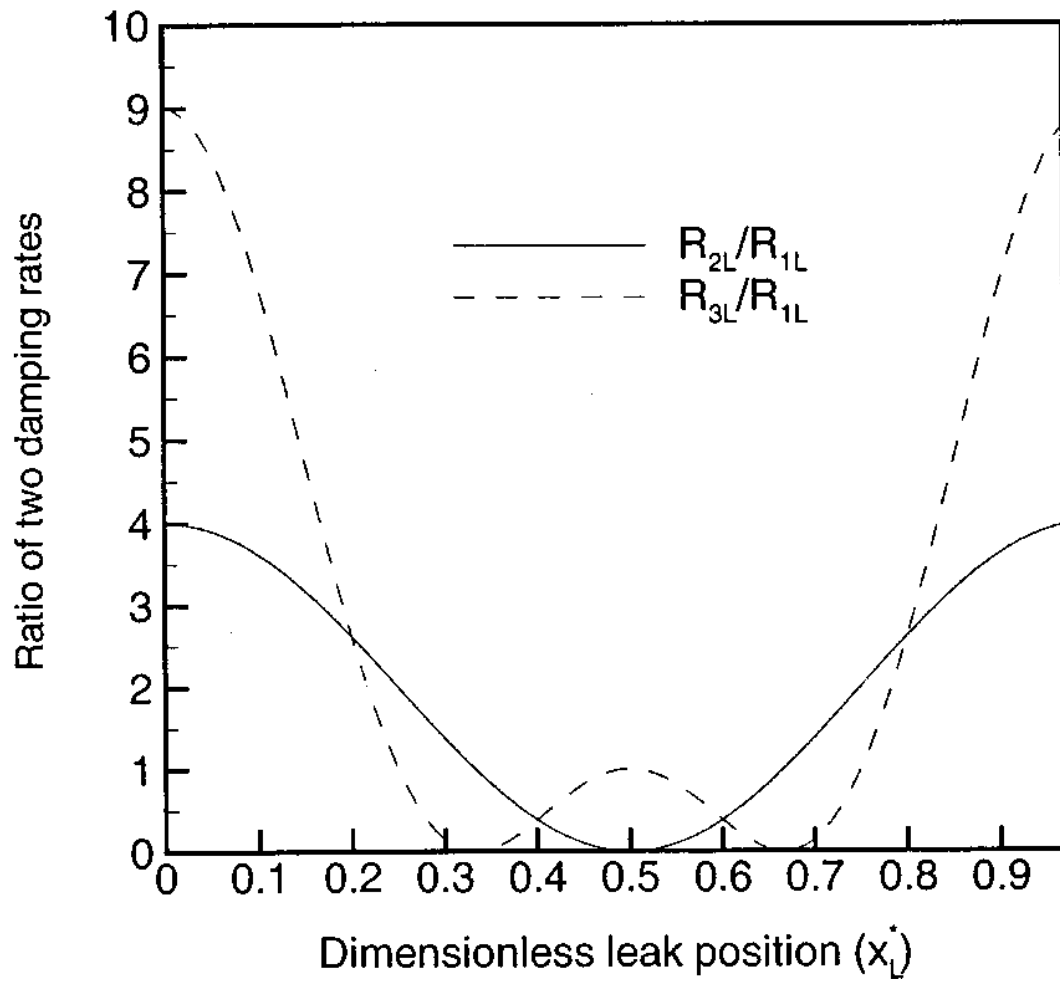


図 2-12 二つのモードにおける漏水由来の減衰率の比と無次元漏水位置との関係
(Wang et al., 2002 より抜粋)

2.10 本研究の目的と方法

2.9 での TTBTs における既往の 4 つの手法の問題点を踏まえ、本研究では、漏水部からの反射波のシグナル、あるいは漏水による減衰の情報のうち一つだけを使用した新たな漏水検知法の開発を目指す。上水道管路では、よく管路網全体で漏水検知を行う場合が多いが、これは管路網の各地点に圧力計などのセンサーを多数設置して、多くのデータを解析することにより実現できるものである。しかし、農業用管水路では第 1 章でも述べたように、センサーを設置するような付帯施設は少ないので、管路網全体での漏水検知は難しい。よって分岐がある場合は分岐を遮断するなど、管路システムの構造を簡素化して、できるだけ 1 本の管路で漏水検知を行えるようにすることが必要である。よって、本研究の漏水検知の対象は、典型的なパイプラインシステムである上流水槽-管路-下流端バルブの管路系とし、下流端バルブの直上流 1 点において計測した圧力波形を解析することにより漏水を検知する。管路構造は基本的に分岐がない 1 本の管路（現場管路だけは分岐を一つ含む）、管種は鋼管に設定する。

まず、漏水部から反射波を利用する漏水検知法については、既往の方法である TRM と最適化手法を組み合わせて、目視に頼らず自動的に漏水を検知できる新たな方法を開発する。漏水による減衰を利用した漏水検知法については、既存の方法である TDM は使用せず、時間領域の圧力波形の減衰から漏水位置を推定できる新たな漏水検知法を開発する。この手法は、漏水による管路内のエネルギー減衰から圧力波形の減衰モデルを解析的に求めることで実現できる。開発した二つの新たな漏水検知法に対して、数値シミュレーションにより、有効性の検証を行う。その後、模型管路実験や現場管路実験によって、二つの漏水検知法の有効性や検知精度について検証を行う。最後に、開発した二つの漏水検知法の特徴、有効性、問題点についてまとめ、農業用管水路への適用を想定した本手法の使用方法について説明する。そして本研究の結果を踏まえて、圧力変動を用いた漏水検知法に関する今後の課題について考察を行う。

第3章 圧力変動を用いた新たな漏水検知法の開発とその理論

本章では、圧力変動を用いた新たな漏水検知法を二つ開発する。一つ目は、漏水部からの反射波 (TRM) と最適化手法を組み合わせた漏水検知法 (3.1) であり、二つ目は時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法 (3.2) である。また二つの手法それぞれにおいて、数値シミュレーションを用いた有効性の検証を行う。

3.1 漏水部からの反射波 (TRM) と最適化手法を組み合わせた漏水検知法

管内を伝播する圧力波が管構造の物理的変化によってその一部が反射するという事は100年以上前にロシアの物理学者であるジューコフスキーによって明らかにされている (Joukowsky, 1904)。管構造の物理的変化の例としては漏水、堆積物による障害、管壁の劣化、管内途中にあるバルブや分岐などである。よって、漏水検知において、以上の反射に関する圧力波の伝播特性を利用することができる。この手法が TRM と呼ばれる方法であり、Brunone (1999) によって提案、Brunone and Ferrante (2001) によって実験的検証が行われている。他の TRM に関する研究においては、Covas et al. (2004) が管路における漏水現象と圧力波の伝播特性に着目して、漏水を模擬した実験管水路において水撃作用を起こし、管内の圧力波形から漏水位置と漏水量を推定している。しかしながら、漏水量については、Brunone (1999) が提案した漏水部からの反射波の予測式 (漏水部での流量の連続性と特性理論を用いている) を改良して推定を行っており、条件によっては 80%近い誤差が出るなど推定精度が悪い。よって、TRM に関して本研究では、漏水位置は既存の手法で、漏水量は分岐を含む管水路における圧力波の伝播特性を応用することで推定を行うことを提案する (浅田ら, 2018a; Asada et al., 2019)。以上のようにして TRM の原理を説明した (3.1.1 から 3.1.4) 後、この原理に最適化手法を組み合わせることで自動的に漏水を検知できる手法を開発する (浅田ら, 2020) (3.1.5)。また手法の有効性の検証では、TRM, TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法の両方に対して行う (3.1.6)。

3.1.1 管路内の圧力波の伝播に関する基礎式

管路内の圧力波の伝播に関する基礎式は2章の2-(19), 2-(20)式で表される質量保存式と運動量保存式である。2-(19), 2-(20)式から1次元波動方程式に変形することができ、一般解として圧力変化に関する3-(1)式と流速変化に関する3-(2)式が導出できる (秋元, 2004)。

$$\Delta H = F\left(t - \frac{x}{c}\right) + f\left(t + \frac{x}{c}\right) - \Delta \left(\int_0^x \frac{\lambda V |V|}{2Dg} dx \right) \quad 3-(1)$$

$$\frac{c}{g} \Delta V = -F\left(t - \frac{x}{c}\right) + f\left(t + \frac{x}{c}\right) \quad 3-(2)$$

ここで ΔH , ΔV はそれぞれ管内の任意の点における H と V の定常状態を基準とした場合の時間変化であり, F は圧力の進行波の大きさ, f は圧力の後退波の大きさである。3-(1)式における右辺第 3 項は位置 x における摩擦損失水頭の時間変化である。

3.1.2 漏水部からの反射波を利用した漏水位置の推定

図 3-1 に水撃作用を起こした場合の計測点における圧力波形の第 1 波と漏水位置との関係を示す。計測点は下流端バルブの直上流にある場合を想定している。実線は横軸を時間, 縦軸を圧力水頭とした場合の計測点における圧力の時間変動を表し, 2 本の破線はそれぞれ, 横軸を時間, 縦軸を管内の位置とした場合の水撃作用による圧力波と漏水部から発生する反射波の管内における時間挙動を表している。下流端バルブから発生した水撃作用による圧力波が計測点を通過すると, 計測点の圧力は急上昇する。漏水部は管内が大気中に開放されているため, 水撃作用による圧力波が漏水部を通り過ぎると, 漏水量に応じて圧力低下して上流端に進み, またその圧力低下の波が漏水部を反射して下流端に向かって進む。そしてその漏水部からの反射波が計測点を通過し, すぐに下流端を反射してもう一度計測点を通過することで計測点における圧力は低下する。ここで圧力波が計測点から漏水部まで進むのにかかる時間を t_L とおくと, 計測点での圧力波形において圧力が水撃作用により急上昇し始めてから漏水によって圧力が下がり始めるまでの時間は管内を進む圧力波が計測点から漏水部の間を往復する時間 $2t_L$ に等しい。よって t_L を計測点における圧力波形から読み取ることによって, 計測点から漏水部までの距離 $x_0 - x_L$ は管内の圧力波伝播速度 c を用いて 3-(3)式のように表すことができる。

$$x_0 - x_L = ct_L \quad 3-(3)$$

3.1.3 漏水部からの反射波を利用した漏水量の推定

まず, 漏水部からの反射波の大きさと漏水量との関係を調べるため, 図 3-2 のように漏水している管路を分岐管とみなして関係式を導出した。 F_1 が水撃作用による圧力波の大きさ, f_1 が漏水部からの反射波の大きさ, F_2 が漏水部からの通過波の大きさを表している。3.1.2 で述べた通り, 本研究では, 漏水部からの反射波が計測点に 2 回到達するまでを考えているので, 計測点にまだ到達していない上流端からの反射波はないものとして説明を進める。また, 漏水部の下流側の管路の流速を V_1 , 上流側の管路の流速を V_2 , 漏水部の流速を V_{leak} , 管路の断面積を A , 漏水孔の面積と漏水部からの流出係数の積を a とおく。分岐点において各管路の圧力変動分 ΔH と摩擦損失水頭の変化分は等しいことから 3-(4)式が成立する (秋元, 2004)。

$$\Delta H_1 + \Delta \left(\int_0^{x_1} \frac{\lambda V |V|}{2Dg} dx \right) = \Delta H_2 + \Delta \left(\int_0^{x_2} \frac{\lambda V |V|}{2Dg} dx \right) \quad 3-(4)$$

ΔH_1 , ΔH_2 はそれぞれ漏水部の下流側と上流側の圧力変化であり, x_1 , x_2 はそれぞれ漏水部

の下流側と上流側の位置を示している。3-(4)式と圧力変化に関する 3-(1)式から 3-(5)式が成立する。

$$F_1 + f_1 = F_2 \quad 3-(5)$$

また、分岐点における各管路の流量変化量の収支は 0 ということから 3-(6)式が成立する (秋元, 2004)。

$$A\Delta V_2 = A\Delta V_1 + a\Delta V_{leak} \quad 3-(6)$$

ΔV_1 , ΔV_2 , ΔV_{leak} はそれぞれ、水撃作用による圧力波が通過する前後の V_1 , V_2 , V_{leak} の変化量である。3-(6)式と流速変化に関する 3-(2)式から 3-(7)式が成立する。

$$A(F_1 - f_1) = AF_2 + \frac{ac}{g}\Delta V_{leak} \quad 3-(7)$$

3-(5)式と 3-(7)式を連立させることで、漏水部からの反射波の大きさと漏水量との関係式は 3-(8)式のように表すことができる。

$$f_1 = -\frac{c}{2Ag}(Q_{leak}(t) - Q_{leak}(0)) \quad 3-(8)$$

$Q_{leak}(0)$ は漏水量の初期値、 $Q_{leak}(t)$ は圧力波が漏水部に通過した時の漏水量である。ここで、漏水部のピエゾ水頭の初期値を H_L 、漏水部の位置水頭を z_L 、水撃作用による圧力上昇量を h_u 、漏水による圧力低下量を $h_d = -f_1$ とおくと、 $Q_{leak}(0)$ 、 $Q_{leak}(t)$ はそれぞれ 3-(9)、3-(10)式のように表すことができる。

$$Q_{leak}(0) = a\sqrt{2g(H_L - z_L)} \quad 3-(9)$$

$$Q_{leak}(t) = a\sqrt{2g(H_L - z_L + h_u - h_d)} \quad 3-(10)$$

3-(9)、3-(10)式を 3-(8)式に代入すると a は 3-(11)式のように表せる。

$$a = \frac{2gA}{c} \frac{h_d}{\sqrt{2g(H_L - z_L + h_u - h_d)} - \sqrt{2g(H_L - z_L)}} \quad 3-(11)$$

これを 3-(10)式に代入して整理することで、漏水量は 3-(12)式のように表すことができる。

$$Q_{leak}(0) = \frac{2gA}{c} \frac{h_d\sqrt{H_L - z_L}}{\sqrt{H_L - z_L + h_u - h_d} - \sqrt{H_L - z_L}} \quad 3-(12)$$

ここで 3-(1)、3-(2)式より圧力上昇量 h_u と下流部流速 V_1 との関係は 3-(13)式で表すことができる。

$$h_u = \frac{c}{g}V_1 \quad 3-(13)$$

3-(13)式は 3-(1)式と同じジュコーフスキーの式であり、この式を用いて圧力上昇量 h_u から管内の下流部流速 V_1 を求めることができる。摩擦損失係数はバルブを閉める前の定常流れ

において、上下流間の損失水頭から求めた。よって、下流部流速 V_1 と計測点から漏水部までの距離 x_0-x_L 、摩擦損失係数を用いて計測点から漏水部までの摩擦損失水頭が求まるので、これを計測点の圧力の初期値に加えることで、漏水部の圧力の初期値 H_L を求められる。

Covas et al. (2004) が求めた漏水量の導出式は管内の下流部流量を Q_1 、漏水部における管外部の圧力を h_{Lout} とおくと、3-(14)式のように示されている。

$$Q_{leak}(0) = \frac{2h_d}{h_u} \left(\sqrt{1 + \frac{h_u - h_d}{H_L - z_L - h_{Lout}}} - 1 \right)^{-1} Q_1 \quad 3-(14)$$

3-(14)式は、3-(13)式によって Q_1 を消去して、 h_{Lout} を 0 として整理することで、3-(12)式と同じ形になる。しかし、3-(14)式は管内の流量観測が必要であるのに対し、本研究の導出式 (3-(12)式) は管内の流量が未知であっても漏水量を求められるのが特徴である。また、導出した3-(12)式に必要な圧力伝播速度 c は、管の材質、厚み、径から理論的に求めることができる (農林水産省農村振興局整備部設計課, 2009) が、計測点での圧力波形の1周期が圧力波が管内の調査区間を2往復する時間に等しいため、計測した圧力波形からも容易に導出することができる。

また、図 3-2 において、圧力波 F_1 、反射波 f_1 、通過波 F_2 における関係式は、以下の式で表すことができる。

$$f_1 = \frac{-ca / (2A\sqrt{2g(H_L - z_L)})}{1 + ca / (2A\sqrt{2g(H_L - z_L)})} F_1 \quad 3-(15)$$

$$F_2 = F_1 + f_1 = \frac{1}{1 + ca / (2A\sqrt{2g(H_L - z_L)})} F_1 \quad 3-(16)$$

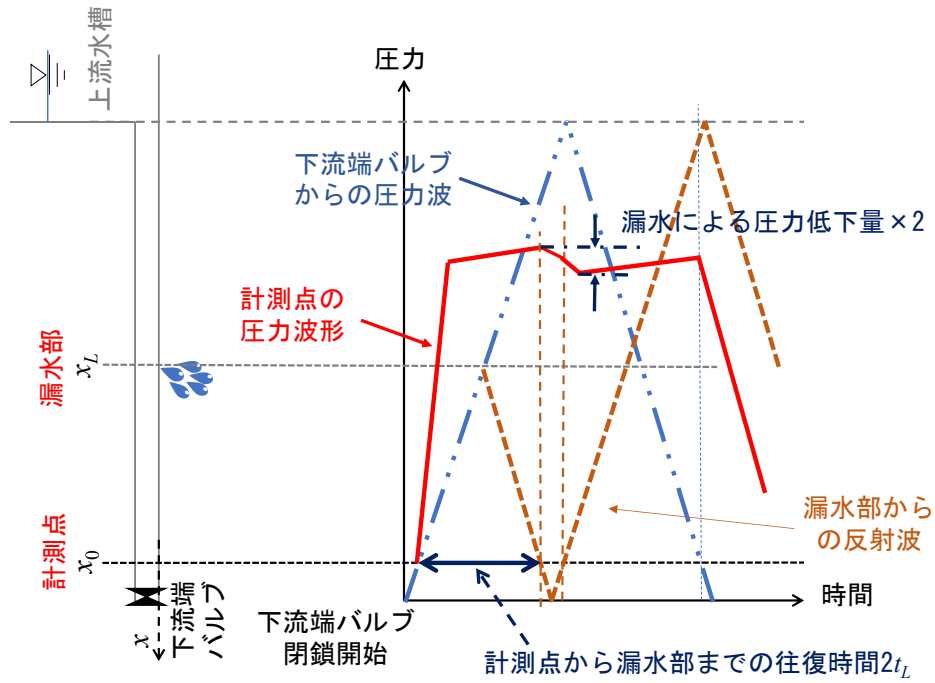


図 3-1 水撃作用における圧力波形と漏水位置との関係

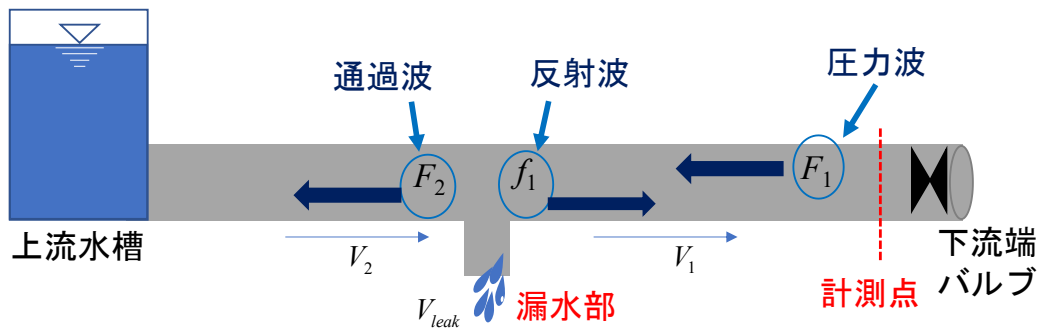


図 3-2 漏水中の管路内における圧力波伝播の様子

3.1.4 TRMの理論的な漏水検知限界

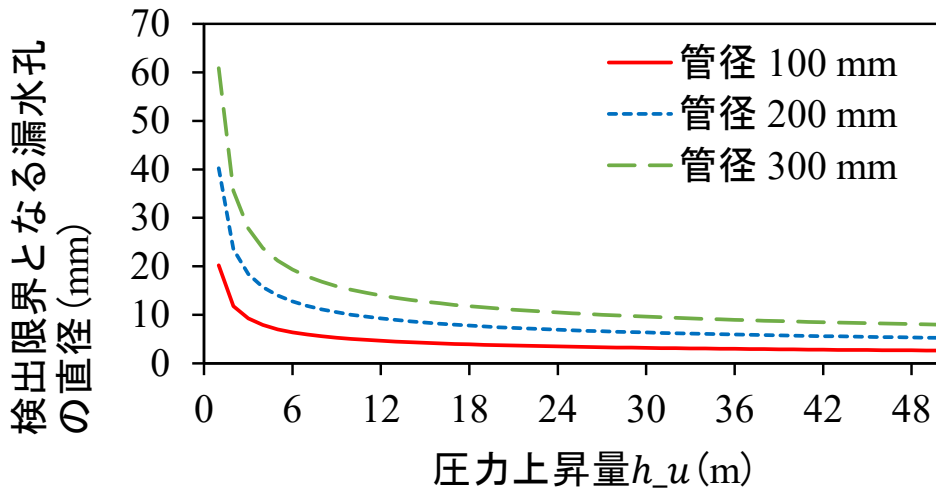
3-(8)式より管断面積 A が小さいほど、圧力波伝播速度 c が大きいほど、漏水部からの反射波の大きさ f_1 は大きくなることわかる。つまり、管路の管径が小さく、管の剛性が大きいほど、漏水による圧力低下量は大きくなり、漏水検知しやすくなる。そこで、農業用管水路の中でも管径が小さく、管の剛性が大きいものとして、管径が 100 mm, 200 mm, 300 mm の鋼管を想定し、本手法の適用範囲を調査した。表 3-1 に想定する 3 種類の鋼管の管内径、管の厚み、圧力波伝播速度を示す。今回、漏水検知可能な圧力低下量 h_d の最小値が 0.5 m であるとした場合、検出限界となる漏水孔面積 a_{\min}/C_d は、3-(11)式を変形して 3-(17)式のように表される。

$$\frac{a_{\min}}{C_d} = \frac{gA}{cC_d} \frac{1}{\sqrt{2g(H_L - z_L + h_u - 0.5)} - \sqrt{2g(H_L - z_L)}} \quad 3-(17)$$

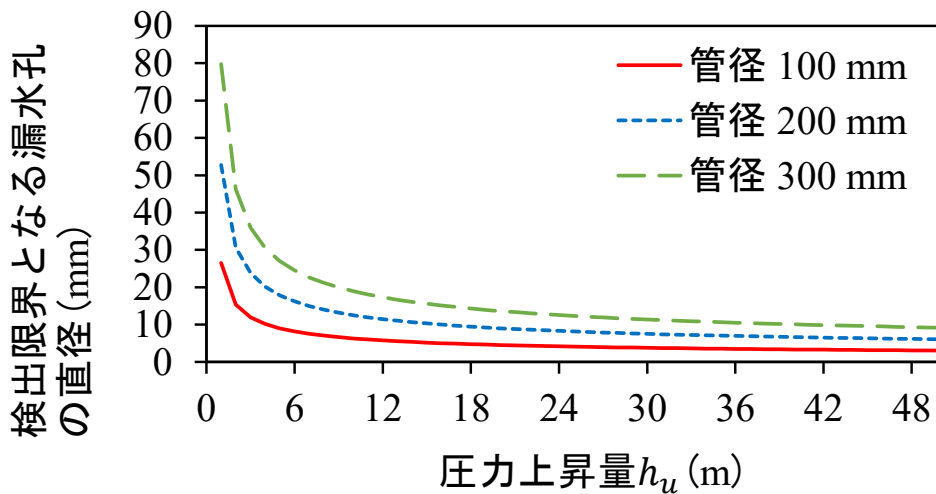
なお、漏水部の圧力水頭の初期値 $H_L - z_L$ は 10 m (低圧) と 30 m (高圧) を想定し、流出係数 C_d は 0.6 と想定した。図 3-3 に漏水孔の形状を円形と仮定した場合の検出限界となる漏水孔の直径と圧力上昇量 h_u との関係を示す。3-(17)式より検出限界となる漏水孔面積 a_{\min}/C_d は管の断面積 A に比例するので、管径にほぼ比例して検出限界となる漏水孔の直径も大きくなっていることが図 3-3 から読み取れる。また、3-(17)式において、漏水部の圧力水頭の初期値 $H_L - z_L$ が小さいほど、検出限界となる漏水孔面積 a_{\min}/C_d は小さくなる。よって、本手法は低圧であるほど、漏水検知に有効であることが明らかになった。さらに、漏水部の圧力水頭の初期値 $H_L - z_L$ が低圧の場合と高圧の場合の a_{\min}/C_d の差は 3-(17)式より、 A に比例して大きくなるので、管径が大きいほど低圧の場合の方が高圧の場合に比べて検出限界となる漏水孔面積 a_{\min}/C_d がより小さくなるといえる。以上より、管径が大きいほど漏水部の圧力が低圧の場合の本手法の有効性が大きくなることが示された。圧力上昇量 h_u と検出限界となる漏水孔の直径との関係について調査するために圧力上昇量 h_u が 5 m の場合と 50 m の場合の検出限界となる漏水孔の直径を比較した。その結果、検出限界となる漏水孔の直径は圧力上昇量 h_u が 5 m の場合の方が 50 m の場合と比較して 2.7 倍 (低圧) から 2.9 倍 (高圧) 大きいことがわかった。圧力上昇量 h_u が 10^1 のオーダー小さくなくても検出限界となる漏水孔の直径は 10^0 オーダー倍しか大きくならなかったことから、管の状態に影響を与えないため圧力上昇量 h_u を小さくした場合であっても漏水検知が十分に実現できる場合があることが示唆された。

表 3-1 想定した鋼管の規格表

鋼管 (STW290)	呼び径 (mm)	管内径 (mm)	管の厚み (mm)	圧力波伝播速度 (m/s)
①	100	105.3	4.5	1,281
②	200	204.7	5.8	1,223
③	300	304.7	6.9	1,184



(a) $H_L - z_L = 10 \text{ m}$ (低圧) の場合



(b) $H_L - z_L = 30 \text{ m}$ (高圧) の場合

図 3-3 検出限界となる漏水孔の直径と圧力上昇量 h_u との関係

3.1.5 TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法の原理（浅田ら，2020）

これまでに説明した TRM は、圧力波形の漏水による圧力低下を目視で検知するため漏水検知には限界がある。ここでは、TRM と最適化手法を用いた自動的に漏水を検知できる方法の原理について説明する。図 3-4(a) のように、上流水槽から下流端へと延びる単一管路を考える。計測時間間隔を dt 、管路の刻み幅を $dx = cdt$ とし、管路を幅 dx で $imax$ 等分するように上流水槽から下流端までの位置を $i = 1$ から $i = imax + 1$ と定義する。下流端 ($i = imax+1$) にバルブがあるとし、通水中にバルブを急閉塞して、下流端で圧力計測を行うと図 3-4(b) のような圧力波形が計測できる。図 3-4(b) は圧力波が計測点に到達し圧力が急激に上昇してから、圧力波が上流水槽で反射し再び計測点に到達して圧力が急激に減少する直前までを表しており、時間ステップは $nn = 1$ から $nn = 2imax$ までとなる。ここで、図 3-4(b) の任意の時間ステップ n において漏水部からの反射波による圧力低下があるとすると、時間ステップ $nn = 1$ から $nn = n$ までの時間が圧力波が下流端と漏水部を往復するのにかかる時間に等しいので、反射波が発生した漏水位置は $i = (2imax - n + 3)/2$ となる。 n が偶数の場合では、反射波が発生した漏水位置 i は整数とならないため、理論上漏水部からの反射波は存在しない。よって以下では、 n が奇数の場合のみについて検討する。管内のすべての位置において漏水が存在している可能性があると考え、任意の位置 i における漏水流出係数を $s(i) = a(i)/A(i)$ とおく。ここで、先ほど説明した漏水位置 $i = (2imax - n + 3)/2$ からの反射波について考える。下流端で発生した初期の圧力波（水頭の大きさは ΔH_0 (m)）は $i = imax+1$ から $i = (2imax - n + 5)/2$ までの漏水部を通過し、通過するごとに 3-(16)式によって圧力波の大きさは変化する。そして、漏水位置 $i = (2imax - n + 3)/2$ で反射し、その反射波の大きさは 3-(15)式で表される。そして、下流端に到達するまでに再び $i = (2imax - n + 5)/2$ から $i = imax+1$ までの漏水部を通過し、通過するごとに 3-(16)式によって圧力波の大きさは変化する。圧力波は下流端の計測点に到達した後、すぐに下流端を反射して再び計測点に到達するため、最終的な圧力変化は下流端に到達した圧力波の大きさの 2 倍となる。よって、任意の時間ステップ n における漏水部からの反射波による圧力変化 $\Delta H_d(n)$ は 3-(18)式のように表すことができる。

$$\Delta H_d(n) = \frac{-2(cs)_{i=(2imax-n+3)/2} \left(2\sqrt{2g(H_L - z_L)_{i=(2imax-n+3)/2}} \right)}{1 + (cs)_{i=(2imax-n+3)/2} \left(2\sqrt{2g(H_L - z_L)_{i=(2imax-n+3)/2}} \right)} \Delta H_0 \quad 3-(18)$$

$$\times \prod_{i=(2imax-n+5)/2}^{imax+1} \frac{8g\sqrt{(H_L - z_L)_i} (\Delta H_0 + (H_L - z_L)_i)}{\left(2\sqrt{2g(H_L - z_L)_i} + (cs)_i \right) \left(2\sqrt{2g(\Delta H_0 + (H_L - z_L)_i)} + (cs)_i \right)}$$

漏水がない場合、ある場合の初期圧力変化に対する無次元圧力変化をそれぞれ $\Delta H_{nL}(n)$ 、 $\Delta H_L(n)$ とおくと、これらの関係性は 3-(18)式を用いて 3-(19)式で表すことができる。

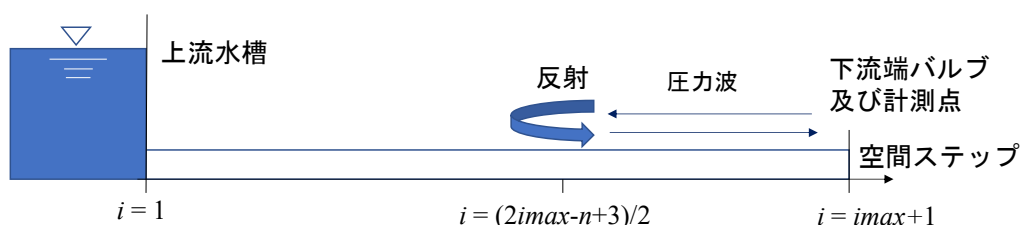
$$\Delta H_L(n) = \Delta H_{nL}(n) + \sum_{nn=1}^n \Delta H_d(nn) \quad 3-(19)$$

なお、漏水部からの反射波が下流端に到達した後、再び漏水部を反射して下流端の圧力波形に与える影響は非常に小さいとして無視できるものとする。下流端での圧力計測によって

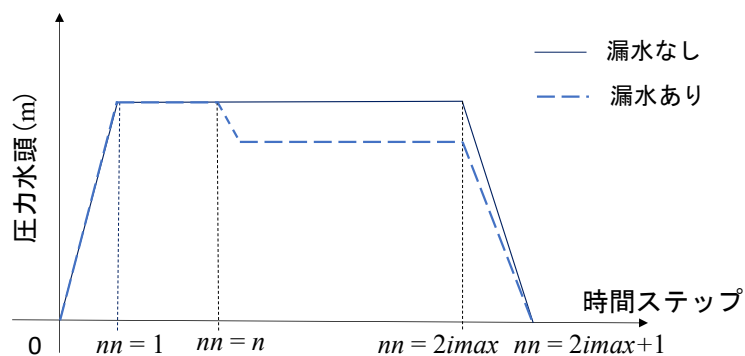
得られた漏水がない場合、ある場合の無次元圧力変化をそれぞれ $\Delta H_{nLm}(n)$, $\Delta H_{Lm}(n)$, 3-(18), 3-(19)式によって求められる漏水がある場合の無次元圧力変化を $\Delta H_{Lc}(n)$ とくと, $\Delta H_{Lm}(n)$ と $\Delta H_{Lc}(n)$ の誤差が最小となるように, $s(i)$ を最適化によって求めることができる。最適化問題における目的関数 $G(s(i))$ は 3-(20)式のように設定した。

$$G(s(i)) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{2imax} (\Delta H_{Lc}(n) - \Delta H_{Lm}(n))^2 = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{2imax} \left(\Delta H_{nLm}(n) + \sum_{nn=1}^n \Delta H_d(nn) - \Delta H_{Lm}(n) \right)^2 \quad 3-(20)$$

最適化手法はレーベンバーグ・マーカート法 (Appendix 2, Nocedal and Wright, 2006; Madsen et al., 2004) を用いた。



(a) 管路内の圧力波伝播



(b) 計測点における圧力波形

図 3-4 漏水部からの反射波による圧力波形の圧力低下

3.1.6 数値シミュレーションによる有効性の検証

数値シミュレーションでは、**図 3-5** に示す 2 種類の管路を想定した。**図 3-5(a)** は典型的な単一管路、**図 3-5(b)** は管径が異なる 3 つの管路が連結した管路であり、どちらも全長は 1,000 m である。漏水は (a) 単一管路、(b) 連結管路どちらの場合も上流水槽から 200 m, 500 m, 800 m の位置で発生しているものとし、漏水流出係数 s はどれも 5.0×10^{-4} とした ((a) 単一管路の場合は 3 つとも漏水量は 2.17 L/s であり、(b) 連結管路の場合は 200 m の位置で漏水量が 5.57 L/s, 500 m の位置で漏水量が 3.13 L/s, 800 m の位置で漏水量が 2.17 L/s であった)。流量は下流端のバルブの開度で調整を行い、バルブの開度と流出係数の積 $C_v = 2.29 \times 10^{-3}$ で一定とした (下流端流量は 9.96 L/s であった)。その他の管路の諸量については**図 3-5** に示した。下流端バルブを急閉塞することで圧力変動を発生させ、バルブ直上流において発生する圧力波形を数値シミュレーションにより 2.7 に従って求めた。単一管路、連結管路における漏水がない場合とある場合の圧力波形の結果を**図 3-6** に示す。縦軸はピエゾ水頭変化を初期ピエゾ水頭変化で除した無次元ピエゾ水頭変化で表し、横軸は圧力波が管の全長を往復するのにかかる時間までを表している。**図 3-5(b)** の連結管路の圧力波形では、**図 3-5(a)** の単一管路の圧力波形と比較して複雑な変化をしていることが見てとれる。これは連結管路の管径変化点において反射波が生じることが原因である。管径変化点に圧力波が到達すると、漏水部と同様に反射波が生じる。その反射波の大きさと通過波の大きさは、3-(15), 3-(16) 式の導出方法と同様の方法で 3-(21), 3-(22) 式のように表すことができる。

$$f_1 = \frac{1 - A_2 c_1 / A_1 c_2}{1 + A_2 c_1 / A_1 c_2} F_1 \quad 3-(21)$$

$$F_2 = F_1 + f_1 = \frac{2}{1 + A_2 c_1 / A_1 c_2} F_1 \quad 3-(22)$$

A_1, A_2 はそれぞれ反射波側と通過波側の管断面積, c_1, c_2 はそれぞれ反射波側と通過波側の圧力伝播速度を表す。3-(21) 式から連結管路の区間 1 と区間 2 の境界点からの下流端に向かう反射波の大きさは元の圧力波の約 -0.33 倍, 区間 2 と区間 3 の境界点からの下流端に向かう反射波の大きさは元の圧力波の約 -0.23 倍となり無視することはできない。**図 3-5(b)** の圧力波形において、区間 2 と区間 3 の境界点からの反射波が下流端に到達することによって圧力変化が生じ (0.64 秒後), 区間 1 と区間 2 の境界点からの反射波が下流端に到達することによって圧力変化が生じている (1.44 秒後)。また、各境界点からの反射波は下流端に到達した後、何度も漏水部や各境界点に到達してそのたびに反射を繰り返し、計測点の圧力波形を複雑化させている。

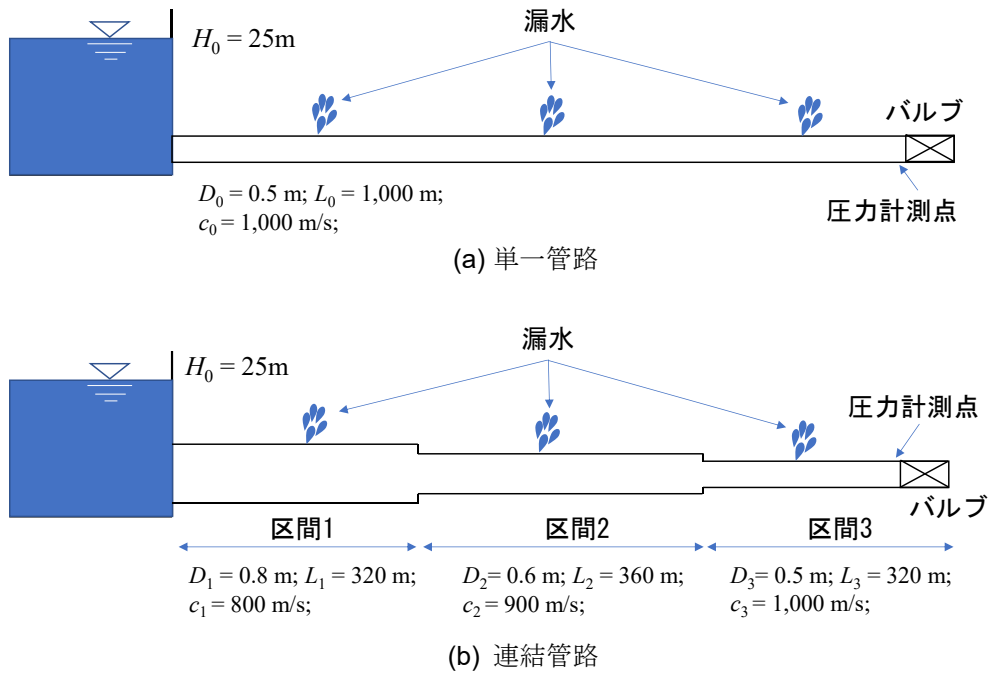


図 3-5 数値シミュレーションで想定した管路

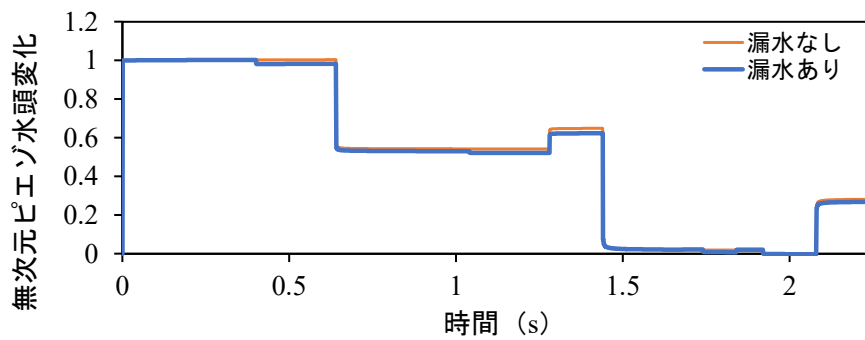
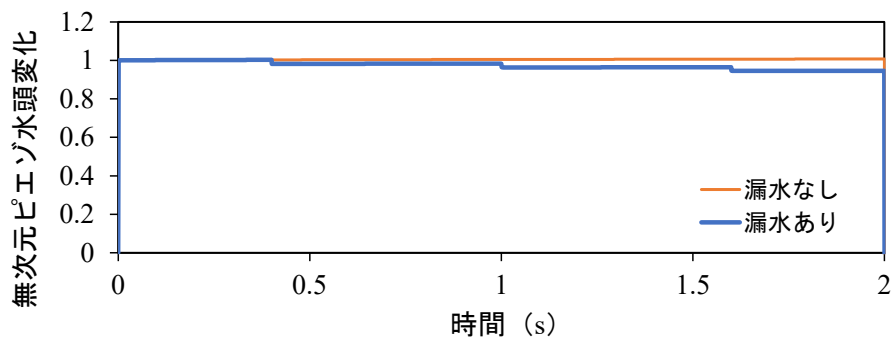
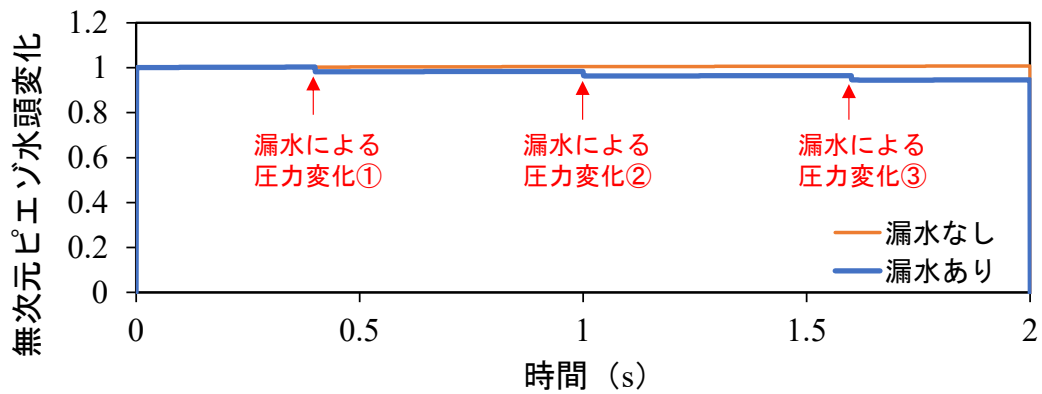


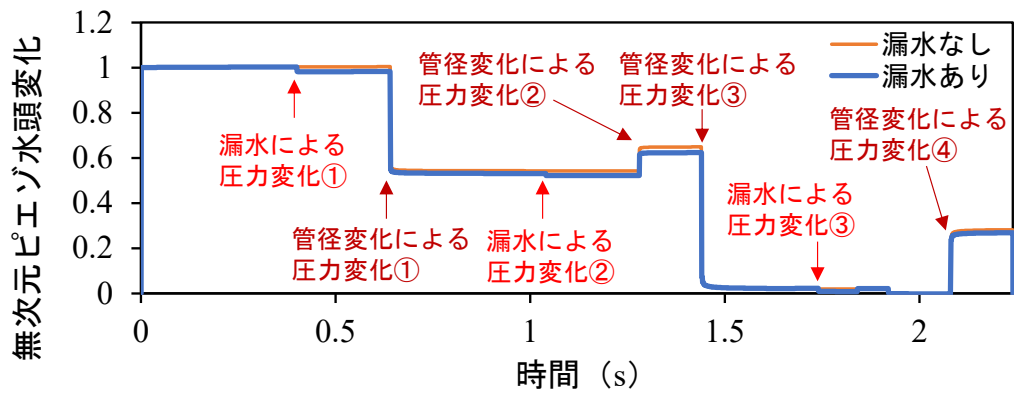
図 3-6 下流端における圧力波形

3.1.6.1 TRM の検証

圧力波形から漏水による圧力低下の箇所を目視で検知する TRM について検証を行う。図 3-7 の (a) 単一管路の場合では、圧力波形において漏水による圧力低下が 3 か所あることは明らかである。(b) 連結管路の場合では、圧力波形において管径変化点による圧力変化も存在するため、漏水による圧力低下が判別しづらくなっているが、同様に 3 か所あることが見てとれる。漏水によって圧力が低下する時間から 3-(3)式を用いて漏水位置を推定した。また、漏水による圧力低下量と 3-(11)式、あるいは漏水による圧力低下量と 3-(11), 3-(22)式を用いて漏水流出係数 $s = a/A$ を推定した。今回は漏水流出係数 s を陽的に解くことができるように、漏水部を通過することによる圧力波への影響は非常に小さいとして無視した。漏水位置と漏水流出係数の推定結果をまとめたものを表 3-2 に示す。当然の結果として、どの漏水位置も正確に推定できることが確認できた。漏水流出係数については全体として推定誤差が約 3 から 60%あり、ばらつきはあるもののおおよその漏水流出係数を推定することができた。(a) 単一管路の場合では、漏水位置が上流側にあるほど、漏水流出係数の誤差が大きくなった。これは漏水位置が上流側にあるほど漏水部からの反射波が下流端の計測点に到達するまでの時間が長くなり、その間に摩擦の影響を大きく受けるためであると考えられる。(b) 連結管路の場合では、800 m の位置にある漏水部の漏水流出係数の推定誤差が (a) 単一管路の場合と等しかった。これは 800 m の位置にある漏水部が区間 3 に存在するため、漏水部からの反射波が管径変化点の影響を受けないからである。そのほかの 200 m, 500 m の位置にある漏水部については、漏水部からの反射波が管径変化点や摩擦の影響を大きく受けるため、800 m の位置にある漏水部と比較して漏水流出係数の推定誤差が大きくなった。また、図 3-7 (b) で示した管径変化による圧力変化①から④はそれぞれ図 3-8 に示す管径変化点からの反射波が計測点に到達することで生じる。



(a) 単一管路



(b) 連結管路

図 3-7 下流端における圧力波形の圧力変化

表 3-2 漏水位置と漏水流出係数の推定結果

	漏水位置 (m)			漏水流出係数 s		
	実測値	推定値	推定誤差 (%)	実測値	推定値	推定誤差 (%)
(a) 単一管路	200	200	0	0.0005	0.000426	14.7
	500	500	0	0.0005	0.000452	9.5
	800	800	0	0.0005	0.000486	2.9
(b) 連結管路	200	200	0	0.0005	0.000435	13.0
	500	500	0	0.0005	0.000215	57.1
	800	800	0	0.0005	0.000486	2.9

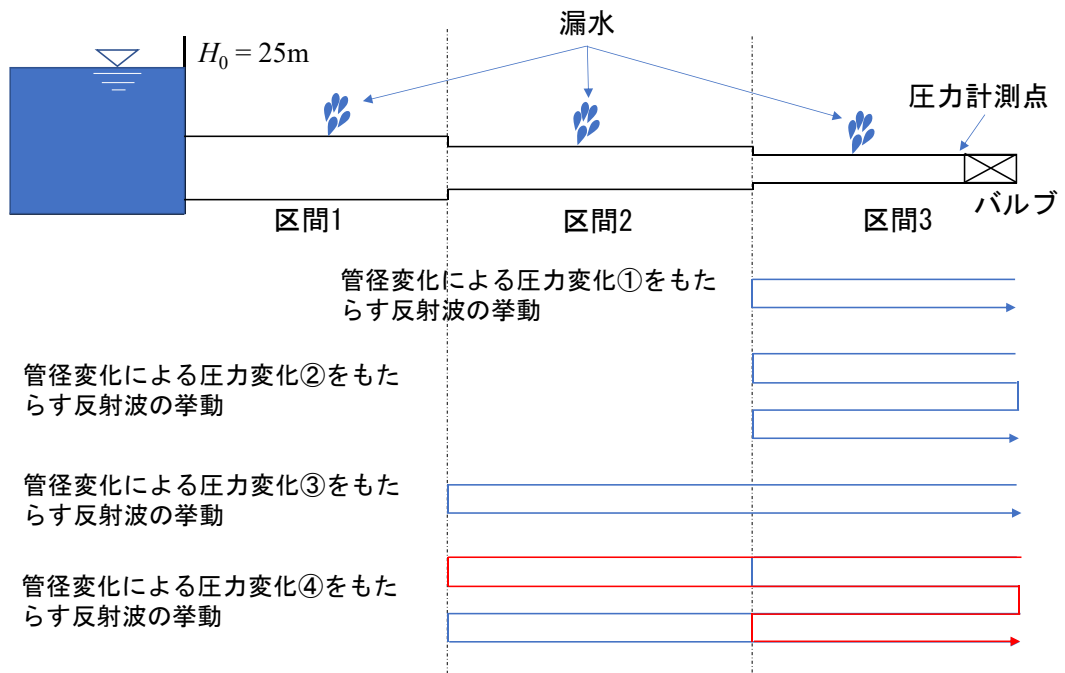


図 3-8 管径変化による圧力変化をもたらす反射波の挙動

3.1.6.2 TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法の検証

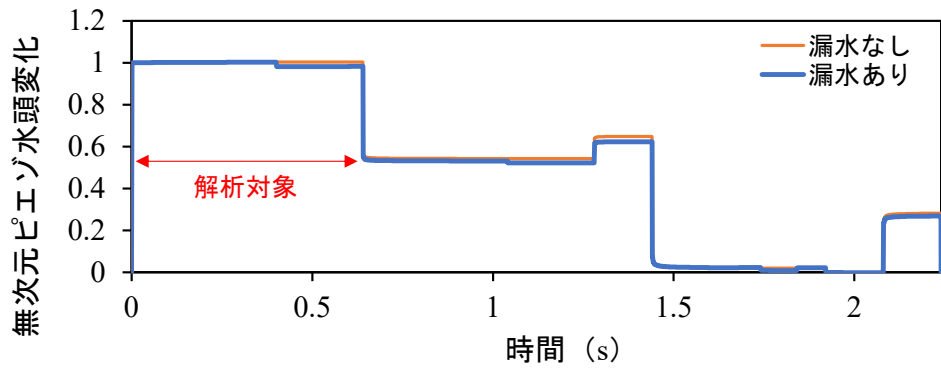
ここでは、TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法について検証を行う。連結管路では、管径変化点からの反射波が生じ計測点の圧力波形を複雑化させているので 3.1.5 で示した漏水検知法を直接利用することはできない。連結管路に対して 3.1.5 で示した漏水検知法を適用するための方法は二つある。まず 1 つ目は区間ごとに分けて漏水検知を行う方法である。この方法では、圧力波が管径変化点で反射することを利用する。まず下流端直上流の計測点における圧力波形では、図 3-9 (a) で示すように圧力波が区間 3 を往復する時間 (0.64 秒) までを解析対象とした。これにより区間 3 において本手法を用いた漏水調査を行うことができる。区間 2 と区間 1 の調査については、それぞれ区間 2 と区間 3 の境界点、区間 1 と区間 2 の境界点においてバルブを閉塞し、かつ各直上流で圧力波形を測定することで対応する。これによって得られた圧力波形 (図 3-9 (b), (c)) の解析対象はそれぞれ圧力波が区間 2 を往復する時間 (0.80 秒) と区間 1 を往復する時間 (0.80 秒) までである。なお、区間 2 と区間 1 の調査については下流端バルブは開いたままであり、操作しない。以上のように下流端バルブを操作して下流端直上部だけで圧力計測を行うのではなく、各管径変化点でバルブ操作して各変化点直上部で圧力計測を行うことで、区間ごとに分けて提案した手法による漏水調査が可能である。二つ目は区間によって分けずに、下流端のバルブ閉鎖及び圧力計測だけで管路全体の漏水調査を行う方法である。これを可能とするためには各管径変化点からの反射波が最初に下流端直上部の計測点に到達するタイミングで、漏水部からの反射波による圧力変化 $\Delta H_d(n)$ の積算の計算をリセットすることが重要である。区間 1 と 2 の境界点の空間ステップ位置を $vp12$ 、区間 2 と 3 の境界点の空間ステップ位置を $vp23$ とおくと、この場合の最適化問題における目的関数 $G(s(i))$ は以下のように設定する。

$$\begin{aligned}
 G(s(i)) &= \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{2imax} (\Delta H_{Lc}(n) - \Delta H_{Lm}(n))^2 \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{2(imax-vp2)} \left(\Delta H_{nLm}(n) + \sum_{nn=1}^n \Delta H_d(nn) - \Delta H_{Lm}(n) \right)^2 \\
 &\quad + \frac{1}{2} \sum_{n=2(imax-vp2)+1}^{2(imax-vp1)} \left(\Delta H_{nLm}(n) + \sum_{nn=2(imax-vp2)+1}^n \Delta H_d(nn) - \Delta H_{Lm}(n) \right)^2 \\
 &\quad + \frac{1}{2} \sum_{n=2(imax-vp1)+1}^{2imax} \left(\Delta H_{nLm}(n) + \sum_{nn=2(imax-vp1)+1}^n \Delta H_d(nn) - \Delta H_{Lm}(n) \right)^2
 \end{aligned} \tag{3-23}$$

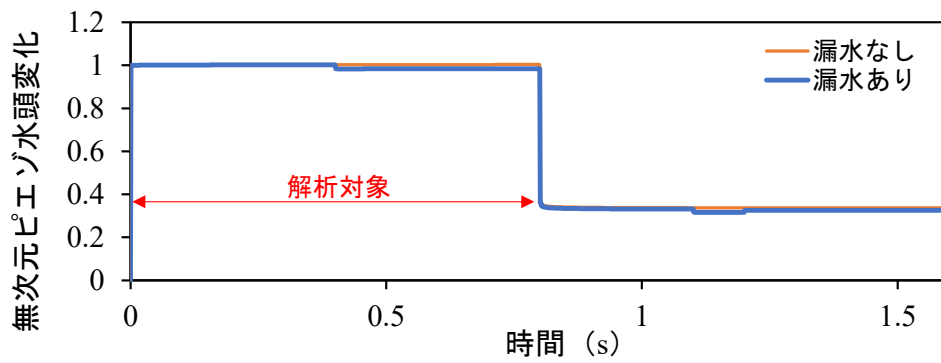
最適化計算の終了条件は、(a) 単一管路、(b) 連結管路の場合に関わらずすべての場合において、目的関数 $G(s(i))$ が最小値で収束すること、解 $s(i)$ が収束すること、計算が無限にループしないことを満たすために、3-(24)式のいずれかを満たす条件とした。

$$\begin{aligned}
 &\text{試行回数 } k \leq 200 \\
 &\max(\partial(G(s(i)))/\partial(s(i))) \leq 10^{-6} \\
 &\|\Delta s(i)\| \leq 10^{-6} (\|s(i)\| + 10^{-6})
 \end{aligned} \tag{3-24}$$

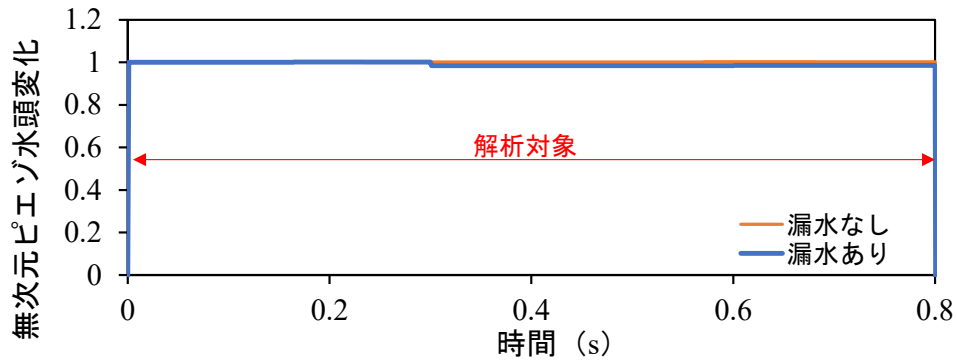
$s(i)$ の初期値はすべての位置で 0 とした。図 3-10 に提案した手法による漏水検知結果を示す。図 3-10(a)は単一管路における結果、図 3-10(b)は連結管路において区間ごとに漏水調査を行った結果、図 3-10(c)は連結管路において管路全体で漏水調査を行った結果を表している。また、図 3-10(b)の結果は区間 1, 2, 3 の結果を合わせて表示している。図 3-10(a), (b)では、上流水槽から 200 m, 500 m, 800 m の位置で漏水流出係数 s がピークの値をとっており、正確に漏水検知できていることが確認できる。しかし、真の漏水位置周辺の位置においても、ピークを中心にして峰状に s の値が分布する結果となったため、漏水流出係数 s については真の値と比較して過小評価する結果となった。これは、計算で求めた圧力波形が実際の圧力波形とフィッティングされる際に、漏水による圧力変化が実際よりも緩やかな変化となるためである(図 3-11)。図 3-10(c)においても、上流水槽から 200 m, 500 m, 800 m の位置で漏水流出係数 s がピークの値をとっていることがわかる。しかし、漏水によるピーク以外に 3 つのピークが存在しており、これによって漏水流出係数は図 3-10(a), (b)と比較してさらに過小評価している。漏水によるピーク以外の 3 つのピークは管径変化点からの反射波による圧力変化の影響であり、それぞれ図 3-7 の管径変化による圧力変化①, ②, ④に対応するものである。連結管路において管路全体の漏水調査を行う手法は、管径変化点からの反射波による圧力変化の影響を無視しているため、その影響が漏水によるピーク以外のピークとして表れることが明らかになった。よってこの手法を用いる際は、あらかじめ管径変化点からの反射波による圧力変化の影響を明らかにしておき、漏水によるピーク以外のピークを除外しておく必要がある。本来、漏水による流出係数 s は 3 つとも同じ値であるが、以上で説明した影響により漏水流出係数 s の値はばらつきがある。つまり、単一管路、連結管路の場合に関わらず、提案した手法を用いた際に結果として出た漏水流出係数 s の値自体に意味はない。最後に単一管路の漏水調査において最適化計算を行った際の目的関数 $G(s(i))$, $G(s(i))$ の偏微分の最大値、解 $s(i)$ に対する変化量 $\Delta s(i)$ の値の結果を図 3-12 に示す。結果から、目的関数 $G(s(i))$, $G(s(i))$ の偏微分の最大値は試行回数を重ねるごとに着実に減少しており、試行回数約 70 回以上で収束しているといえる。今回、 $G(s(i))$ の偏微分の最大値が 0 に十分に近づくことはなかった。また解 $s(i)$ に対する変化量 $\Delta s(i)$ の値は初期に少し増加していたものの途中からは減少傾向であり、試行回数 70 回以上では 10^{-6} であった。 10^{-6} は十分に小さい値であり解 $s(i)$ は十分に収束しているといえる。



(a) 下流端バルブ閉鎖後，下流端直上部

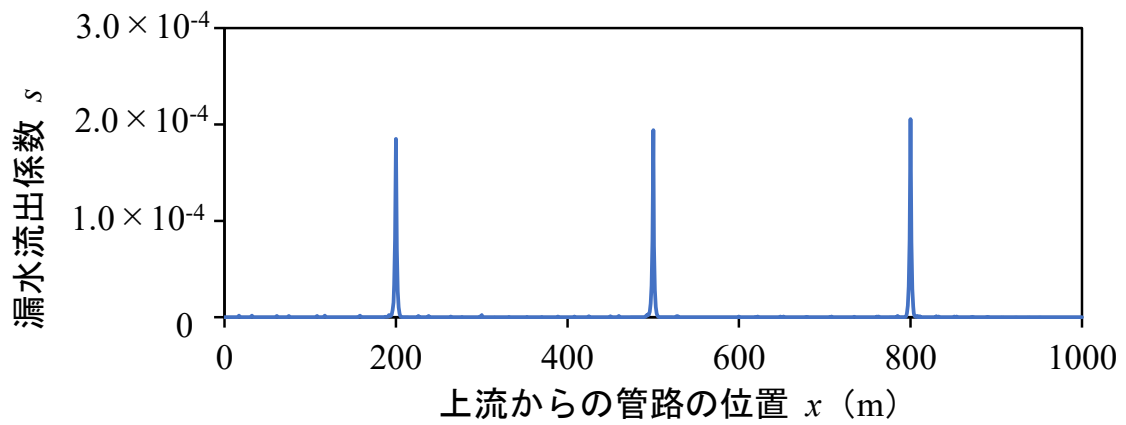


(b) 区間2と3の境界点バルブ閉鎖後，区間2と3の境界点直上部

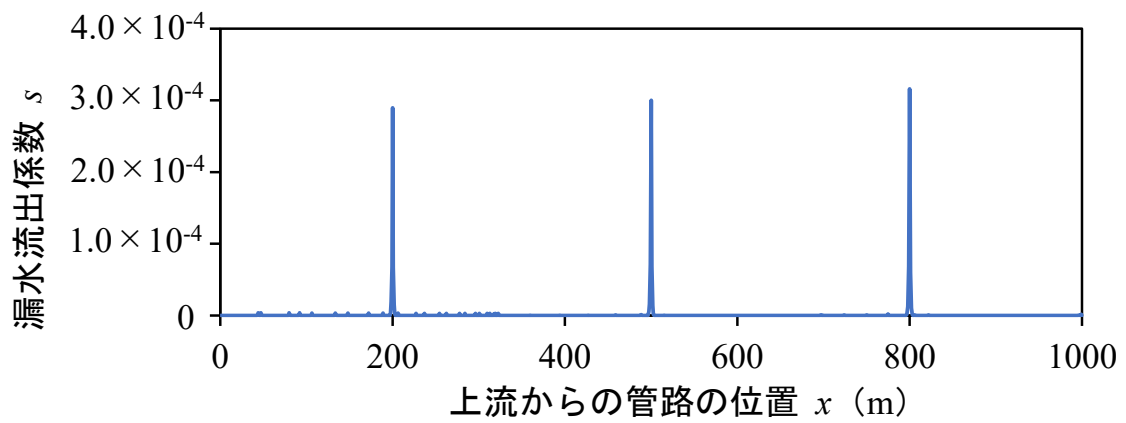


(c) 区間1と2の境界点バルブ閉鎖後，区間1と2の境界点直上部

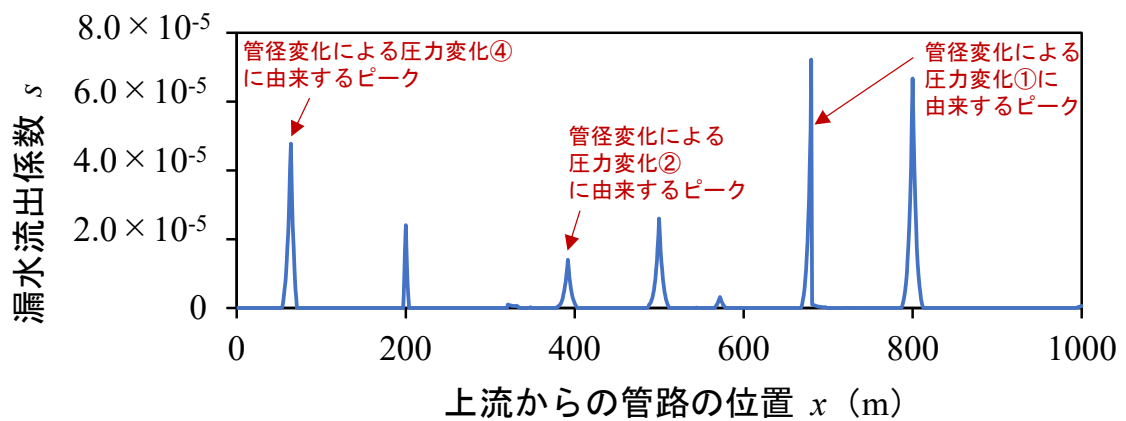
図 3-9 連結管路における各バルブ閉鎖によって生じた各バルブ直上部での圧力波形



(a) 単一管路



(b) 連結管路における区間ごとの漏水調査



(c) 連結管路における管路全体での漏水調査

図 3-10 提案した手法による漏水検知結果

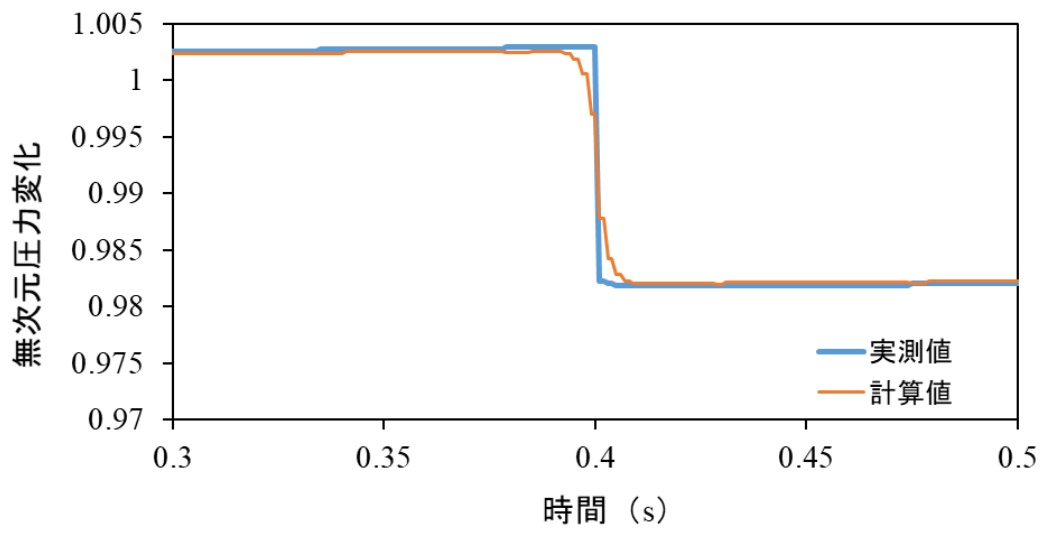
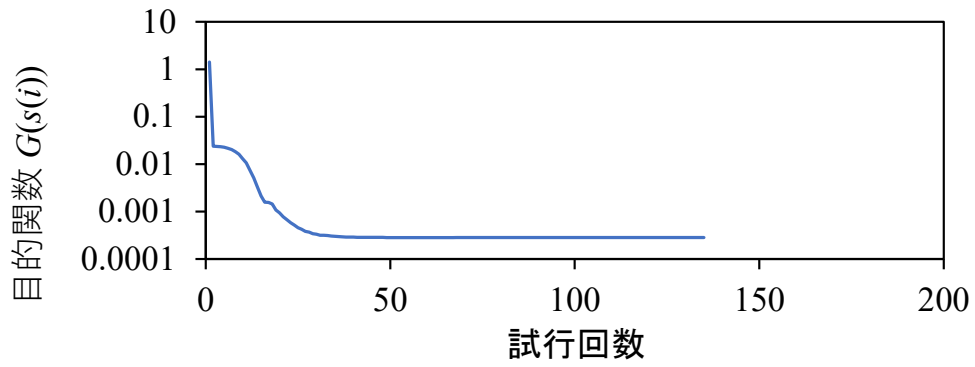
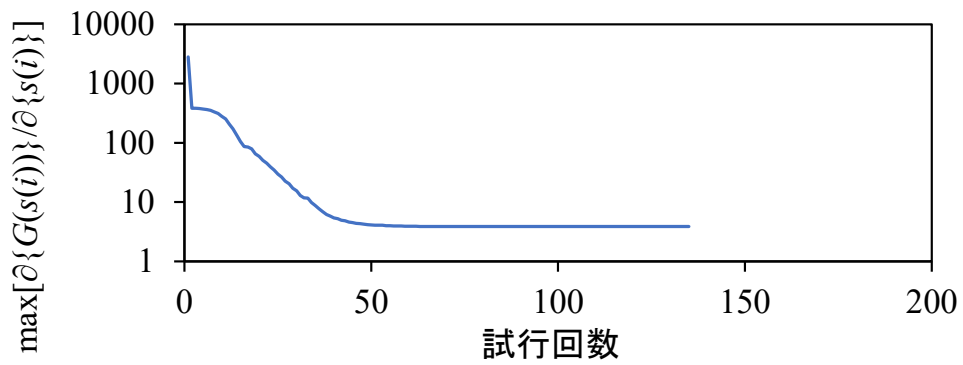


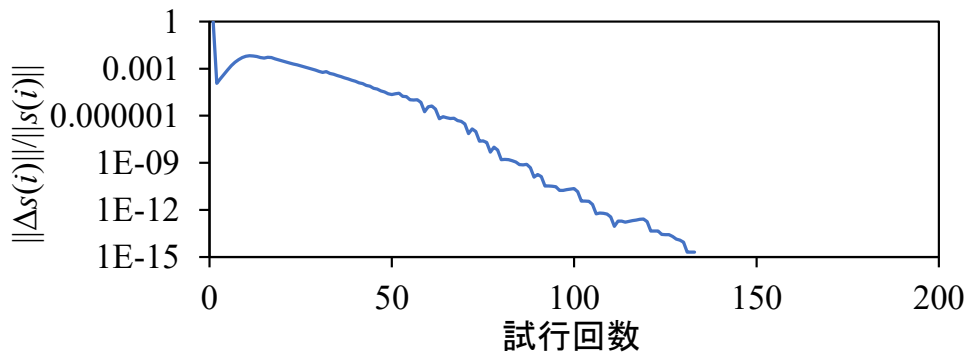
図 3-11 圧力波形における漏水による圧力変化



(a) 目的関数 $G(s(i))$



(b) 目的関数 $G(s(i))$ の偏微分の最大値



(c) 解 $s(i)$ に対する変化量 $\Delta s(i)$ の値

図 3-12 単一管路の漏水調査におけるレーベンバーグ・マーカート法のパフォーマンス

3.2 時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法

バルブを閉塞することで発生する管内の圧力波形は漏水部からのエネルギー流出（浅田ら, 2018）や漏水部からの反射波によって減衰率に変化が生じ, また漏水部からの反射波によって波形の形に変化が生じる。よって, 2.8 で説明した通り, TTBTs には漏水部からの反射波を利用する方法, 圧力波形の減衰を利用する方法, またはその両方を利用する方法に大別できる。Duan et al. (2010) は TTBTs の漏水検知法において, 漏水による減衰と漏水部からの反射波の情報の相対的重要度を調査した。調査した漏水検知法の中で, 漏水による減衰の情報だけで漏水位置を特定できた方法はなかった。しかし, 漏水部からの反射波の情報だけの場合は漏水位置を特定することができた。以上の結果から TDM も含めほとんどすべての漏水検知法が漏水部からの反射波に依存していることが示唆されている。よって現場の管路では, 管の構造特性由来のノイズによって漏水部からの反射波のシグナルが阻害され, TTBTs によって漏水検知が困難である場合が考えられる。これに対し, 漏水による減衰はノイズの影響を受けにくい。したがって, 漏水による減衰の情報を使用することでノイズ環境下であっても漏水位置の推定ができると期待できる。

これまでに多くの研究者たちが, 圧力波形の減衰について調査し, 減衰を利用した漏水検知法の開発を行ってきた。例えば, 2.8 でも言及した Wang et al. (2002) は時間領域の圧力波形の減衰を直接利用するのではなく, 圧力波形の各モードに対するフーリエ成分の減衰を利用した漏水検知法を提案した。この手法の問題点については 2.9 で述べている。Ramos et al. (2004) は減衰モデルをフィッティングさせることで実験での圧力波形の包絡線の減衰が指数関数的であることを確認したが, 減衰に関する係数を詳細に求めることはしていない。

本研究では, 漏水を簡便に検知することを目指して時間領域の圧力波形の減衰を利用した新たな漏水検知法を開発する。まず, 漏水による圧力波形の減衰に密接に関係していると思われる漏水による管路内のエネルギー減衰に着目する。そして, エネルギー減衰を考慮し, 漏水部からの反射波と摩擦による減衰を無視することで, 漏水による圧力波形の減衰を理論的にモデル化する (3.2.1.1)。次に漏水による減衰と摩擦による減衰を組み合わせることで新しい減衰モデルを開発する (3.2.1.2)。本手法では, この減衰モデルを用いることで漏水検知を実現する。最後に開発した減衰モデルの有効性と適用範囲について, 数値シミュレーションの結果に基づき考察を行う (3.2.2)。

3.2.1 減衰モデル

3.2.1.1 漏水による減衰

全長 L , 管断面積 A , 上流水槽のピエゾ水頭 H_0 の単一管路において, 水が上流水槽から下流端バルブに向かって流量 Q_0 で流れていることを想定する。なお, 管路途中には漏水が存在しており漏水量を Q_{leak} , 漏水部上流側の流量を Q_{up} , 漏水部下流側の流量を Q_{down} とおく。漏水部からの反射波と圧力波伝播中の摩擦による減衰は無視する。漏水は上流水槽から

x_L^*L 離れた点に存在すると仮定する。 x_L^* は管の全長 L で無次元化された上流水槽から漏水部までの距離である。ピエゾ水頭変化 ΔH が急速なバルブ閉塞によって発生し、圧力波伝播速度 c で管内を伝播し、その間に漏水によって減衰する。この圧力変動現象の周期 T は、上流水槽-管路-下流端バルブの管路系の場合、圧力波が管の全長を 2 往復する時間に相当する ($T=4L/c$)。さらに、圧力変動現象は、ばねの振動モデルがばねの釣り合いの位置を基準にした変位量を計測することで単純化することができるのと同じように単純化して解釈することができる (Karney, 1990)。つまり、圧力変動現象中のエネルギー減衰は定常状態流れを基準にした変化量を使用することで単純に考えることができる。圧力波が漏水部に到達していない場合 (ΔH は漏水部で 0)、管内のエネルギーは保存される。これは、運動エネルギー変化と弾性エネルギー変化が釣り合っているからであり、漏水がない場合と同じ状態である。したがって、管内のエネルギー減衰は図 3-13 のように漏水部のピエゾ水頭変化が ΔH である場合に求められる。そして、管内のエネルギー減衰は漏水部からのエネルギー流出として次のように表すことができる。

$$\Delta E = -\rho g \Delta H (Q_{leak} + \Delta Q_{leak}) \quad 3-(25)$$

ΔE は単位時間当たりのエネルギー変化 (Nm/s)、 ΔQ_{leak} は ΔH が漏水部に存在している時の Q_{leak} の変化量である。漏水量は漏水部での圧力水頭と漏水部の大きさの関数なので、 $Q_{leak} + \Delta Q_{leak}$ はオリフィスの式によって次のように表すことができる。

$$Q_{leak} + \Delta Q_{leak} = a \sqrt{2g(H_L + \Delta H - z_L)} \quad 3-(26)$$

3-(25)式に 3-(26)式を代入することで次のように表すことができる。

$$\Delta E = -\rho g \Delta H a (2gh_L)^{1/2} \left[1 + \frac{\Delta H}{h_L} \right]^{1/2} = -\rho g \Delta H a (2gh_L)^{1/2} \left[1 + \frac{\Delta H}{2h_L} - \frac{1}{8} \left(\frac{\Delta H}{h_L} \right)^2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\Delta H}{h_L} \right)^3 - \dots \right] \quad 3-(27)$$

3-(27)式の $1/16(\Delta H/h_L)^3$ が 1 に比べて十分小さく、無視できると仮定すると、3-(27)式は次のように単純化できる。

$$\Delta E = -\rho g a (2gh_L)^{1/2} \Delta H - \rho g a \left(\frac{g}{2h_L} \right)^{1/2} \Delta H^2 - \rho g a \frac{1}{4h_L} \left(\frac{g}{2h_L} \right)^{1/2} \Delta H^3 \quad 3-(28)$$

h_L は定常状態における漏水部の圧力水頭である。3-(28)式の左辺にある管内の全エネルギー E は弾性エネルギーの形として表すことができ (Karney, 1990; Meniconi et al., 2014)、それは ΔH によって水と管が行う仕事から求めることができる。

$$E = \frac{1}{2} \frac{\rho g^2 (\Delta H_J)^2}{c^2} AL \quad 3-(29)$$

ΔH_J は最大のジューコフスキー圧力上昇量である。3-(29)式を 3-(28)式に代入することで次のように表すことができる。

$$\Delta \left(\frac{1}{2} \frac{\rho g^2 (\Delta H_J)^2}{c^2} AL \right) = \frac{c}{4L} \int_0^{4L/c} \left[-\rho g a (2gh_L)^{1/2} \Delta H - \rho g a \left(\frac{g}{2h_L} \right)^{1/2} \Delta H^2 - \rho g a \frac{1}{4h_L} \left(\frac{g}{2h_L} \right)^{1/2} \Delta H^3 \right] dt \quad 3-(30)$$

漏水部における ΔH の変動は摩擦による Line Packing (Appendix 3) の影響を受けている。この影響により、圧力波が漏水部に到達してから再び漏水部に到達するまでに主に漏水部上流からの $Q_{leak} + \Delta Q_{leak}$ の流入 (図 3-13) によって、 ΔH は上昇し続ける。Liou (2016) は Line packing 現象を良く理解するための解析的な説明を与えている。また、Liou は Line packing の影響を考慮した半周期 ($0 \leq t \leq 2L/c$) の下流端バルブにおける圧力波形を計算する式を解析的に導出した。しかしながら、この式は摩擦が小さい場合において圧力の数値計算結果をより過小評価する傾向がある。この要因の一つが Liou の導出した式が非定常性による摩擦の影響を無視していることにある。非定常性による摩擦の相対的な重要性は摩擦が小さい場合により顕著に表れる (Duan et al, 2012)。よって、漏水部における ΔH の変化を正確に表すために下流端バルブにおける ΔH をべき乗変化を仮定した以下の式で表した。

$$\Delta H = \left(\frac{t^*}{2} \right)^\alpha \beta \Delta H_J \quad \text{for } 0 \leq t^* \leq 2 \quad 3-(31)$$

t^* は t を圧力波が管の全長を進むのにかかる時間 L/c で無次元化した無次元時間である。 α は下流端バルブにおいて初期水頭変化が最大水頭変化まで上昇する度合いであり ($0 < \alpha < 1$)、 β は最大ジェーコフスキー上昇量 ΔH_J に対する下流端バルブにおける最大水頭変化の比 ($\beta > 1$) である。1 周期の漏水部における ΔH の変化 ($0 \leq t^* \leq 4$) は 3-(31) 式に基づいて定式化することができ、 $x_L^* \geq 0.5$ の場合か $x_L^* < 0.5$ の場合かによって分類することができる。 $x_L^* < 0.5$ の場合では、 ΔH は半周期 ($0 \leq t^* \leq 2$) の範囲で以下のように定式化することができる。

$$\Delta H = \left(\frac{t^*}{2} \right)^\alpha \beta \Delta H_J \quad \text{for } 0 \leq t^* < 2x_L^* \quad 3-(32)$$

$$\Delta H = \left[(x_L^*)^\alpha - \left(\frac{t^* - 2x_L^*}{2} \right)^\alpha \right] \beta \Delta H_J \quad \text{for } 2x_L^* \leq t^* < 4x_L^*$$

$$\Delta H = 0 \quad \text{for } 4x_L^* \leq t^* \leq 2$$

$x_L^* \geq 0.5$ の場合では、 ΔH は半周期 ($0 \leq t^* \leq 2$) の範囲で以下のように定式化することができる。

$$\Delta H = \left[\left(\frac{t^*}{2} \right)^\alpha + \left(\frac{t^* - (2x_L^* - 2)}{2} \right)^\alpha - (x_L^*)^\alpha \right] \beta \Delta H_J \quad \text{for } 0 \leq t^* < 4x_L^* - 2$$

$$\Delta H = \left(\frac{t^*}{2} \right)^\alpha \beta \Delta H_J \quad \text{for } 4x_L^* - 2 \leq t^* < 2x_L^* \quad 3-(33)$$

$$\Delta H = \left[(x_L^*)^\alpha - \left(\frac{t^* - 2x_L^*}{2} \right)^\alpha \right] \beta \Delta H_J \quad \text{for } 2x_L^* \leq t^* \leq 2$$

残りの半周期 ($2 \leq t^* \leq 4$) の ΔH の値は $0 \leq t^* \leq 2$ の値と比較して絶対値が同じであり、符号が逆である。図 3-14 は 3-(32), 3-(33)式によって計算した 1 周期の漏水部における ΔH の変化を示している。 $\Delta H_J = 5 \text{ m}$, $\alpha = 0.1$, $\beta = 1.2$ として計算を行い, $x_L^* < 0.5$ の場合は $x_L^* = 0.2$, $x_L^* \geq 0.5$ の場合は $x_L^* = 0.8$ とした。 $x_L^* \geq 0.5$ の場合, 下流端からの反射波は漏水部における ΔH が 0 に近づいている途中で漏水部に到達するのに対して, $x_L^* < 0.5$ の場合は ΔH の変動が完了した後, 漏水部に到達する。図 3-14 からわかる通り, 3-(30)式の第 1 項と第 3 項は 0 となり, 第 2 項だけ t が 0 から $2L/c$ の範囲で積分し 2 倍すればよい。

$$d \left(\frac{1}{2} \frac{\rho g^2 (\Delta H_J)^2}{c^2} AL \right) / dt = \frac{-\rho g c a}{2L} \left(\frac{g}{2h_L} \right)^{1/2} \int_0^{2L/c} [\Delta H^2] dt \quad 3-(34)$$

3-(32), 3-(33)式を 3-(34)式に代入することで, 3-(34)式は ΔH_J について解くことができ, ΔH に関する式が導出できる。以下の無次元量は ΔH に関する式を無次元化するために使用した。

$$\Delta H^* = \frac{\Delta H}{H_0} \quad \Delta H_0^* = \frac{\Delta H_0}{H_0} \quad t^* = \frac{t}{L/c} \quad 3-(35)$$

ΔH_0 は初期ピエゾ水頭変化であり, 上付き文字*は無次元量であることを意味している。3-(35)式を ΔH に関する式に代入することで以下のように表すことができる (浅田ら, 2019; Asada et al. 2020a, b)。

$$\Delta H^* = \Delta H_0^* \exp \{ -R_L t^* \}$$

$$R_L = \left(\frac{1}{2gh_L} \right)^{1/2} \frac{ca\beta^2}{A} \left(\frac{2}{2\alpha+1} - \frac{2}{\alpha+1} + 1 \right) (x_L^*)^{2\alpha+1} \quad \text{for } x_L^* < 0.5 \quad 3-(36)$$

$$R_L = \left(\frac{1}{2gh_L} \right)^{1/2} \frac{ca\beta^2}{A} \left[\left(\frac{2}{2\alpha+1} - \frac{2}{\alpha+1} + 1 \right) (x_L^*)^{2\alpha+1} - \frac{2}{\alpha+1} (x_L^*)^\alpha (2x_L^* - 1)^{\alpha+1} \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{2\alpha+1} (2x_L^* - 1)^{(2\alpha+1)} - \frac{2(x_L^* - 1)}{\alpha+1} (2x_L^* - 1)^{(\alpha+1)} \right) \left(\frac{1}{2-x_L^*} + \frac{1-x_L^*}{2-x_L^*} \alpha^{0.660} \right) \right] \quad \text{for } x_L^* \geq 0.5$$

R_L は漏水による減衰係数である。3-(36)式から、 R_L が増加するにつれて漏水部までの無次元距離 x_L^* 、圧力波伝播速度 c 、漏水部流出係数 a/A は増加し、漏水部における圧力水頭 h_L は減少することがわかる。このことは過去の他の研究でも報告されている (Brunone, Meniconi, & Capponi, 2018)。さらに、漏水による減衰において漏水部からの反射波を無視することの妥当性については Appendix 4 で示している。

3.2.1.2 摩擦による減衰

3-(36)式で表される減衰式は摩擦の影響を受けている実際の圧力波形の減衰を捉えていない。Ramos et al. (2004), Wang et al. (2005), Meniconi et al. (2014) は、ある位置における圧力波形のピークと管全体の運動エネルギーと弾性エネルギーが摩擦によって指数関数的に減衰することを示した。したがって、減衰に対する摩擦の影響を説明するために、摩擦による減衰係数 R を 3-(36)式の指数に組み込んだ。 R_L と R が互いに独立であると仮定すると (Wang et al., 2002), 漏水中の管路内における摩擦を考慮した減衰式は次のように書くことができる。

$$\Delta H^* = \Delta H_0^* \exp\{-(R + R_L)t^*\} \quad 3-(37)$$

今回は物理モデルに基づいて 3-(37)式の形を得ているが、解析的に 3-(37)式の形を得るためには支配方程式における乱流の摩擦項を線形化するプロセスが必要であると考えられている (Wang et al., 2002; Duan et al., 2018)。そのプロセスでは $q_t \ll Q_0$ を仮定しており、 q_t は過渡的な流量変化部分である。したがって、線形化による誤差を調査し、検証することが必要である。Wang et al. (2002) は圧力変動の支配方程式から導出した減衰モデルによる推定漏水位置の誤差を真の漏水位置 x_L^* 、減衰係数、 q_t/Q_0 の関数として解析的に求めた。Duan et al. (2018) は system frequency response (SFR) に基づいた圧力波形モデリングにおいて線形化の精度と有効性を調査した。さらに Duan et al. は非線形の乱流摩擦の重要性と相対的な影響度について定常状態の流量、過渡状態の流量、システムのスケール、システムに入力した波の周波数と関連付けて調査した。過去の研究に従い、線形を仮定したことによる提案した減衰モデルの推定漏水位置の誤差について、数値シミュレーションによるさらなる検証を行う。

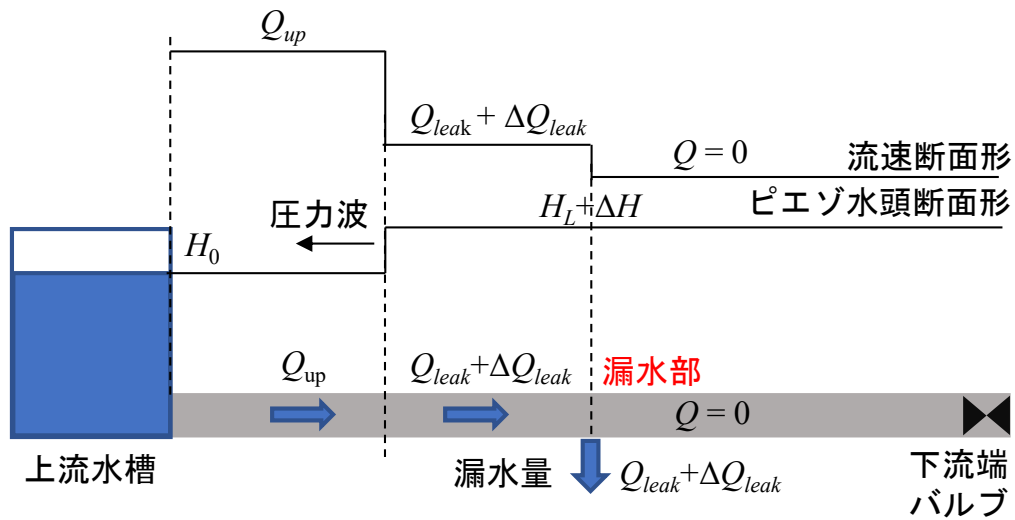


図 3-13 漏水部のピエゾ水頭変化が ΔH の場合における管路全体のピエゾ水頭と流速の断面形

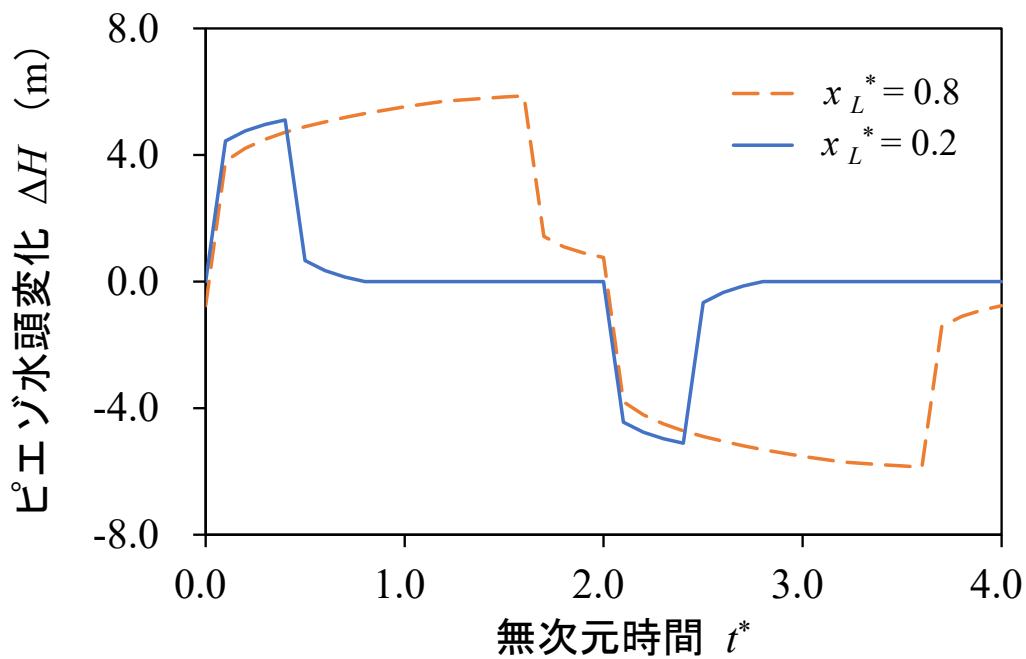


図 3-14 3-(32), (33)式から計算した漏水部でのピエゾ水頭変化の時間変化 ($x_L^* = 0.2, 0.8$ の場合)

3.2.2 数値シミュレーションによる減衰モデルの検証

3.2.2.1 数値モデル

数値シミュレーションで用いた管内圧力変動の支配方程式は、今までと同様に 1 次元の質量保存則 (2-(19)式) と運動量保存則 (2-(20)式) であり、特性曲線法により離散化して圧力波形を計算した。漏水部についても今までと同様に内部境界条件としてピエゾ水頭と流量の連続条件を与えて計算を行った。

提案した減衰モデルを検証するために数値シミュレーションを行う際、異なる 2 種類の非定常性による摩擦モデルのどちらを選択するかが重要になる。一つ目のモデルは 2.3.3 で説明した Weighted function-based (WFB) モデル (Kagawa et al., 1983; Vardy&Brown, 1995, 2003, 2004; Vitkovsky et al., 2004; Zielke, 1968), 二つ目のモデルは 2.3.2 で説明した Instantaneous acceleration-based (IAB) モデル (Brunone et al., 1991; 1995; 2004) である。Duan et al. (2017) は局所的な圧力波形と管全体のエネルギー積算量の観点から WFB モデルと IAB モデルの違いを調査し、説明を与えている。局所的な圧力波形に関しては、IAB モデルが WFB モデルに比べて圧力波形のピーク値 (包絡線) をより良く再現することができる。しかし、IAB モデルは WFB モデルに比べて圧力波形の周期と形の再現性については劣る。本研究では、圧力波形の減衰をピエゾ水頭のピーク値によって形成される包絡線の減衰ではなく、1 周期ごとに平均したピエゾ水頭変化の絶対値の減衰として定義する。管全体のエネルギー積算量に関しては、エネルギー解析のベンチマークとして使用された 2 次元 $k-\epsilon$ モデル (Zhao and Ghidaoui, 2006) が組み合わさった 2 次元水撃作用モデル (Vardy and Hwang, 1991; Zhao and Ghidaoui, 2003) (Appendix 5) の結果と比較して、IAB モデル、WFB モデルともにエネルギー減衰の傾向を過小評価していた。しかし、WFB モデルは 2 周期目の終わりまでは 2 次元 $k-\epsilon$ モデルの結果と良く合致していた (図 3-15)。したがって、WFB モデルの方が 1 周期ごとに平均したピエゾ水頭変化の絶対値の減衰と管全体のエネルギー積算量の減衰を再現するのに適しているといえる。本研究では、WFB モデルを非定常性による摩擦モデルとして選択し、摩擦項 h_f は 2-(21)式で表される。このまま数値シミュレーションを実行すると、特性曲線法のすべての格子点で畳み込み積分が必要となり、計算負荷が大きくなる。Kagawa et al. (1983) は Zielke の重み関数を 2-(22)式のように N 個の指数関数の和として近似することで計算速度を改善した。本研究でもその近似を用いて、2.7 に従って計算を行った。また、ダルシーワイズバッハの摩擦係数 λ は滑らかな管で成立するブラジウスの式 (2-(34)式) を用いることで計算を行った。これに応じて 2-(22)式の m_k と n_k は、層流から滑らかな管における乱流状態までの流況において、2-(32), (33), (36), (37)式を用いて計算を行った。これは Duan et al. (2012) で報告されている計算手法と同じである。

3.2.2.2 検証方法及び条件

減衰モデルの検証プロセスは以下の通りである。

- (1) 管内下流端のピエゾ水頭変化 ΔH を漏水がない場合とある場合で数値シミュレーションを用いて計算する。
- (2) 圧力波形において $t^* = 0-4$ の範囲と $t^* = 4-8$ の範囲における ΔH の絶対値の平均を求める。この二つの値の間に指数関数変化の関係があることから、漏水がある場合とない場合でそれぞれ全体の減衰係数 $R+R_L$ と摩擦による減衰係数 R を求める。
- (3) 漏水による減衰係数 R_L を $R+R_L$ から R を差し引くことで求める。
- (4) パラメーター α , β を管システムの構造から求める。3-(36)式とパラメーター α , β によって計算された R_L と数値シミュレーションによって計算された対応する R_L とを比較する。

摩擦がある状態において ΔH は、圧力変動が収束した後の定常状態でのピエゾ水頭 H_f を基準にして求めた ($\Delta H = H - H_f$)。漏水がない場合では、 $H_f = H_0$ であり、漏水がある場合では、収束定常流れにおいて動水勾配が存在するので $H_f = h_L + z_L$ である。管内で発生する圧力波形は管の全長、管径、圧力波伝播速度、ダルシーワイズバッハの摩擦係数、初期流量によって様々な減衰特性を持つ。よって、3-(36)式を使用してパラメーター α , β , R_L を求めるためには減衰特性の決定要因を考慮する必要がある。Wang et al. (2002) は摩擦として定常状態の摩擦項 h_{fs} だけを考慮して圧力変動の支配方程式を無次元化した。さらに、Wang et al. は ΔH^* の時間変動を解析的に求め、減衰に対する定常状態の摩擦の影響を以下の無次元数 σ_s で表した。

$$\sigma_s = \frac{\lambda L Q_0}{2cDA} \quad 3-(38)$$

また、Wahba (2008) と Duan et al. (2012) は減衰に対する非定常性による摩擦の影響を以下の無次元数 σ_u で表した。

$$\sigma_u = \frac{Lv}{cD^2} = \frac{T_w}{T_d} \quad 3-(39)$$

$T_w = L/c$ と $T_d = D^2/\nu$ はそれぞれ管軸方向の圧力波伝播の時間スケールと管径方向の粘性拡散の時間スケールである。これらの結果から、 σ_u の値が大きくなるにつれて粘性拡散の影響が大きくなり、圧力波形の減衰が大きくなることが確認された。さらに、 σ_s は 3-(38), 3-(39) 式を組み合わせることで以下のように書き直すことができる。

$$\sigma_s = \lambda R_e \frac{T_w}{T_d} \quad 3-(40)$$

したがって、減衰モデルの検証のために無次元数 λR_e , T_w/T_d をパラメーターとして変化させて数値シミュレーションを行った。管の形状や流れの状態が異なる数値シミュレーション条件を Pipe1 から Pipe16 として想定し、これを表 3-3 に示す。漏水がある場合では、漏水流出係数 a/A として 0.001, 0.0005, 0.00025 の 3 パターンを想定した。各 Pipe, 各漏水流

出係数 a/A において漏水位置を $x_L^* = 0$ (上流端) から $x_L^* = 1.0$ (下流端) まで 0.1 刻みで変化させて計算を行った。漏水部から上流側と下流側の λR_e の値をそれぞれ λR_{eup} と λR_{edown} として表した。 λR_{eup} の値は a/A の値によって変化するので、表 3-3 では $a/A = 0.001$ の場合だけ示している。減衰に対する二つの無次元数 λR_e , T_w/T_d の効果をわかりやすくするため、その他すべてのパラメーターは各数値シミュレーション条件で一定とした。このパラメーターには、管の材質 (弾性管)、管壁の粗さ (滑らかな管)、圧力波伝播速度 c (1,000 m/s)、バルブ操作 (下流端でのバルブの急完全閉塞) が含まれる。初期のピエゾ水頭変化は $1/16(\Delta H/h_L)^3 \ll 1$ を満たすには十分に小さい。

3.2.2.3 検証結果と考察

パラメーター α , β はそれぞれ無次元数 λR_e , T_w/T_d の関数なので、以下のように書き表すことができる。

$$\alpha, \beta = \psi(\lambda_{up} R_{eup}, \lambda_{down} R_{edown}, T_w / T_d) \quad 3-(41)$$

Khilqa et al. (2019) に従い、表 3-3 に示した各管路に対応するパラメーター α , β を決定するために最適化手法を適用した。最適化の目的関数として、漏水による減衰係数 R_L の実験結果と 3-(36)式により求めた解析結果との root-mean-square error (RMSE) を用いた。そして Pipe1 から Pipe16 の数値データとそれに対応するパラメーター α , β に対して非線形回帰分析を用いることで、パラメーター α , β と 3-(41)式で示す無次元数との関係式を以下のように求めた。

$$\alpha = \left[1.14(\lambda_{up} R_{eup} - \lambda_{down} R_{edown})^{0.549} + 0.0216(\lambda_{down} R_{edown})^{1.04} \right] (T_w / T_d)^{0.705} \quad 3-(42)$$

$$\beta = 1 + \left[3.90(\lambda_{up} R_{eup} - \lambda_{down} R_{edown})^{0.789} + 1.13(\lambda_{down} R_{edown})^{0.004} \right] (T_w / T_d)^{0.818}$$

3-(36), 3-(42)式から計算された漏水による減衰係数を R_{La} で書き表す。図 3-16 は R_L と R_{La} との比較図を示しており、Pipe2 では減衰モデルが実際の R_L を再現できていないことがわかる。これは Pipe2 では摩擦の影響が大きいことが理由に挙げられる ($\lambda_{down} R_{edown} T_w / T_d \sim [10^0]$)。しかし、典型的な配水システムにおける現場の管路では $T_w / T_d \sim [10^{-6}, 10^{-3}]$, $\lambda R_e \sim [10^1, 10^4]$ なので (Duan et al., 2012), 流量を $1/16(\Delta H/h_L)^3 \ll 1$ を満たすように調整すれば、現場の管路において Pipe2 のような管路はまず存在しない。よって、減衰モデルの有効性は Pipe2 の最適化結果によってほとんど影響を受けない。Pipe2 以外では、 R_{La} は R_L と良く合致しており、 R_{La} と R_L との RMSE は 6.20×10^{-4} であった。

図 3-17 は Pipe1 から 16 までの漏水がない場合における圧力波形を表しており、図 3-18 は Pipe1 から 16 における無次元漏水位置 x_L^* に対する R_L と R_{La} との比較図を示している。図 3-17, 図 3-18 から、Pipe3, 6, 7, 9, 10, 13, 14 ($\lambda_{down} R_{edown} T_w / T_d < 3.0 \times 10^{-2}$) において R_L と x_L^* との関係が線形であり、摩擦 (Line packing) の影響をほとんど受けていないことが明らかになった ($\alpha \sim 0, \beta \sim 1$)。Pipe1, 2, 4, 5, 8, 11, 12, 15, 16 ($\lambda_{down} R_{edown} T_w / T_d \geq 3.0 \times$

10⁻²) の場合では、 $\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d$ の値が大きくなるにつれて、圧力波形の減衰に対する摩擦の影響は大きくなり、 R_L と x_L^* との関係は線形から離れていく。最後に減衰モデルの有効性を調査するため、減衰モデルにおける推定漏水位置誤差を以下のように定義する。

$$\varepsilon_L = |x_L^* - x_{Le}^*| \times 100 \quad 3-(43)$$

ε_L は減衰モデルにおける管の全長に対する漏水位置の絶対値誤差 (%) であり、 x_{Le}^* は減衰モデルから推定した漏水部までの無次元距離である。 x_L^* に対する漏水位置誤差 ε_L を図 3-18 の Pipe1 から 16 における R_L と R_{La} の曲線から計算した (図 3-19)。Pipe3, 6, 7, 9, 10, 13, 14 ($\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d < 3.0 \times 10^{-2}$) では、漏水位置誤差は全体として約 4% 以下であり、 $\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d$ が大きくなれば漏水位置誤差も概ね大きくなる傾向にあった。Pipe1, 4, 5, 8, 11, 12 ($3.0 \times 10^{-2} \leq \lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d < [10^0]$) では、漏水位置誤差は全体として約 10% 以下となった。Pipe3, 6, 7, 9, 10, 13, 14 ($\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d < 3.0 \times 10^{-2}$) の場合と比較して漏水による減衰に対する摩擦による減衰の影響が大きくなったことで明らかに漏水位置誤差が大きくなっていることが確認できた。Pipe2, 16 ($\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d \sim [10^0]$) では、漏水による減衰に対する摩擦による減衰の影響がすべての Pipe の中でも最も大きく、漏水位置誤差が Pipe2 では約 50% まで、Pipe16 では約 40% まで上昇している。図 3-16 では、見分けがつかなかったが、Pipe16 では Pipe2 と同様に線形化による誤差を無視することができないことは図 3-18, 19 から明らかである。Pipe16 の方が Pipe2 よりも $\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d$ の値が少し大きいにも関わらず、最大漏水位置誤差では Pipe2 の方が Pipe16 よりも約 10% も大きい理由は、Pipe2 の方が Pipe16 よりも T_w/T_d の値が 10 のオーダー大きいからであると考えられる。つまり、Pipe2 の方が Pipe16 に比べて粘性の影響が大きいため、圧力波形がなめされたような形になっていることが原因である (図 3-17 (b), (p))。これにより、本モデルでの圧力波形の再現がより難しくなることによって漏水位置誤差が増加していると考えられる。以上から Pipe2, 16 に対して本モデルを適用することは難しいが、前述した理由により、典型的な配水システムにおける現場の管路では Pipe2, 16 のような管路はまず存在しない。よって、本モデルの有効性には問題はなく、 $\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d$ の値に応じて誤差評価を適切に行うことにより、本モデルは漏水位置の絞り込みに適用できることが示唆された。

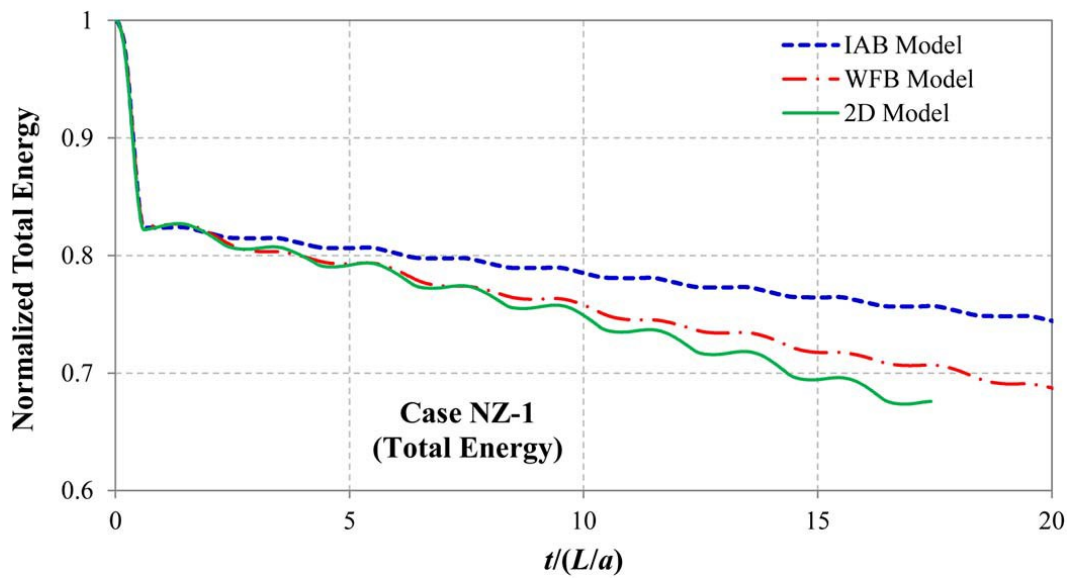


図 3-15 各モデルで求めた管全体のエネルギー積算量の比較 (Duan et al., 2007 より抜粋)

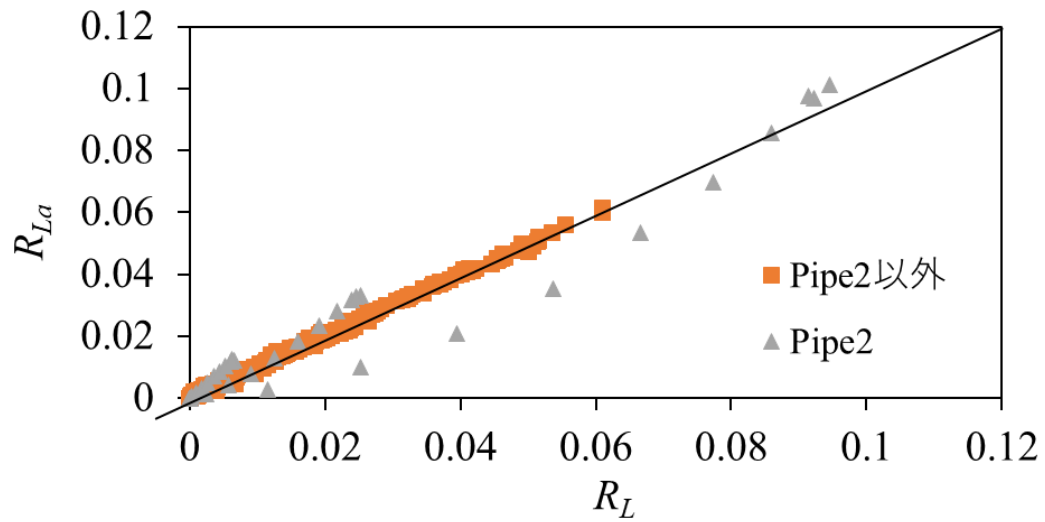
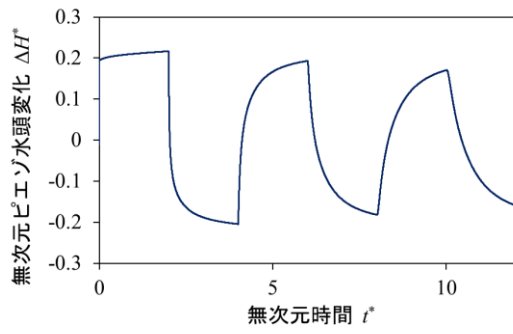


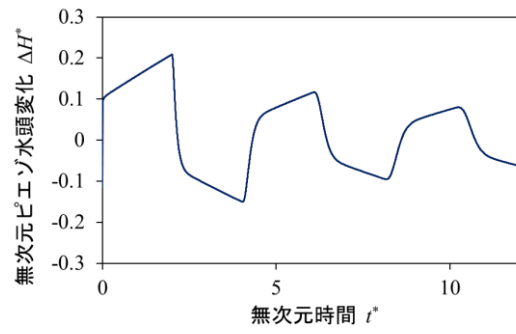
図 3-16 R_L と R_{La} との比較図

表 3-3 数値シミュレーションで想定したパイプラインシステムの条件

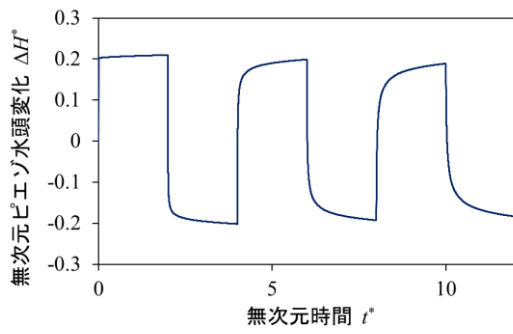
Pipe	L (m)	D (m)	H_0 (m)	V_{down} (m/s)	Re_{down}	$\lambda_{down} Re_{down}$	$\lambda_{up} Re_{up}$	T_w/T_d	$\lambda_{down} Re_{down} T_w/T_d$
1	1,000	0.0242	25	0.05	1,210	6.49×10^1	8.54×10^1	1.71×10^{-3}	1.11×10^{-1}
2	10,000	0.0242	25	0.05	1,210	6.49×10^1	8.44×10^1	1.71×10^{-2}	1.11×10^0
3	1,000	0.1	25	0.05	5,000	1.88×10^2	2.48×10^2	1.00×10^{-4}	1.88×10^{-2}
4	10,000	0.1	25	0.05	5,000	1.88×10^2	2.47×10^2	1.00×10^{-3}	1.88×10^{-1}
5	5,000	0.1	25	0.05	5,000	1.88×10^2	2.47×10^2	5.00×10^{-4}	9.41×10^{-2}
6	1,000	1	25	0.05	50,000	1.06×10^3	1.39×10^3	1.00×10^{-6}	1.06×10^{-3}
7	1,000	0.5	25	0.05	25,000	6.29×10^2	8.28×10^2	4.00×10^{-6}	2.52×10^{-3}
8	20,000	0.1	25	0.05	5,000	1.88×10^2	2.47×10^2	2.00×10^{-3}	3.76×10^{-1}
9	10,000	1	25	0.05	50,000	1.06×10^3	1.39×10^3	1.00×10^{-5}	1.06×10^{-2}
10	10,000	0.5	25	0.05	25,000	6.29×10^2	8.28×10^2	4.00×10^{-5}	2.52×10^{-2}
11	1,000	0.02	25	0.05	1,000	5.63×10^1	7.40×10^1	2.50×10^{-3}	1.41×10^{-1}
12	1,000	0.04	25	0.05	2,000	9.46×10^1	1.24×10^2	6.25×10^{-4}	5.91×10^{-2}
13	100	0.04	25	0.05	2,000	9.46×10^1	1.25×10^2	6.25×10^{-5}	5.91×10^{-3}
14	100	0.2	25	0.01	2,000	9.46×10^1	2.27×10^2	2.50×10^{-6}	2.37×10^{-4}
15	20,000	0.2	100	0.30	60,000	1.21×10^3	1.34×10^3	5.00×10^{-4}	6.06×10^{-1}
16	40,000	0.2	100	0.30	60,000	1.21×10^3	1.34×10^3	1.00×10^{-3}	1.21×10^0



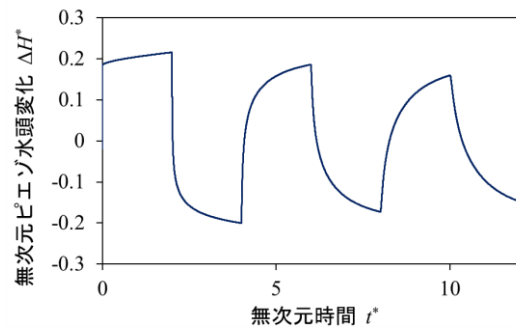
(a) Pipe1



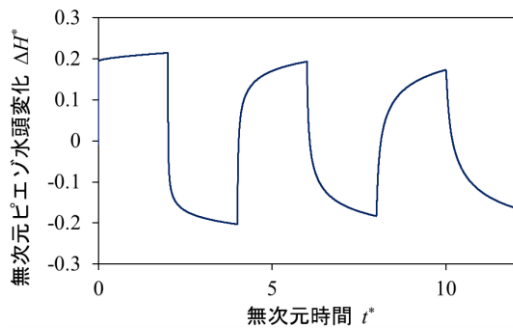
(b) Pipe2



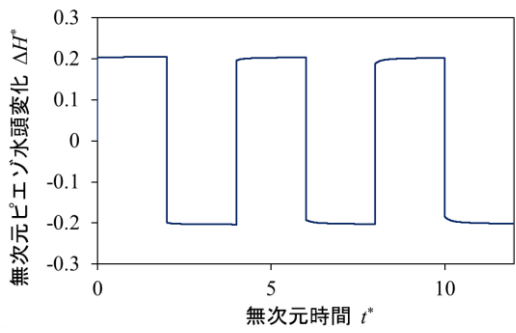
(c) Pipe3



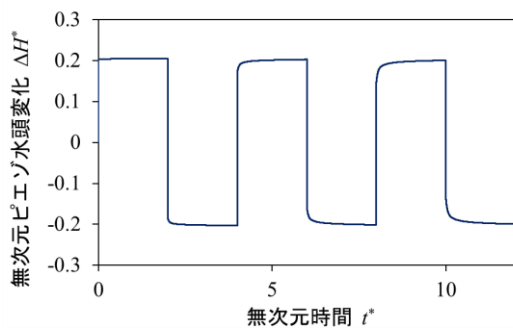
(d) Pipe4



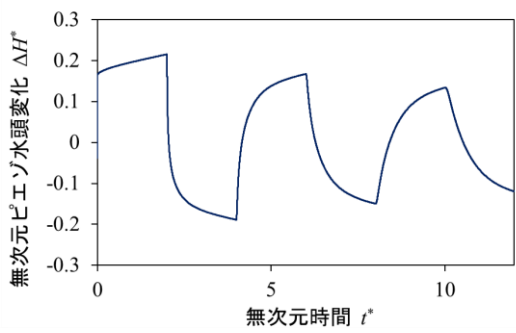
(e) Pipe5



(f) Pipe6



(g) Pipe7



(h) Pipe8

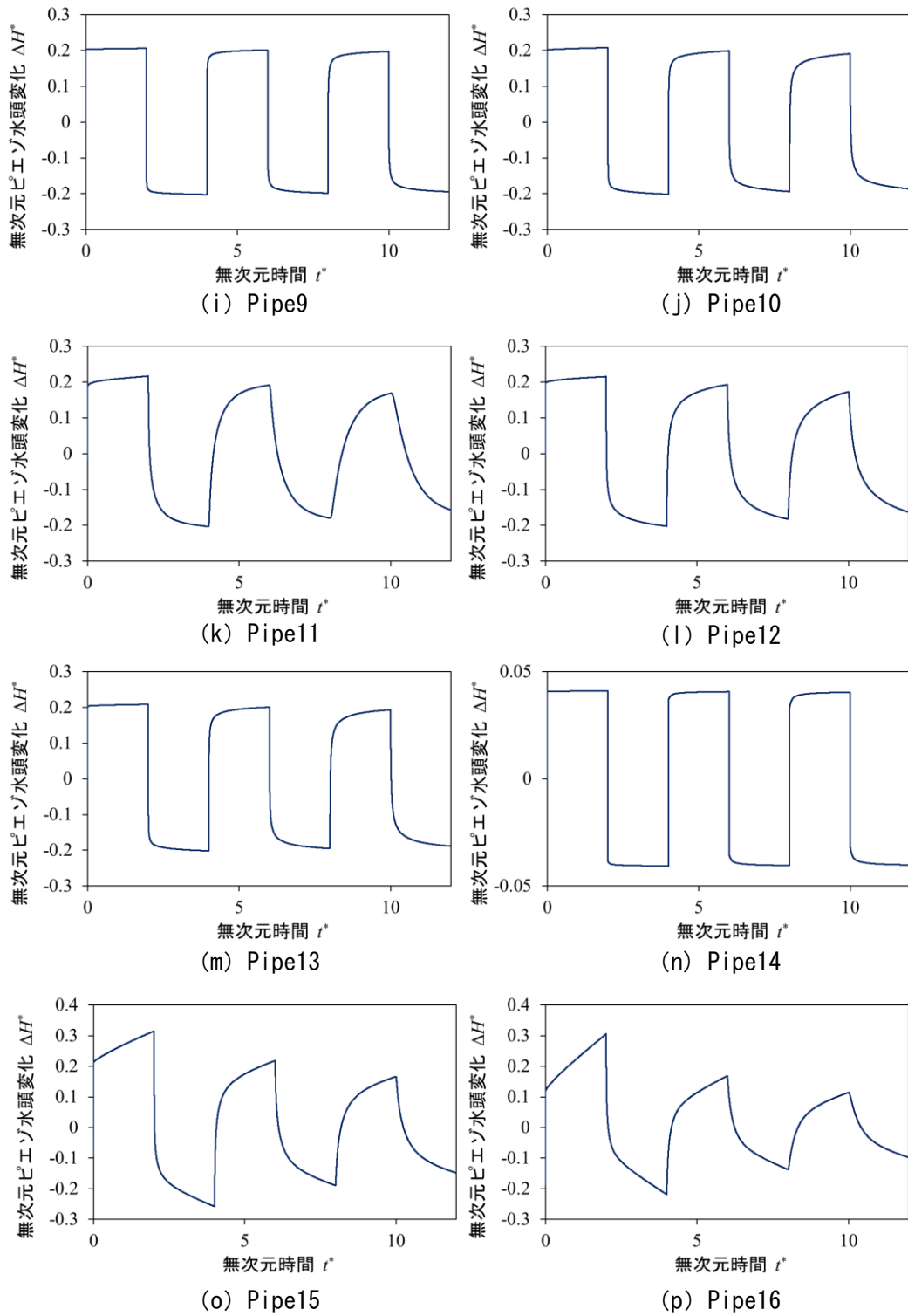
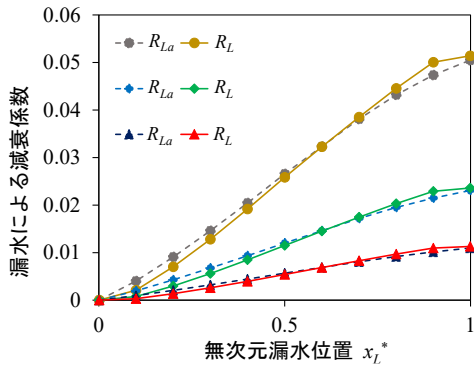
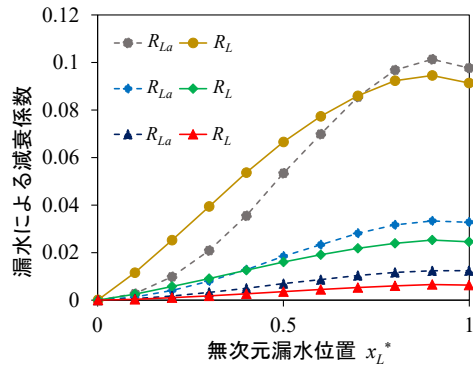


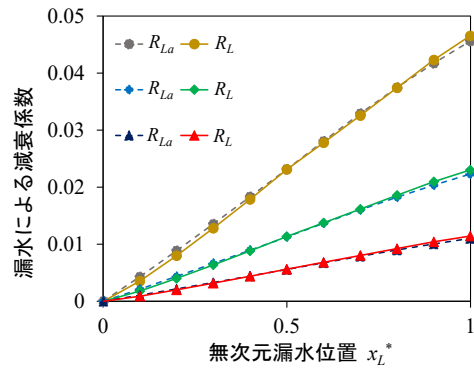
図 3-17 Pipe1 から 16 までの漏水がない場合における圧力波形



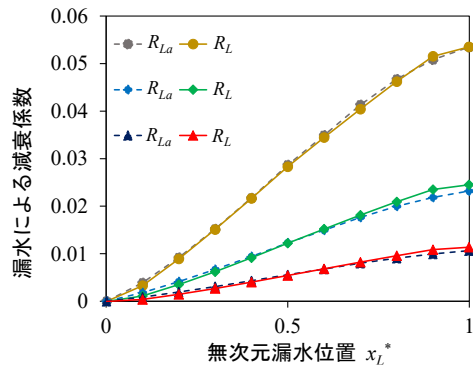
(a) Pipe1



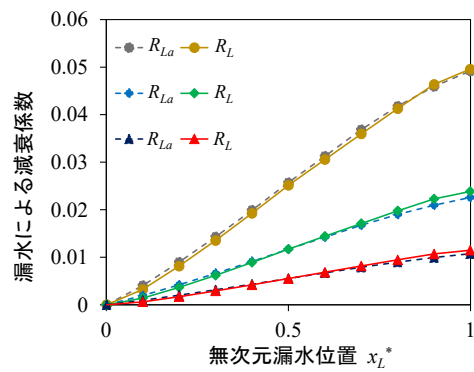
(b) Pipe2



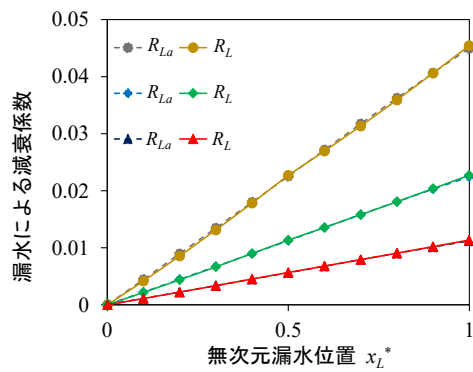
(c) Pipe3



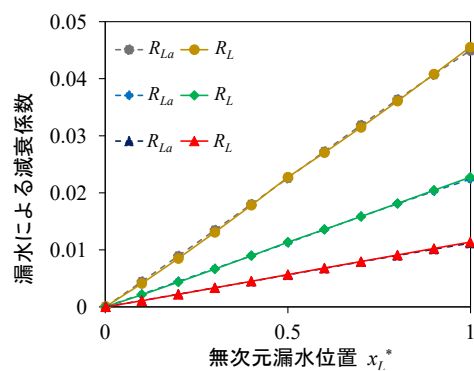
(d) Pipe4



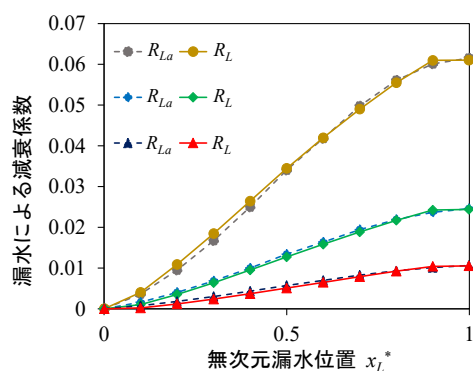
(e) Pipe5



(f) Pipe6



(g) Pipe7



(h) Pipe8

● $a/A = 0.001$ ◆ $a/A = 0.0005$ ▲ $a/A = 0.00025$

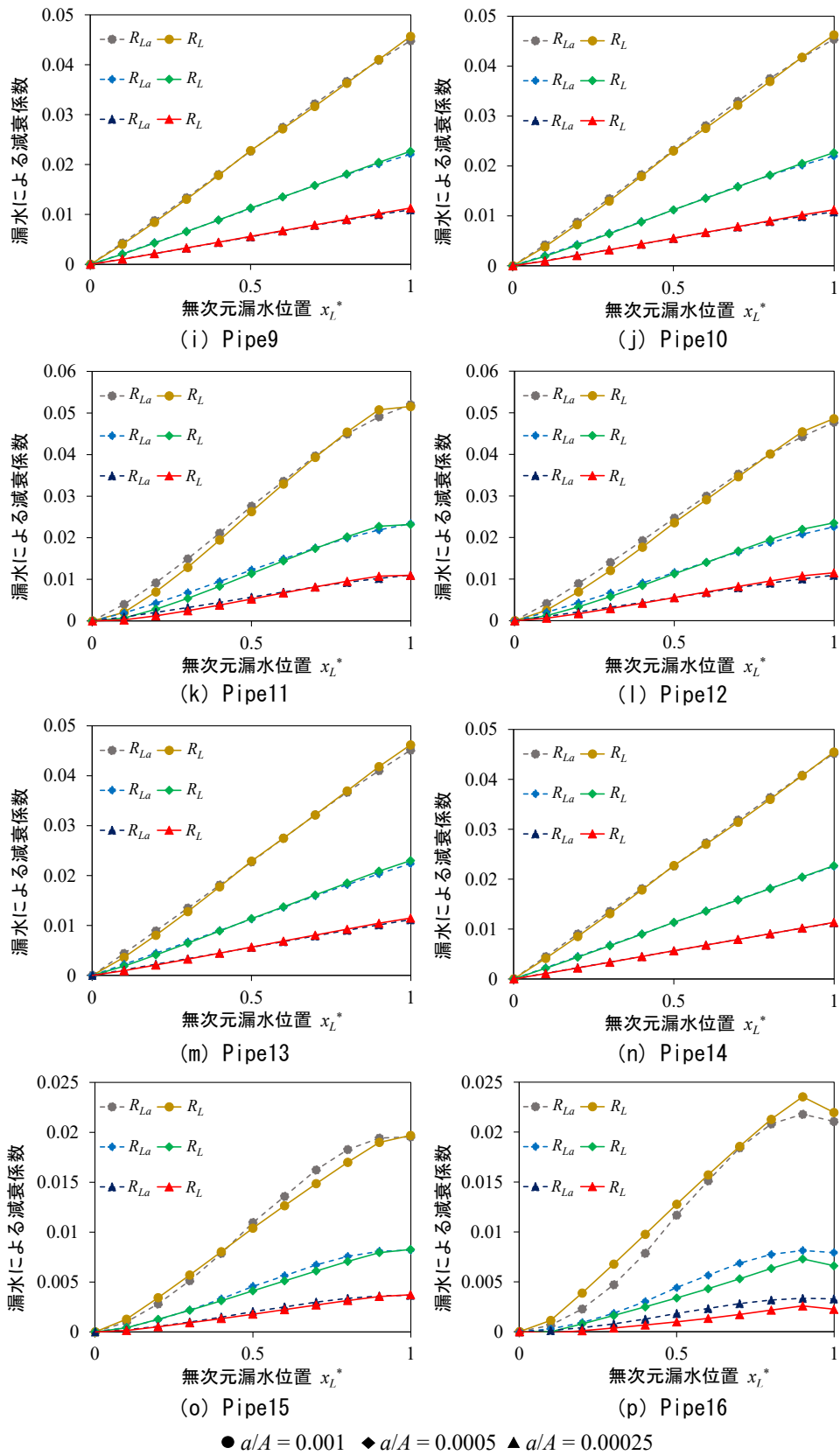
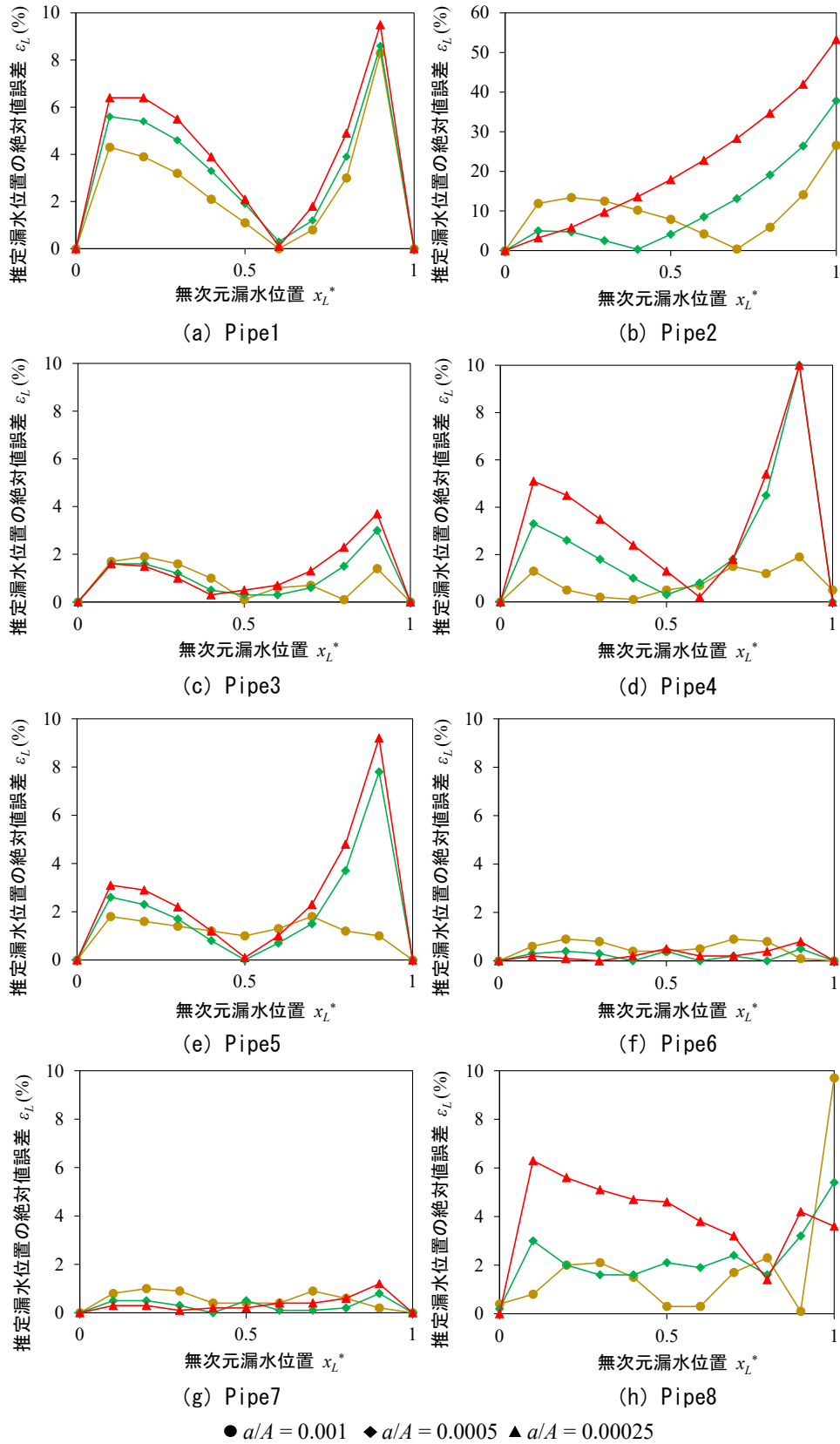


図 3-18 Pipe1 から 16 における無次元漏水位置 x_L^* に対する R_L と R_{La} との比較図



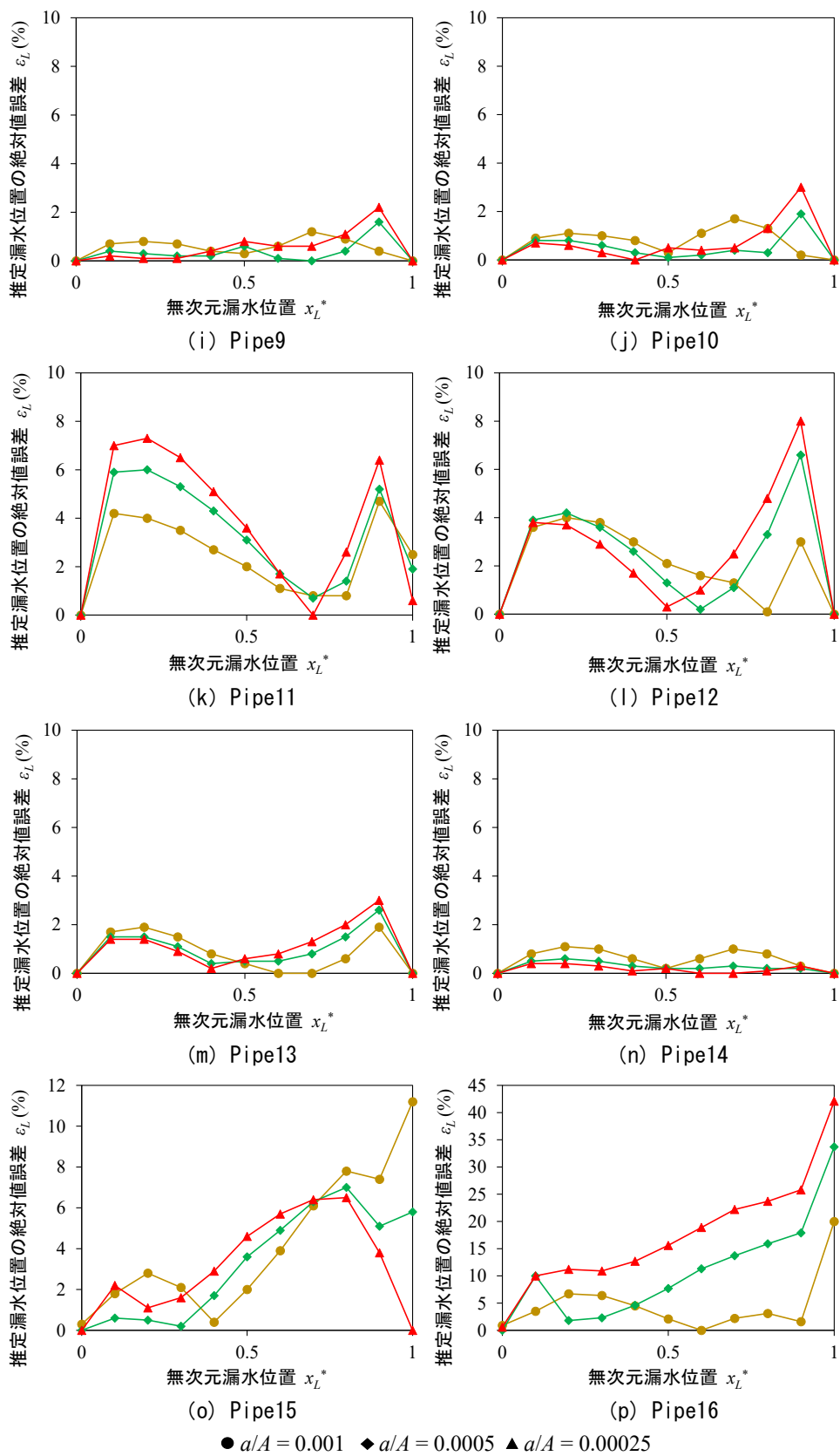


図 3-19 x_L^* に対する推定漏水位置の絶対値誤差 ε_L

3.3 新たに開発した漏水検知法のまとめ

本章では、TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法と時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法を新たに開発し、二つの手法の有効性について数値シミュレーションによる検証を行った。

TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法は、小漏水により漏水による圧力低下量が小さい場合においても精度よく漏水検知可能であることが数値シミュレーションから確認された。特に連結管路のような管路の途中で管径が変化する管路については、以下の二つの方法で漏水検知が可能であることが確認された。①下流端でバルブを閉塞し、圧力計測を行うだけでなく、各管径変化点でバルブを閉塞しその直上流で圧力を計測することで、管径変化点によって分けられた区間ごとに漏水検知を行う。②管径変化点からの反射波が管内をどのように伝播し下流端の計測点に到達するかを考慮に入れることで、管全体で漏水検知を行う。

時間領域の圧力波形の減衰を利用する漏水検知法においては、漏水による圧力波形の減衰と漏水位置を関係づける独自の減衰モデルを利用した。この減衰モデルは、現場の管路 ($\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d < [10^0]$) で適用することが可能であり、 $\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d < 3.0 \times 10^{-2}$ では約 4%以下の誤差、 $3.0 \times 10^{-2} \leq \lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d < [10^0]$ では約 10%以下の誤差で漏水位置を推定できることが数値シミュレーションから明らかになった。よって、 $\lambda_{down}R_{edown}T_w/T_d$ の値に応じて誤差評価を適切に行うことにより、この減衰モデルは漏水位置の絞り込みに適用できることが示唆された。

第4章 圧力変動を用いた新たな漏水検知法の実験的検証

本章では、第3章で開発した二つの漏水検知法（TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法と時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法）の有効性及び検知精度を検証するため、模型管路実験（4.1）及び現場管路実験（4.2）を行った。

4.1 模型管路実験

模型管路実験を茨城県つくば市農業農村工学研究部門で行った。模型管路は全長 900 m、管径 24.2 mm、管厚 1.5 mm のステンレス鋼管（SUS304）であり、約 25m ごとに曲がり部を持つらせん構造（図 4-1、写真 4-1）を有している。模型管路には上流端にポンプと加圧水槽（最大圧 0.294MPa）があり、下流端には流量を調整するための手動弁と水撃作用を起こすためのボール弁が設置されている（写真 4-2、写真左から手動弁、ボール弁の順）。圧電素子型圧力計（東京計測社製）はボール弁直上流に設置し（写真 4-3）、その圧力計の一端に電圧データロガー（KEYENCE 社製）を接続することで、各実験条件における圧力波形を計測する。圧力計の計測可能水圧範囲は-0.1-1Mpa であり、測定誤差は最大計測可能水圧の 0.5%である。漏水がある場合において、相対的な漏水の大きさ a/A は二つの異なる静水状態で計測した漏水量から以下の式を用いて求めた。以下の式はオリフィスの流出の式に基づいている。

$$h_L = \frac{H_1 - (Q_{leak1}/Q_{leak2})^2 H_2}{1 - (Q_{leak1}/Q_{leak2})^2} \quad \frac{a}{A} = \frac{Q_{leak1}}{A\sqrt{2g(H_1 - z_L)}} \quad 4-(1)$$

H_1 と H_2 は二つの異なる静水状態でのピエゾ水頭 (m)、 Q_{leak1} と Q_{leak2} はそれぞれ静水状態でのピエゾ水頭が H_1 と H_2 である場合に計測された漏水量 (m^3/s) である。

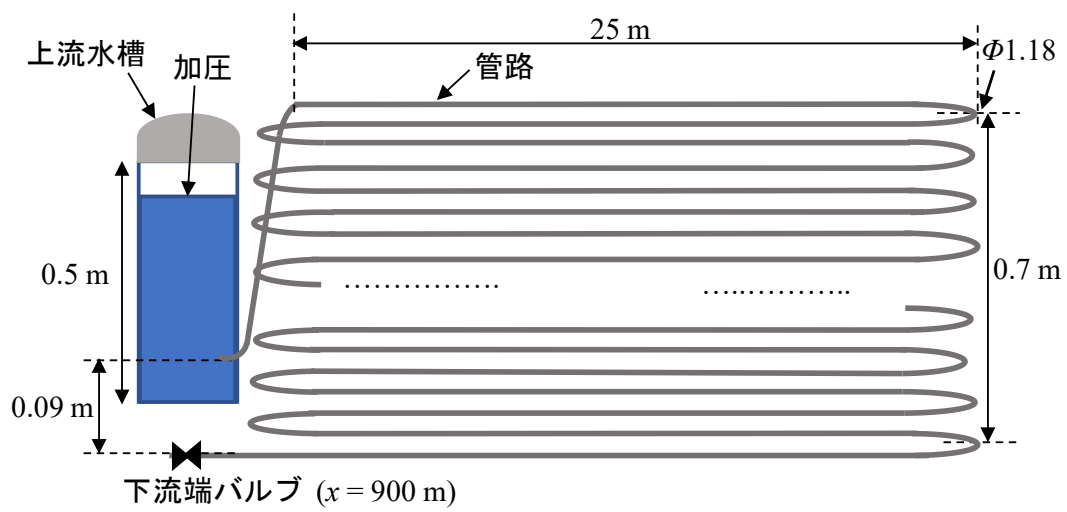


図 4-1 模型管路模式図

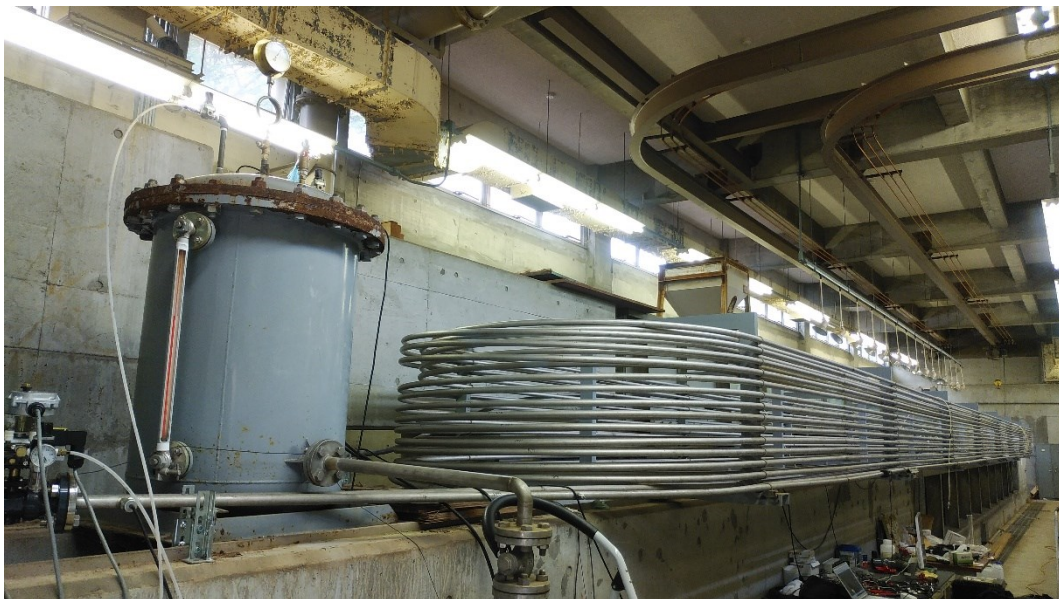


写真 4-1 実験で使った模型管路

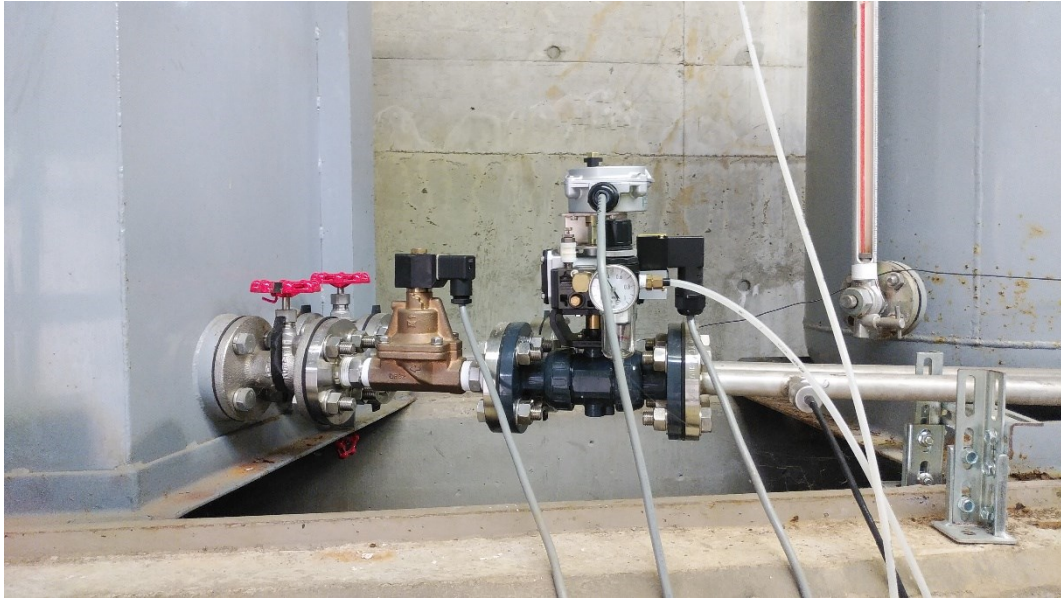


写真 4-2 模型管路下流端における手動弁とボール弁



写真 4-3 下流端バルブ直上流に設置された圧電素子型圧力計（東京計測社製）

4.1.1 TRMと最適化手法を組み合わせた漏水検知法の検証

4.1.1.1 実験条件

実験条件を表 4-1 左に示す。Case0 は漏水がない場合、Case1 は漏水が上流水槽から 150 m, 450 m, 750 m の位置に 3 つ存在する場合、Case2 は漏水が上流水槽から 400 m, 450 m の位置に 2 つ存在する場合、Case3 は漏水が上流水槽から 14 m の位置に 1 つ存在する場合を想定した。管内の圧力波伝播速度は、圧力波形の周期からどの場合も 1,353 m/s であった。

図 4-2 に Case1 から 3 における圧力波形をそれぞれ Case0 の圧力波形と比較して表示している。本来、圧力が急激に上昇してから再び下降するまで、摩擦力と慣性力の影響により圧力は緩やかに上昇するが、計測した圧力波形にはその間に高周波成分が含まれており、これが漏水による圧力低下を圧力波形から読みとるのに支障をきたしている。圧力波形に高周波成分が生じる理由は、模型管路の曲がり部に局所的な運動量変化が生じることによって、圧力波が各曲がり部に到達するたびに反射波を生じ、それが下流端に到達し圧力波形に影響を与えるためである (Zhang et al., 2019, 詳細は Appendix. 6 を参照)。漏水による圧力低下時間を目視で読み取るのは困難であるため、Case1 から 3 において TRM と最適化手法を組み合わせた手法を適用し、漏水検知を行った。

4.1.1.2 漏水検知結果

図 4-3 に漏水検知結果を示す。最適化の終了条件及び初期条件は、数値シミュレーションの場合と同じに設定した。Case1 から 3 のすべての場合において、真の漏水位置付近に漏水流出係数 s のピークが見られた。圧力波形に含まれる高周波成分の影響によりピークを中心とした峰状の分布の範囲は数値シミュレーションの結果と比較して大きくなった。表 4-1 右に s の値のピーク位置を漏水位置とした場合の漏水検知結果を示す。すべての場合において、管の全長に対する推定漏水位置の誤差は 2%以下であった。また、本模型管路実験においてバルブ操作にかかる時間は約 0.02 秒であり、これにより圧力変化にも時間が生じる。本漏水検知手法では、漏水による圧力低下において、開始時間から完了時間までの中間の時間で最も圧力が低下するように圧力波形をフィッティングする傾向がある。これにより Case1, 2 では推定漏水位置がすべて真の漏水位置 (図 4-3 の点線位置) よりも上流側に位置するという結果になった。Case3 の場合、漏水位置が上流水槽の近傍にあることで、図 4-2(c) のように漏水による圧力低下が完了する前に上流水槽からの反射波により圧力波形が大きく変化する。よって、漏水による圧力低下時間は Case1, 2 と比較して短くなるため、推定漏水位置と真の漏水位置との誤差も Case1, 2 と比較して小さくなった。以上より、本手法を用いた漏水検知結果から漏水位置を推定する際にはバルブの操作時間についても考慮すべきであり、できるだけその時間を短くし、かつ操作時間によって結果を補正していくことが重要である。また、図 4-3(b), (c) における下流端付近でのノイズは、Case2, 3 と Case0 の圧力波形においてバルブ操作時間中の圧力変化の違いに起因するものである。よって、実際に下流端付近に漏水が存在する場合は、漏水のシグナルと下流端付近のノイズの判別が難しい場合があるため、このような漏水検知は今後の課題である。

表 4-1 模型管路実験条件と漏水検知結果 (TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法)

Case	実験条件						漏水検知結果		
	漏水部の個数	漏水位置 x (m)	漏水流出係数 s	上流水槽ピエゾ水頭 (m)	下流端ピエゾ水頭 (m)	初期ピエゾ水頭変化 (m)	フィッティング誤差 (%)	推定漏水位置 x (m)	漏位位置誤差 (%)
0	0			25.2	25.1	5.2			
1	3	150	3.79×10^{-4}					137	-1.4
		450	3.03×10^{-4}	24.8	24.7	5.1	2.1	445	-0.6
		750	4.15×10^{-4}					744	-0.7
2	2	400	6.62×10^{-4}					388	-1.3
		450	3.00×10^{-4}	25.4	25.2	5.2	1.4	445	-0.6
3	1	14	5.83×10^{-4}	25.2	25.1	5.1	0.7	15	0.1

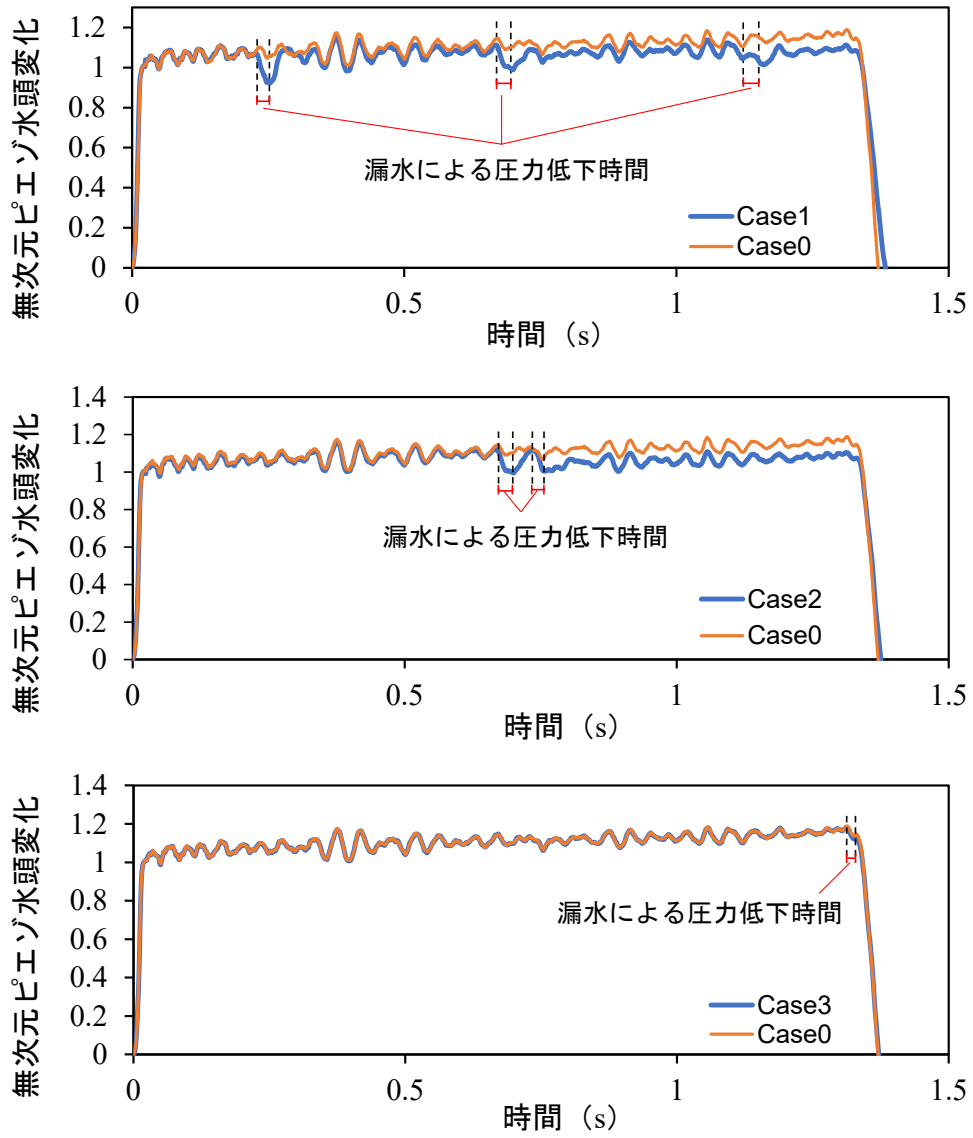


図 4-2 模型管路で計測された圧力波形 (TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法)

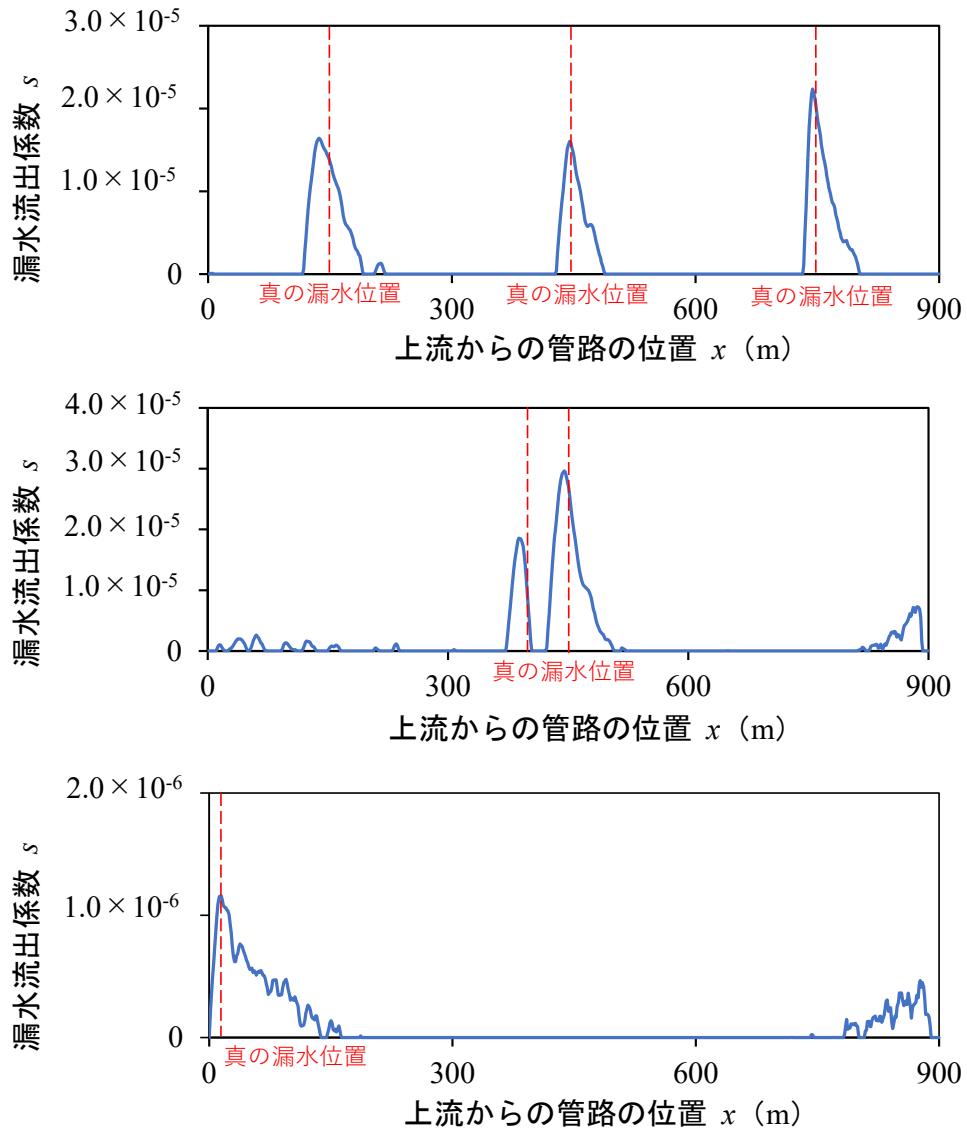


図 4-3 模型管路実験における漏水検知結果 (TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法)

4.1.2 時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法の検証

4.1.2.1 実験条件

実験条件は表 4-2 左に示すように、漏水位置や漏水量の違いで 6 パターンに設定した。圧力波伝播速度は圧力波形の周期から計算し、すべての場合で 1,317 m/s であった。漏水は上流水槽から 150 m (上流側漏水), 450 m (中間漏水), 750 m (下流側漏水) の 3 か所に設置し、無次元漏水位置 x_L^* の値ではそれぞれ 0.167, 0.500, 0.833 に対応する。Case1 から 6 は相対的な漏水の大きさ a/A に応じて二つのグループに分けた。Case1 から 3 は相対的に漏水の規模が大きいグループ (a/A の平均値は 0.000676) であり、Case4 から 6 は相対的に漏水の規模が小さいグループ (a/A の平均値は 0.000308) である。Case1 から 6 までと漏水がない場合では上流水槽のピエゾ水頭 H_0 は 27 m から 28 m に調整し、下流側の流速 V_{down} は約 3.5×10^{-2} m/s に調整した。この条件下では、 $1/16(\Delta H/h_L)^3 \ll 1$ を十分に満たす。 $\lambda_{down} R_{edown} T_w/T_d$ の値は約 5.5×10^{-2} であるため、減衰モデルはこの実験系で利用可能である。漏水がない場合と Case1 から 6 の場合において、圧力波形を計測し、 R と $R+R_L$ の値をそれぞれ求めた。計測した圧力波形は図 4-4 で見られるように模型管路のらせん構造由来の高周波成分を含んでいる。Case1 から 6 の場合において、パラメーター α , β は 3-(42)式から求め、漏水による減衰係数 R_L は圧力波形データから計算した。そして、求めたパラメーター α , β , 漏水による減衰係数 R_L と 3-(36)式を用いて漏水位置 x_{Le}^* を推定した。

4.1.2.2 漏水検知結果

結果から、漏水位置は Case1 から 3 の場合で管の全長に対して 4%以下の誤差、Case4 から 6 の場合で 6%以下の誤差で推定することができた。また、漏水量が小さくなると推定漏水位置誤差が若干大きくなることが示された。このことから、漏水量が小さいほど漏水量の測定精度が漏水位置の推定精度により大きな影響を与える、つまり漏水量が小さいほどより正確に漏水量を測定しなければ漏水位置を正確に推定できないことが示唆された。

表 4-2 模型管路実験条件と漏水検知結果(時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法の検証)

Case	実験条件										漏水検知結果					
	x_L^*	c (m/s)	$h_L + z_L$ (m)	λ_{up}	R_{eup}	λ_{down}	R_{edown}	T_w/T_d	a/A	R	R_L	α	β	x_{Le}^*	ε_L (%)	
1	0.833	1,317	27.1	6.36×10^1	4.70×10^1	1.17×10^{-3}	0.0007	0.0875	0.0385	0.0558	1.15	0.859	2.6			
2	0.500	1,317	27.0	6.15×10^1	4.67×10^1	1.17×10^{-3}	0.0006	0.0875	0.0191	0.0529	1.14	0.491	0.9			
3	0.167	1,317	26.7	6.33×10^1	4.71×10^1	1.17×10^{-3}	0.0007	0.0873	0.0048	0.0552	1.14	0.126	4.1			
4	0.833	1,317	26.5	5.42×10^1	4.66×10^1	1.17×10^{-3}	0.0003	0.0871	0.0171	0.0399	1.08	0.894	6.1			
5	0.500	1,317	27.5	5.55×10^1	4.76×10^1	1.17×10^{-3}	0.0003	0.0868	0.0099	0.0404	1.08	0.522	2.2			
6	0.167	1,317	27.6	5.51×10^1	4.83×10^1	1.17×10^{-3}	0.0003	0.0867	0.0018	0.0383	1.08	0.125	4.2			

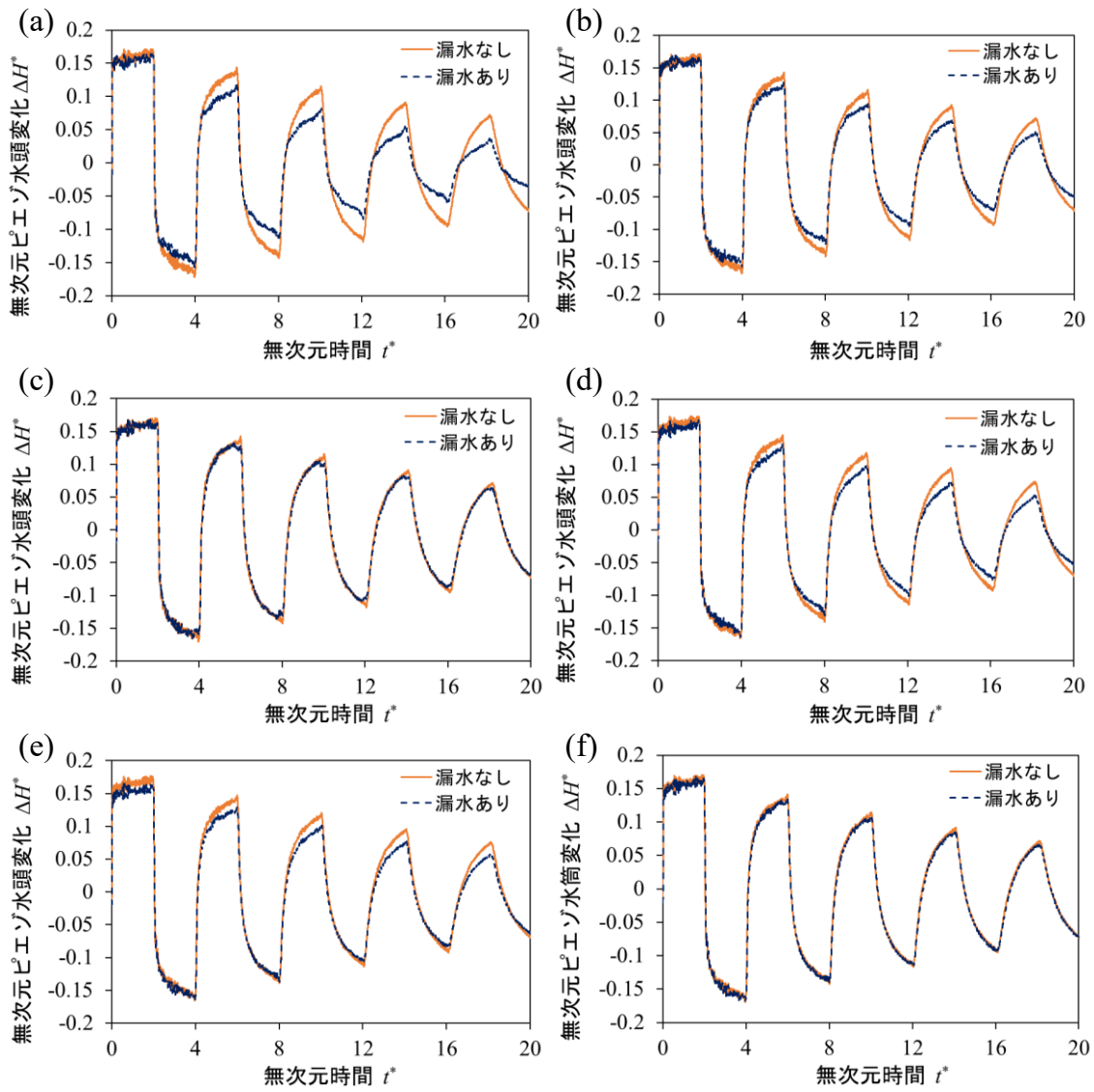


図 4-4 模型管路で計測された圧力波形（時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法の検証）

4.1.3 模型管路実験による検証結果のまとめ

TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法は、真の漏水位置付近で漏水流係数のピークを捉えることができ、すべてのケースにおいて約 2%以下の誤差で漏水検知することができた。また、圧力波形に含まれる模型管路のらせん構造由来の高周波成分によって、漏水流係数のピーク付近の峰状の分布が広がることも明らかになった。実際のバルブ操作ではバルブを閉塞するのに時間がかかるため、それに伴い圧力波形の初期圧力上昇、漏水による圧力低下も完了するまでに時間がかかる。これにより、推定漏水位置が真の漏水位置よりも上流側に位置する結果となったため、バルブ閉塞時間を考慮して漏水位置結果を補正する必要がある。また、漏水の有無による初期圧力上昇中の圧力変化の違いによって、下流端付近にノイズが発生する場合があったため、初期圧力上昇中に漏水部からの反射波が到達する（圧力波が下流端と漏水部を往復するのにかかる時間 \leq 初期圧力上昇時間）場合、すなわち漏水部が下流端と近接している場合はノイズの影響で漏水検知が困難であることが示唆された。

時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法では、圧力波形に含まれる高周波成分の影響を受けず簡便に漏水位置を推定することが可能であった。推定漏水位置の誤差は、上流側漏水、中間漏水、下流側漏水のすべての場合で約 6%以下であり、減衰モデルは漏水位置の絞り込みに十分活用可能であることが明らかになった。

4.2 現場管路実験

多くの研究者が TTBTs に関する技術や知識の発展に向けて、重要な知見を成果として発表している。そして、TTBTs による漏水検知法を検証するためには、必ず数値シミュレーション実験、室内実験、現場実験が必要になってくる。そのために本研究ではこれまで、数値シミュレーションと模型管路実験による検証を行ってきた。しかし、比較的単純なパイプラインシステムの系において条件をコントロールされた数値シミュレーションや室内実験による検証だけでは、幅広い条件や複雑なシステムでも適用可能な「実用化」に向けた検証には不十分である。結果的に明白な漏水検知法の検証のためには、現場実験が必要不可欠である (Colombo et al., 2009)。従来までに報告されている TTBTs による漏水検知法の現場での検証は非常に数が少なく (Brunone, 1999; Covas et al., 2006; Misiunas et al., 2005, 2006; Saldarriaga et al., 2006; Stephens et al., 2004a, 2004b; Haghghi et al., 2012)、日本の農業用管水路での現場検証は私の知る限り確認されていない。本研究では、新潟県佐渡市にある小倉幹線用水路を現場検証の対象地とし、時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法について有効性の検証及び考察を行った。

4.2.1 現場対象地

実験は 2020 年 7 月 1 日から 3 日に新潟県佐渡市の小倉幹線用水路 (図 4-5 の赤の太線) で実施した。小倉幹線用水路は小倉調圧水槽 (上流水槽) ~管路~新保注水工 (下流端バルブ) からなる全長 17833.4 m (約 18 km) のパイプラインシステムである。このシステムの途中にはいくつかの分岐があるが、調査当日は皆川支線用水路へとつながる分岐だけが開いており常時 4.60×10^{-2} (m³/s) の流量が皆川支線用水路へと流れていた (図 4-6)。小倉幹線用水路の概要を表 4-3 に示す。管路は鋼管及びダクタイル鋳鉄管で構成されており、小倉調圧水槽より 9455.923 m 地点まで管種は鋼管、管径 1000 mm、管厚 6.0 mm、9455.923 m 地点から 16169.66 m 地点まで管種は鋼管、管径 900 mm、管厚 6.0 mm、16169.66 m 地点から新保注水工まで管種はダクタイル鋳鉄管、管径 600 mm、管厚 7.5 mm である。皆川支線用水路へとつながる分岐は小倉調整水槽から 10863.47 m 地点にあり、皆川支線用水路の全長は 2580.51 m、管種はダクタイル鋳鉄管、管径 250 mm、管厚 7.5mm である。また小倉幹線用水路の縦断面図は図 4-7 に示すとおりであり、真ん中付近の再下端で最大静水圧が生じている。



図 4-5 小倉幹線用水路全体地図

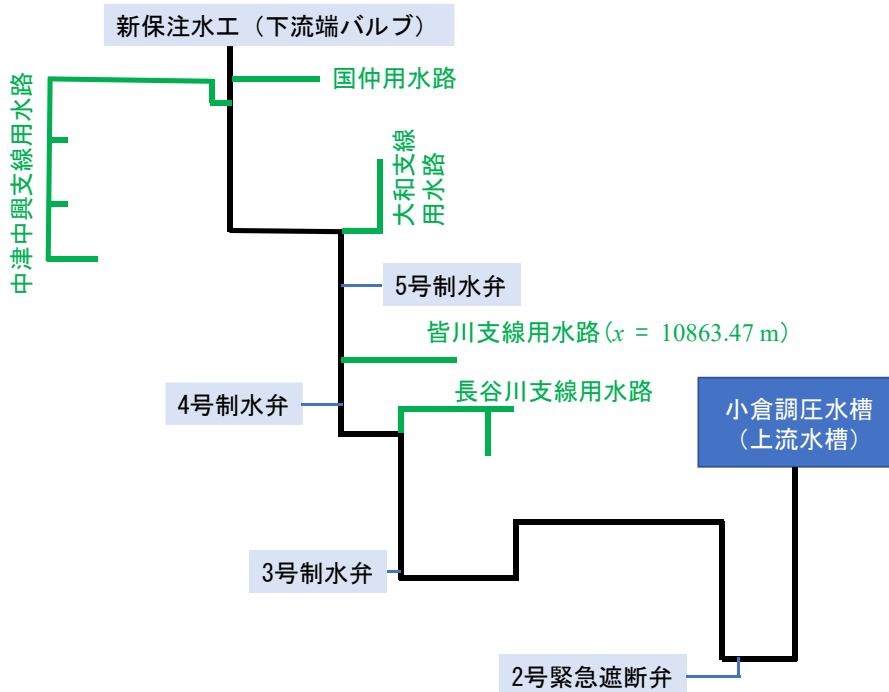


図 4-6 小倉幹線用水路模式図

表 4-3 小倉幹線用水路概要

小倉調圧水槽からの距離 (m)	管種	管径 (mm)	管厚 (mm)
0~9455.923	鋼管 (SP)	1000	6.0
9455.923~16169.66	鋼管 (SP)	900	6.0
16169.66~17833.4	ダクタイル鋳鉄管 (DCIP)	600	7.5

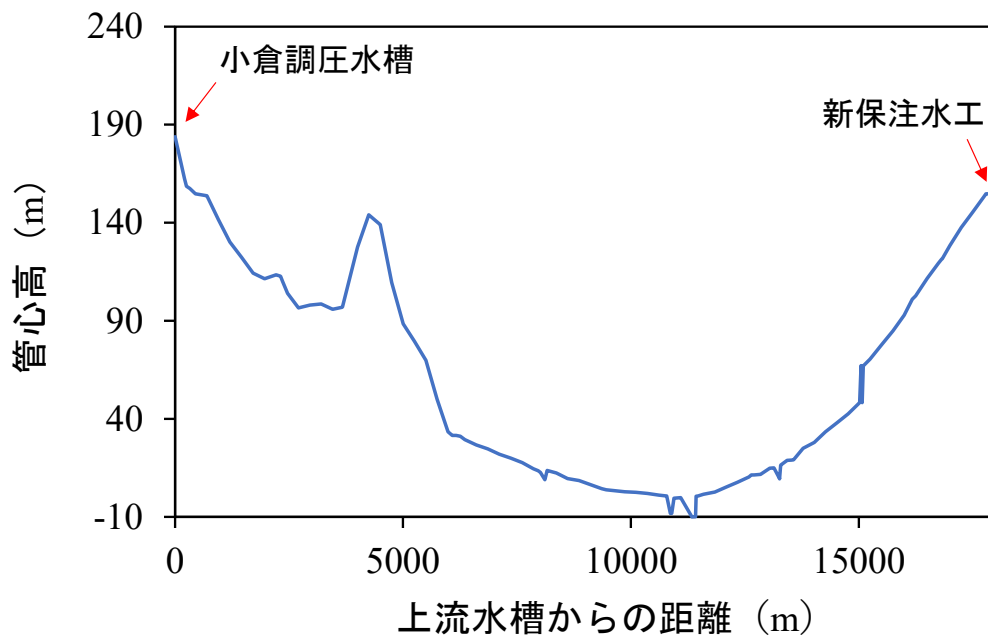


図 4-7 小倉幹線用水路縦断面図

4.2.2 実験方法

4.2.2.1 制水弁操作

本実験では、パイプラインの下流末端部に位置する新保注水工の制水弁（ユニフロー弁，**写真 4-4**）を手動で操作した。ハンドルの回転数に対する流量は，3 回転で 25%，5 回転で 50%，6.5 回転で 75%，8.5 回転で 100%である。本実験では初期の制水弁開度を 1/2 回転，1 回転，3 回転の 3 パターンに設定し，それぞれ流況が安定した後，バルブ閉塞操作を開始した。これまでの実験において，バルブ操作を行う人数が 1～2 人では，完全閉塞ができない状態があったことから，今回バルブ閉塞操作は 3 人がかりで行い，容易に完全閉塞が実現できた。

4.2.2.2 水圧計測

バルブ操作地点の新保注水工直上流で水圧計測を実施した。圧電素子型圧力計（東京計測社製）をバルブ直上流の管体の分岐に取り付け，その圧力計に電圧データロガー（T&D 社製）を接続し（**写真 4-5**）水圧を計測した。水圧の計測範囲は 0-3.0 MPa であり，計測誤差は最大計測可能水圧の 0.5%である。

4.2.2.3 排泥弁操作

漏水がある場合の管内の圧力波形を測定するために，新保注水工から約 73m 上流にある排泥工のバルブ（排泥弁）を開けることで，漏水を模擬した。新保注水工の制水弁の初期開度 3 パターンすべての場合において，漏水を模擬する際は排泥弁の開度は 2 回転とし漏水量は 0.051 から 0.054 m³/s であった。**写真 4-6** に排泥弁を操作している様子，**写真 4-7** に排泥工から側溝へ水が流れ出ている様子を示す。

4.2.3 計測結果

図 4-8 に新保注水工の制水弁の初期開度 3 パターンにおける漏水がない場合とある場合の圧力波形を示す。流況が安定した際の新保注水工に流れ出る流量は (a) 制水弁初期開度が 1/2 回転の場合は 0.022 m³/s，(b) 制水弁初期開度が 1 回転の場合は 0.048 m³/s，(c) 制水弁初期開度が 3 回転の場合は 0.165 m³/s であった。(a)，(b)，(c)いずれの場合も漏水がある場合の方がなく場合と比較して明らかに圧力波形の減衰が大きくなっていることが見てとれる。また，管の損傷の危険性の抑制，バルブ操作の簡便性という面から，できるだけ小さな圧力変動が望ましいが，今回の計測結果から小さな圧力変動でも十分に解析可能な状態であることが明らかになった。以上から，今回は (a) 制水弁初期開度が 1/2 回転の場合の結果で開発した漏水検知法の検証を行う。



写真 4-4 新保注水工の制水弁（ユニフロー弁）



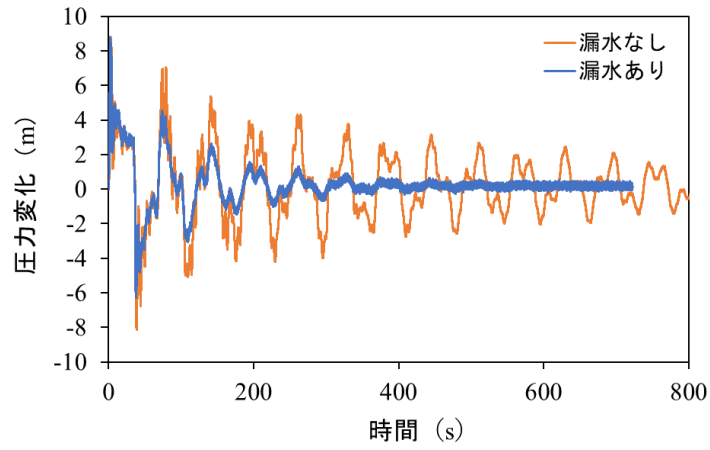
写真 4-5 写真左から，圧電素子型圧力計（東京計測社製）と電圧データロガー（T&D 社製）



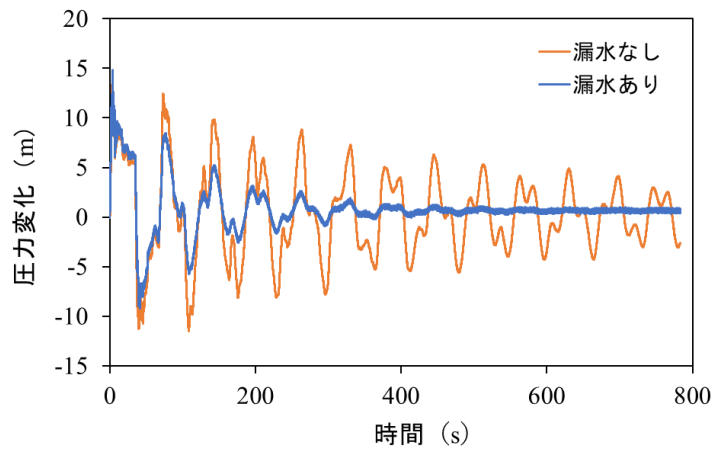
写真 4-6 排泥弁を開けている様子



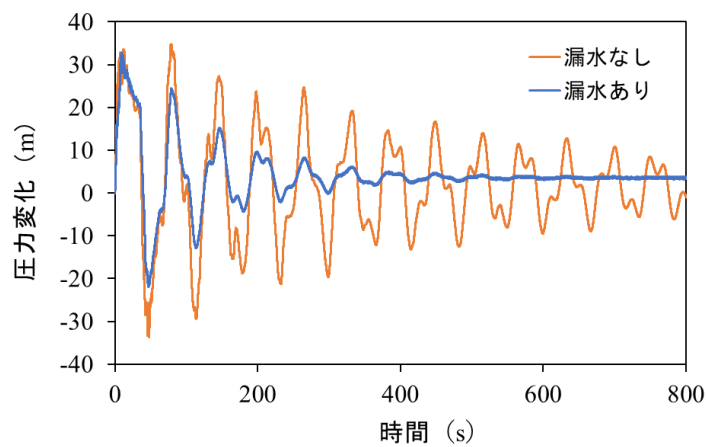
写真 4-7 排泥工から側溝へ水が流れ出ている様子



(a) 制水弁初期開度 1/2回転



(b) 制水弁初期開度 1回転



(c) 制水弁初期開度 3回転

図 4-8 新保注水工で計測された圧力波形

4.2.4 開発した漏水検知法の検証

図 4-9 にバルブ閉塞中の圧力水頭変化（制水弁初期開度が 1/2 回転の場合）を示す。漏水がない場合は約 2.8 秒，漏水がある場合は約 2.0 秒でバルブ閉塞が完了している。また，圧力変化の変動を見るとバルブを 3 段階で閉塞していることが見てとれる。漏水がない場合と漏水がある場合においてバルブ閉塞中の圧力変化を合わせることができなかつたため，もし TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法を用いると，模型管路実験による検証で説明した通り下流端付近にノイズが発生する。今回，漏水部の位置は下流端バルブ位置である新保注水工から約 73m の位置に設定しており，下流端に非常に近接しているため，漏水部からの反射波はバルブ閉塞中に到達する。このことから，下流端に近接している漏水位置からの反射波のシグナルが下流端付近のノイズ中に埋もれて判別がつかなくなるのは確実である。したがって，今回の現場管路での圧力波形の結果から TRM と最適化手法を組み合わせた漏水検知法を検証するのは不相当である。以上から，ここでは時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法の検証のみを行った。

まず図 4-10 のように圧力波形を 1 周期目と 2 周期目に分けて，それぞれの周期ごとの圧力変化の絶対値の平均を求める。求めた 1 周期目と 2 周期目の平均値の間には指数関数的変化の関係があることから，この二値を 3-(37)式に代入することで減衰係数を求める。漏水がない場合の圧力波形から摩擦による減衰係数 R が求まり， $R = 0.04064$ であった。漏水がある場合の圧力波形からの摩擦+漏水による減衰係数 $R+R_L$ が求まり， $R+R_L = 0.1597$ であった。よって，漏水による減衰係数 R_L は $R_L = 0.1191$ と求まる。この R_L の値を圧力波形の減衰モデル式に代入することで漏水位置を求める。3 章で求めた減衰モデル式は単一管路，滑らかな管を対象としている。しかし，図 4-11 のように直線管路でも分岐管路でも減衰するエネルギー（弾性エネルギー）は同じなので，このモデルは分岐管でも同じように適用可能である。さらに，管径が変化している管路にも適用できるように 3-(36)式の減衰モデル式を以下のように書き直す。

$$\Delta H^* = \Delta H_0^* \exp\{-R_L t^*\}$$

$$R_L = \left(\frac{1}{2gh_L}\right) \frac{cLQ_{leak}\beta^2}{Vol} \left(\frac{2}{2\alpha+1} - \frac{2}{\alpha+1} + 1\right) (x_L^*)^{2\alpha+1} \quad \text{for } x_L^* < 0.5$$

$$R_L = \left(\frac{1}{2gh_L}\right) \frac{cLQ_{leak}\beta^2}{Vol} \left[\left(\frac{2}{2\alpha+1} - \frac{2}{\alpha+1} + 1\right) (x_L^*)^{2\alpha+1} - \frac{2}{\alpha+1} (x_L^*)^\alpha (2x_L^* - 1)^{\alpha+1} \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{2\alpha+1} (2x_L^* - 1)^{(2\alpha+1)} - \frac{2(x_L^* - 1)}{\alpha+1} (2x_L^* - 1)^{(\alpha+1)}\right) \left(\frac{1}{2-x_L^*} + \frac{1-x_L^*}{2-x_L^*} \alpha^{0.660}\right) \right] \quad 4-(2)$$

$$\text{for } x_L^* \geq 0.5$$

Vol は本管の体積 (m^3) である。圧力波伝播速度 c は図 4-10 の圧力波形の周期から算出し， $c = 1,013$ (m/s) であった。摩擦損失係数 λ は，小倉幹線水路の各地点における局所摩擦損失水頭のデータを摩擦損失係数に変換し（図 4-12），その平均値 $\lambda = 0.034$ とした。漏水部の

圧力水頭 h_L は小倉調圧水槽のピエゾ水頭 $H_{up} = 193.8 \text{ m}$ と図 4-7 で示す管心高 z_L を用いて以下のように求めた。(圧力変動収束後、管内の動水勾配は無視できると仮定し、すべての位置のピエゾ水頭を H_{up} とした。)

$$h_L = H_{up} - z_L \quad 4-(3)$$

Q_{leak} は流量計の誤差等により $Q_{leak} = 0.051 - 0.054 \text{ (m}^3/\text{s)}$ であり、下流部流量は $Q_{down} = 0.026 \text{ (m}^3/\text{s)}$ であった。摩擦に関するパラメーターの積である $\lambda_{down} R_{edown} T_w / T_d$ の値は 2.44×10^{-2} であるため、減衰モデルは現場管路の漏水検知に十分適用可能である。3-(42), 4-(2), 4-(3) 式を用いて $x_L^* = 0.001$ 刻みで R_L を算出し、 x_L^* に対する R_L のグラフを作成した (図 4-13)。漏水による減衰係数 R_L が実測の $R_L = 0.1191$ となる無次元漏水位置 x_L^* を図 4-13 から読み取ったところ、 $Q_{leak} = 0.051, 0.052 \text{ (m}^3/\text{s)}$ の場合は $x_L^* = 0.994$, $Q_{leak} = 0.053 \text{ (m}^3/\text{s)}$ の場合は $x_L^* = 0.995$, $Q_{leak} = 0.054 \text{ (m}^3/\text{s)}$ の場合は $x_L^* = 0.994$ となった。真の漏水位置は下流端から 73m の地点、無次元漏水位置では $x_L^* = 0.996$ なので、全長に対する推定漏水位置の誤差は 0 から 0.2% となった。今回、 Q_{leak} の違いによる推定漏水位置の違いはほとんどなかったが、これは推定する漏水位置 ($x_L^* = 0.996$) 付近の R_L のグラフの傾きが非常に大きいことが原因である。つまり、推定する漏水位置 ($x_L^* = 0.996$) 付近では R_L のグラフの違いによる漏水位置 x_L^* の変化が非常に小さいため、 Q_{leak} の違いによって R_L のグラフに変化が生じても推定漏水位置 x_L^* にはほとんど影響を与えない。逆に推定漏水位置が下流端付近以外の上中流付近である場合は R_L のグラフの傾きが下流端付近と比較して小さくなるので、 Q_{leak} の違いによる推定漏水位置 x_L^* の誤差 ε_L (%) は大きくなると考えられる。ここで、 $Q_{leak} = 0.054 \text{ (m}^3/\text{s)}$ の場合を真とした場合の、 $Q_{leak} = 0.054 \text{ (m}^3/\text{s)}$ 以外の場合の推定漏水位置誤差 ε_L (%) を図 4-14 に示す。推定漏水位置誤差 ε_L (%) は漏水位置 $x_L^* = 0$ から 1 の間を 0.1 刻みで求めた。図 4-14 の結果から漏水位置が管路中間付近に近づくにつれて推定漏水位置誤差が大きくなり、 Q_{leak} の違いによる推定漏水位置誤差の差も大きくなることが見てとれる。以上から、漏水量の測定誤差や R_L のグラフの傾きが推定漏水位置に影響を与えることが明らかになり、漏水による圧力波形の減衰係数 R_L を用いて漏水検知を行う場合はこれらの影響を考慮する必要がある。また、漏水量が小さくなるにつれて、漏水量の測定誤差の絶対量も小さくしていくことが、正確な漏水検知に求められることが示唆された。

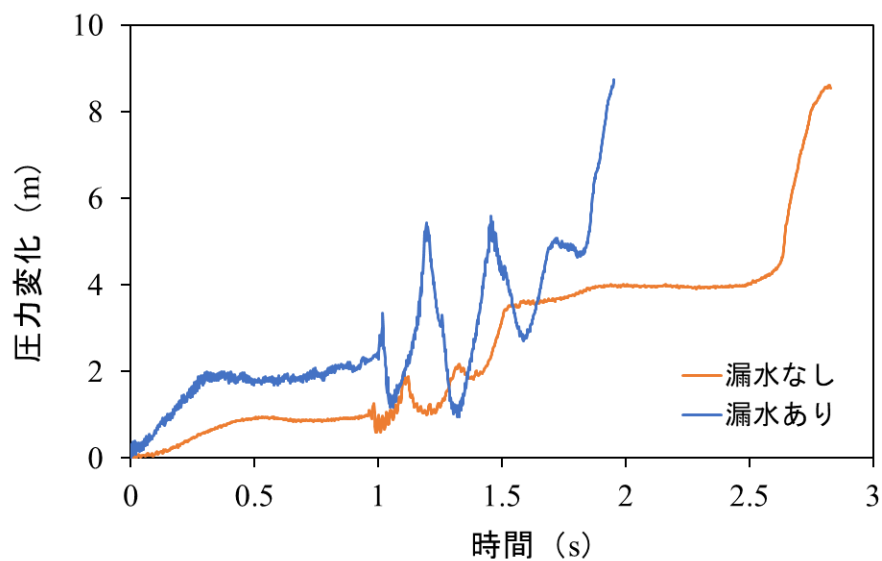


図 4-9 バルブ閉塞中のピエゾ水頭変化（制水弁初期開度 1/2 回転の場合）

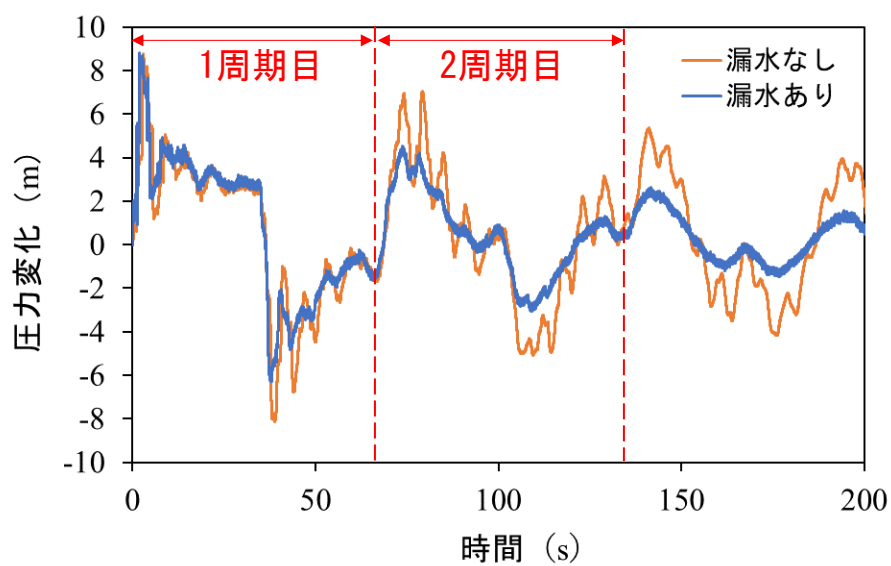


図 4-10 新保注水工で計測された圧力波形（制水弁初期開度 1/2 回転）

直線管路の場合



分岐管路の場合

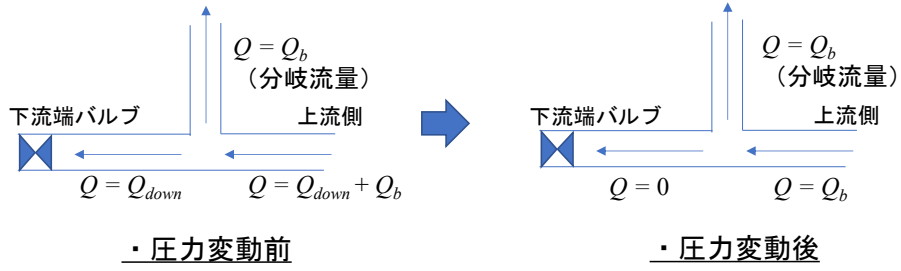


図 4-11 直線管路と分岐管路における圧力変動前後の管路の流況

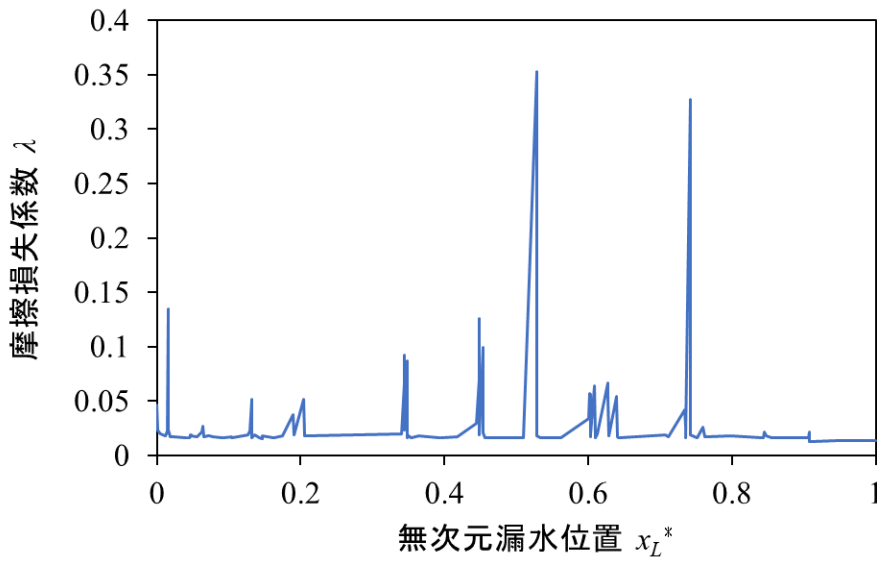


図 4-12 小倉幹線用水路各地点における摩擦損失係数 λ

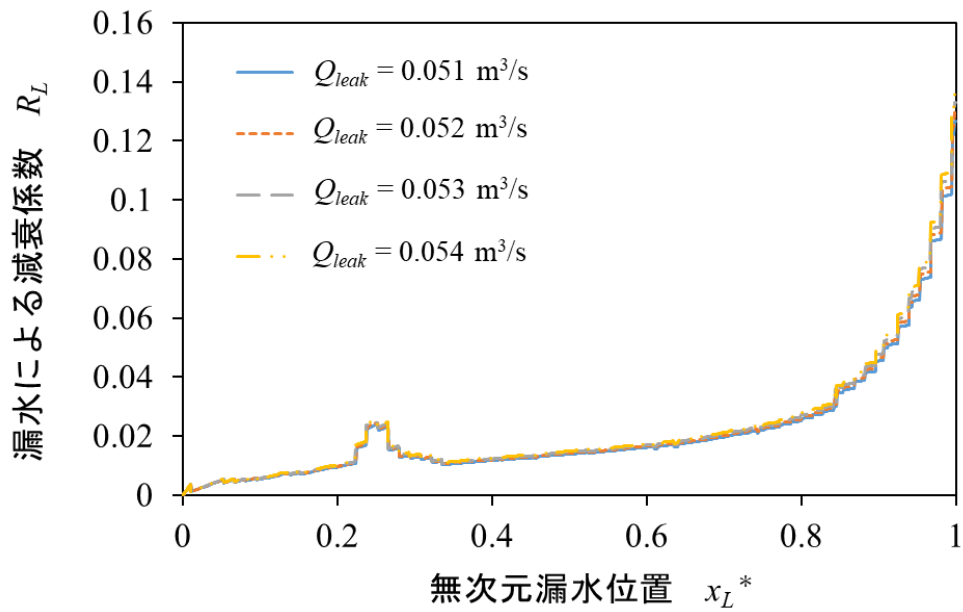


図 4-13 減衰モデル式で作成した漏水による減衰係数 R_L と無次元漏水位置 x_L^* との関係

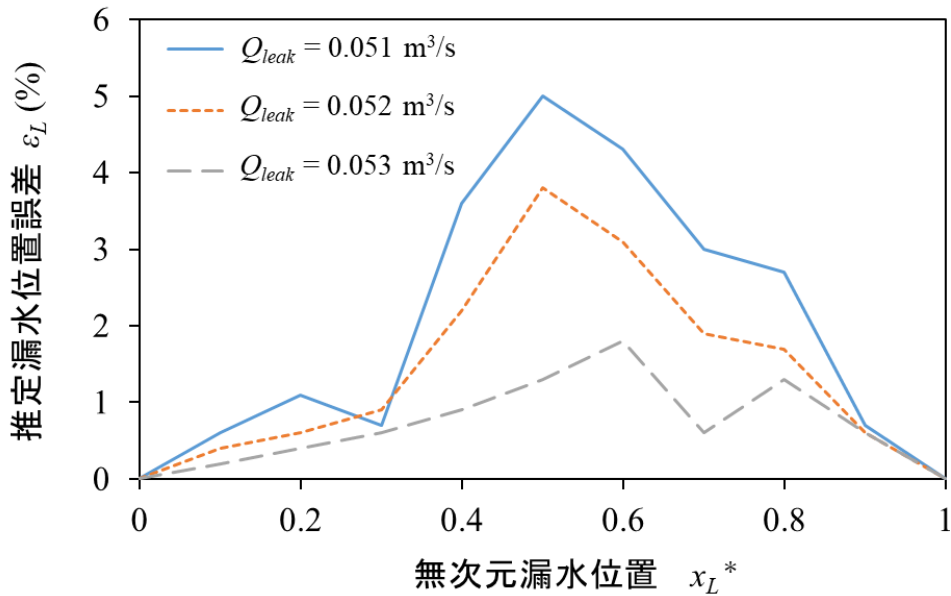


図 4-14 漏水量の違いによる推定漏水位置誤差 ($Q_{leak} = 0.054 \text{ m}^3/\text{s}$ が真の場合)

4.2.5 数値シミュレーションを用いた漏水検知についての考察

減衰モデルを使用しない場合は、数値シミュレーションを用いて漏水検知を行うのが一般的である。最後に数値シミュレーションによって圧力波形の減衰の違いを利用した漏水検知を行い、減衰モデルを用いた漏水検知結果との比較を行う。まず、漏水がない場合の管路内の圧力波形を数値シミュレーションによって再現する必要がある。数値シミュレーションは今までと同様に 2-(27), (28)式を用いて行い、パラメーター m_k , n_k は滑らかな管と粗い管の二つを想定し、滑らかな管の場合は 2-(32), (33), (37)式, 粗い管の場合は 2-(32), (33), (38)式を用いて計算を行った。摩擦損失係数 λ は 4.2.4 と同様に $\lambda = 0.034$ に設定した。まず、初期条件を与え流況が安定するまで定常計算を行った後、バルブ閉塞による水撃作用流れ(非定常)の計算を行う。定常計算に関しては、本管下流端、分岐管下流端の境界条件はバルブ式(2-(39)式)とした。バルブ式に含まれるバルブの開度と流出係数の積 C_v は、本管流量と分岐管流量が実測の流量となるように調整を行い、本管下流端では $C_v = 1.23 \times 10^{-3}$, 分岐管下流端では $C_v = 1.61 \times 10^{-2}$ となった。バルブの閉塞については、図 4-9 で示されるバルブ閉塞中の圧力変化 ΔH をジューコフスキーの式によって流量変化 ΔQ に変化し、これを最大流量変化で無次元化した無次元流量変化の近似値(図 4-15)を下流端バルブの境界条件として与えた。また、実測した圧力波形では、18.8 秒後の分岐管末端からの反射波が下流端に到達するタイミングで、圧力が上昇していることがわかる。このことから分岐管下流端は圧力自由端境界であることがわかり、水撃作用中の分岐管下流端の境界条件もバルブ式(2-(39)式)とした。管内の圧力波伝播速度 c は圧力波形の周期が合うように調整を行い、結果的に SP 管(管径 1 m 部分)では $c = 990$ (m/s), SP 管(管径 0.9 m 部分)では $c = 1020$ (m/s), DCIP 管(管径 0.6 m 部分)では $c = 1120$ (m/s)とした。まず、滑らかな管モデルを用いて実測の圧力波形と合うように圧力波形を計算したところ図 4-16 のようになった。計算で求めた圧力波形は実測の圧力波形の形と位相を概ね再現できており、2 周期目までの RMSE は 1.14 m であった。しかし、圧力波形の減衰係数 R は $R = 0.0291$ であり、実測の $R = 0.0406$ よりも小さい結果となった。この R の差を摩擦損失係数 λ を大きくすることで解消しようとした場合、摩擦損失係数 λ は実際取り得る範囲を超えてしまうため(λ が 0.1 以上)、実際の管路では粗度があることによって、 R が大きくなると考えるのが妥当である。そこで、粗い管のモデルを用いて $R = 0.0406$ となるように、相対粗度 e/D を調整して圧力波形を計算したところ、図 4-17 のようになった。圧力波形の減衰係数 R は $R = 0.0407$ となり、相対粗度 e/D は $e/D = 0.029$ となった。RMSE は 1.20 となり、粗度がない場合に比べて大きくなったが、これは圧力波形の減衰が大きくなるにつれて実測値に対して位相が遅れてきたことによる誤差が原因だと考えられる。以上を踏まえて、次に行う漏水がある場合の圧力波形のシミュレーションには粗い管のモデルを採用した。

先ほど、漏水がない場合の圧力波形とのフィッティングで設定した粗い管のモデルを用いて、漏水位置を $x_L^* = 0$ から $x_L^* = 1$ まで 0.01 刻みで設定し、圧力波形を計算した。この時の漏水量は 0.052 (m³/s)で一定とした。そして各場合における漏水による減衰係数 R_L を求

め、グラフを作成した（図 4-18）。漏水による減衰係数 R_L が実測の $R_L = 0.1191$ となる無次元漏水位置 x_L^* を図 4-18 から読み取ったところ、 $x_L^* = 0.980$ となり実際の漏水位置 $x_L^* = 0.996$ との誤差は管の全長に対して 1.6% となった。以上から、数値シミュレーションを用いた場合でも高精度に漏水検知できることが確認できた。また、 R_L の解析結果と数値計算結果（粗度あり，粗度なし）との比較図を図 4-19 に示す。今回推定した漏水位置（ $x_L^* = 0.996$ ）付近では R_L の値はいずれの場合も近い値をとっていたが、それ以外の箇所については数値計算結果の方が解析結果と比較して R_L の値が大きいという結果になった。解析結果と数値計算結果で R_L の値に違いが生じる原因は、解析結果を導出するのに用いた減衰モデル式（4-(2) 式）が粗度を考慮に入れていないことにあり、これは粗度なしの計算結果の方が粗度ありの計算結果よりも解析結果により近づいていることから明らかである。粗度なしの計算結果と解析結果で違いが生じている原因は、管径変化点や分岐などの管路構造が関係している。図 4-20 に小倉幹線用水路内の圧力変化を数値シミュレーションで計算した結果を表す。実物構造は小倉幹線用水路の構造を模擬した場合の圧力波形，管径変化マイナスは小倉幹線用水路の構造から管径変化構造を無くした場合の圧力波形，分岐マイナスは小倉幹線用水路の構造から分岐構造を無くした場合の圧力波形，管径変化，分岐マイナスは小倉幹線用水路の構造から管径変化，分岐構造を無くした場合の圧力変化を表している。結果からわかるように管径変化や分岐構造によって圧力波形の形が変化するため、これにより漏水部からのエネルギー流出も変化し、漏水による減衰係数 R_L も変化する。本研究で導出した減衰モデルは管径変化，分岐構造マイナスの場合のような矩形波を仮定している。よって、減衰モデルを現場管路で広く適用するためには、今後、管径変化や分岐構造，そして粗度が管内圧力波形に与える影響を詳細に調査していく必要があると考えられる。

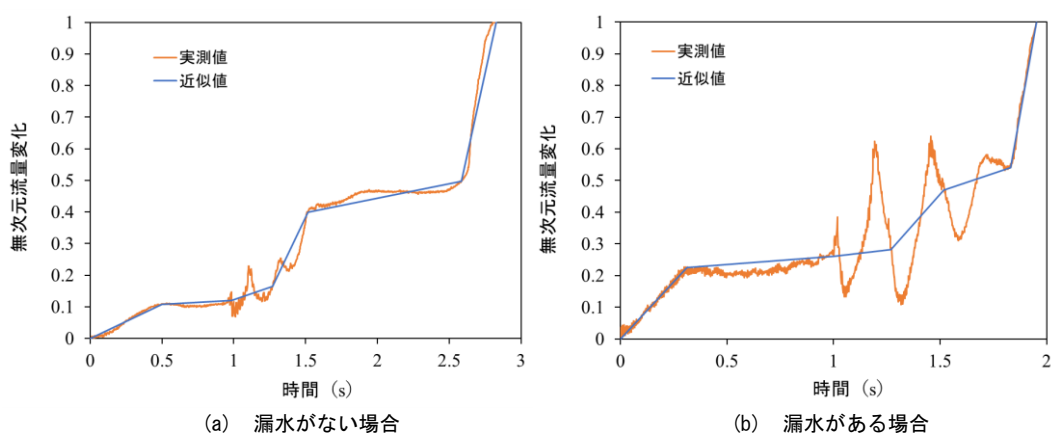


図 4-15 バルブ閉塞中における無次元流量変化

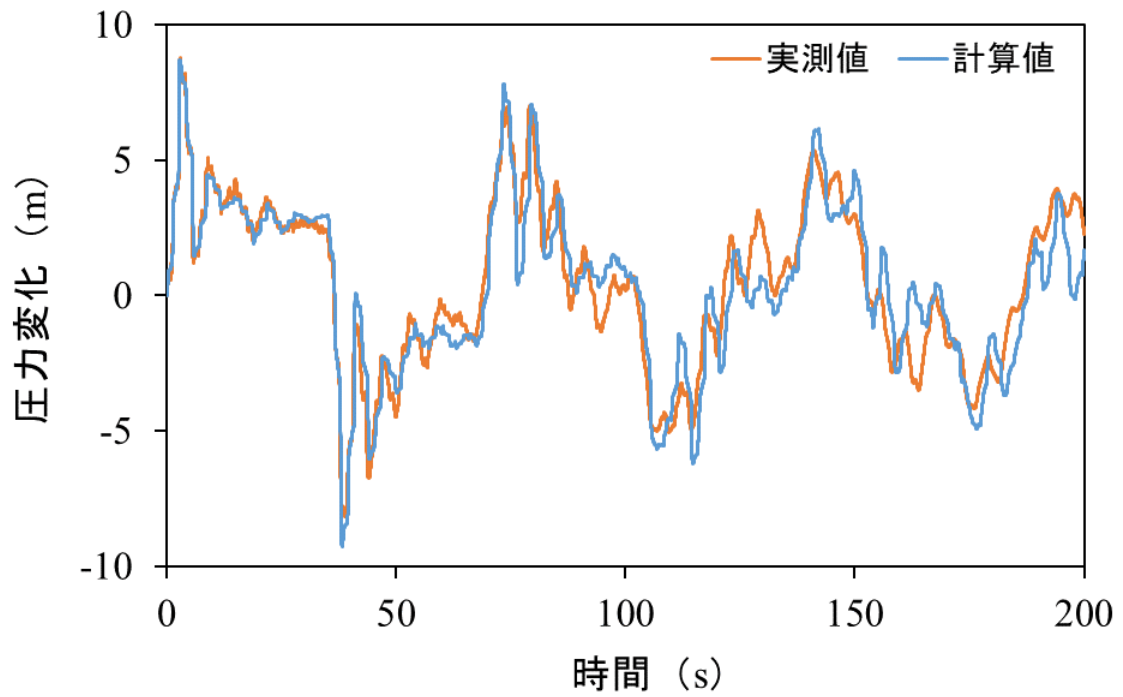


図 4-16 漏水がない場合のフィッティング結果（粗度なし）

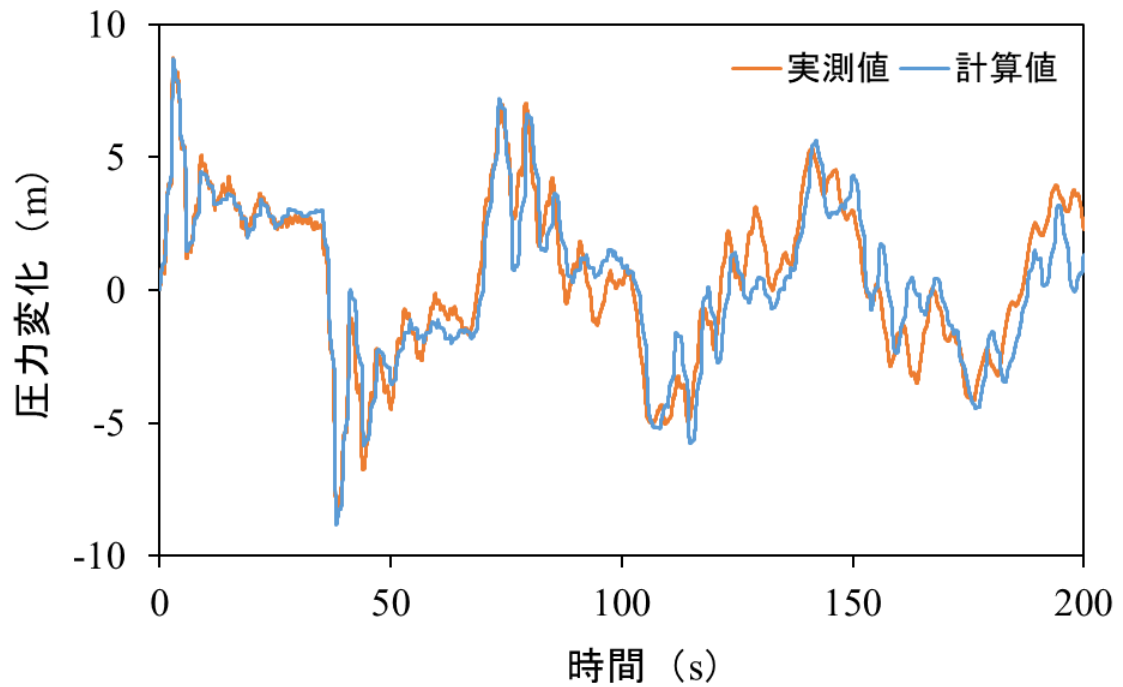


図 4-17 漏水がない場合のフィッティング結果（粗度あり）

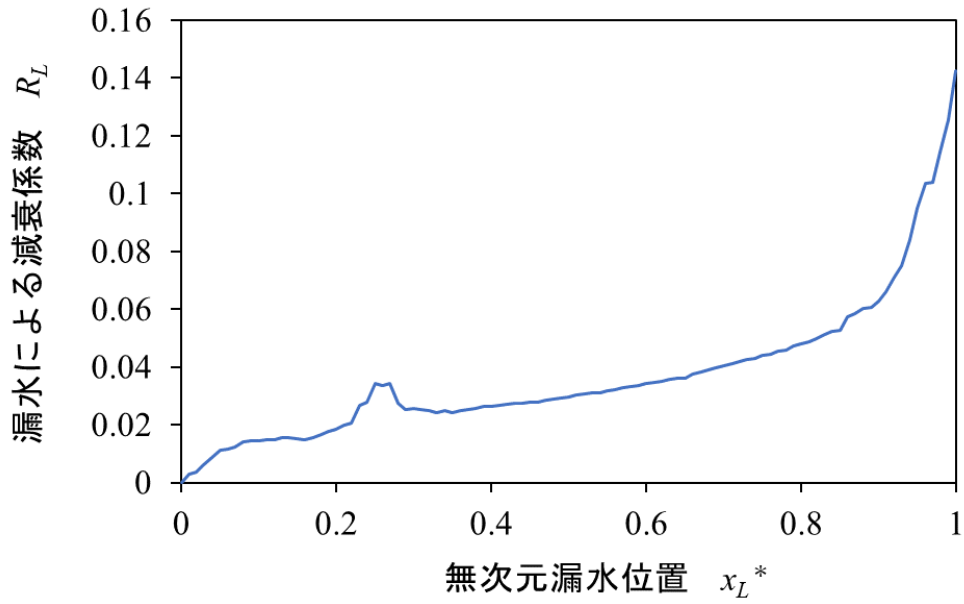


図 4-18 数値シミュレーションにより作成した漏水による減衰係数 R_L と無次元漏水位置 x_L^* との関係 (粗度あり)

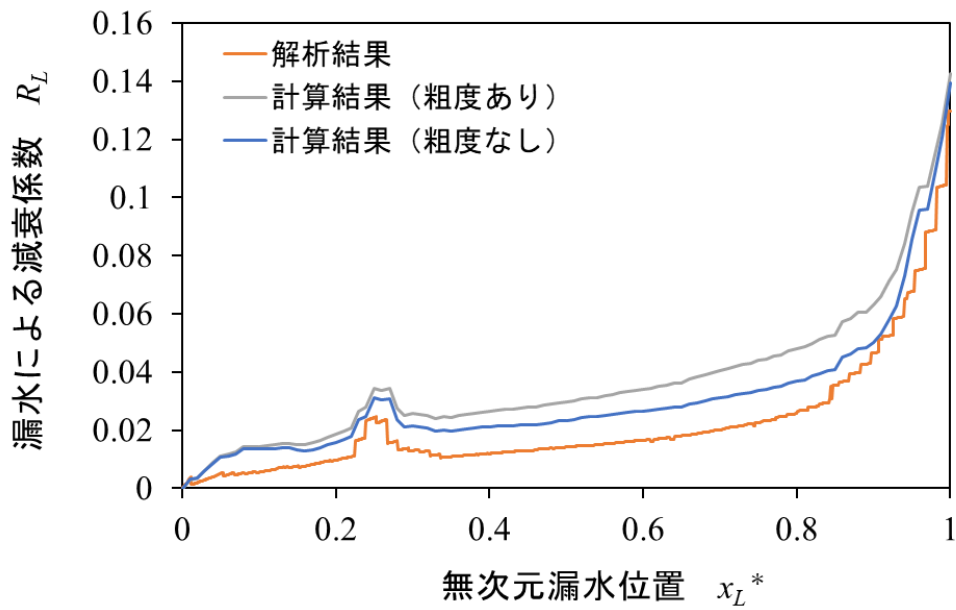


図 4-19 漏水による減衰係数 R_L の解析結果と数値計算結果との比較

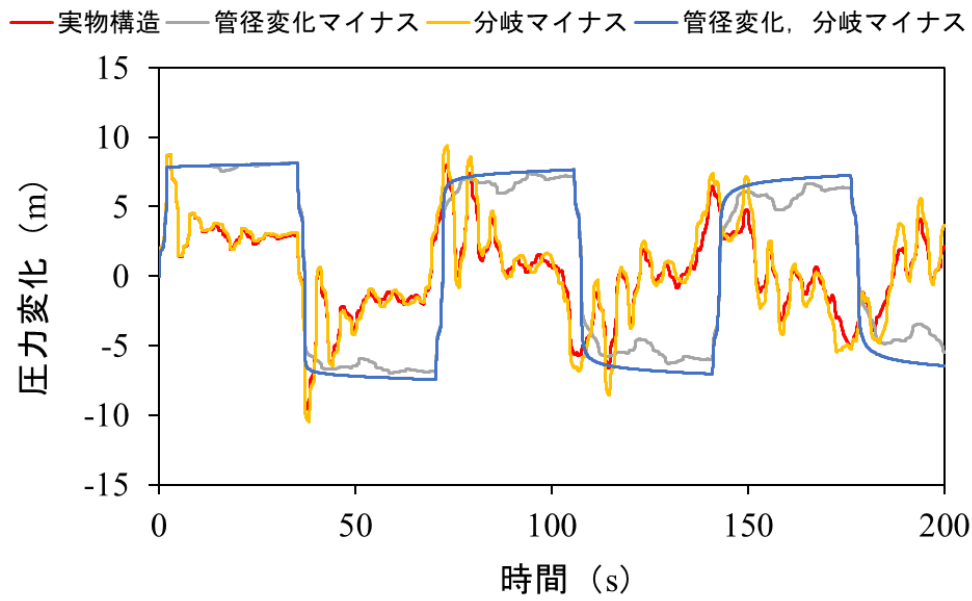


図 4-20 管径変化や分岐が小倉幹線用水路内圧力波形に及ぼす影響

4.2.6 現場管路実験による検証結果のまとめ

小倉幹線用水路を対象にして、本研究で提案した減衰モデルの検証を行った。小倉幹線用水路は管径が0.6 m～1 mの大口徑管であり、下流末端の新保注水工（管径は0.6 m）でバルブ閉塞を行い、圧力波形を発生させた。バルブ閉塞は手動で行ったが、あらかじめバルブを絞っておくことで、容易かつ安全に圧力波形データの収集が可能であることが確認できた。得られた圧力波形データを解析し、減衰モデル式を用いて漏水位置を推定したところ、0 から0.2%の誤差で漏水検知を行うことができた。しかし、この結果は推定漏水位置付近の R_L だけ実際の値とよく合致していただけであり、全体の漏水による減衰係数特性を捉えていないことが数値シミュレーションによる漏水検知結果から明らかになった。これは、提案した減衰モデルが単一管路、粗度なしの管路を想定していることが原因として挙げられる。実際には、管径変化や分岐構造によって管内の圧力波形は変化し、これにより漏水による減衰係数 R_L も変化するため、現状の減衰モデルでは小倉幹線用水路内の圧力波形の減衰特性を完全に捉えることはできない。数値シミュレーションによる漏水検知は強力な手法ではあるが、管路内の圧力波形を正確に再現するのは非常に手間がかかる。今回、漏水がない場合の圧力波形のフィッティングを行ったが、完全に再現することはできなかった（図 4-16, 17）。圧力波形の実測値と計算値の最終的に残った誤差は、管路途中にあるバルブや曲がり部などの付帯施設や管構造変化からの反射波が時間経過とともに下流端の圧力変化として蓄積してできたものと考えられる。よって、さらに緻密な圧力波形の再現を行うためには、管路途中にある付帯施設や管構造変化の効果をモデル上で忠実に再現しなければいけないがこれは非常に難しい。

また、数値シミュレーションで漏水検知を行う場合、管路上の点を細かく調査するほど、計算時間は多くなり、漏水量の測定誤差に対する推定漏水位置誤差を求める場合も、各パターンで最初から計算をやりなおす必要がある。その一方で、減衰モデルは管路のスケールと流況を与えれば、瞬時に漏水による減衰係数 R_L を緻密な位置間隔で求めることができ、誤差評価も容易である。つまり、減衰モデルを用いた漏水検知により得られるメリットは非常に大きいと考えられる。よって、今後、現場管路によく見られる管径変化、分岐、粗度などの管路構造や特性が管内圧力波形に及ぼす影響を詳細に調査し、減衰モデルを改善することが課題となる。また、現場管路において漏水を1箇所ずつ違う場所で模擬することで、現場管路内の圧力波形の減衰特性をより詳細に調査していくことも必要である。

第5章 結論

本研究では、近年増加している農業用管水路の突発破損事故による周辺環境への被害や人的被害を未然に防ぐため、圧力変動を用いた二つの新たな漏水検知法を開発した。その二つの手法（漏水部からの反射波（TRM）と最適化手法を組み合わせた漏水検知法と時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法）について、その特徴、有効性、問題点を以下にまとめる。

- 二つの手法はどちらも、小さな圧力変動に対して十分に適用可能であり、安全性に問題なく現場に適用することができる。またどちらも瞬時のバルブ閉塞が望ましく、これはあらかじめバルブを絞っておくことで現場でも十分に実現できる。
- 漏水部からの反射波（TRM）と最適化手法を組み合わせた漏水検知法は、漏水がない場合とある場合の圧力波形を比較するため、バルブ閉塞中の圧力変化を厳密に合わせる必要がある不可欠である。よってこの手法は、バルブを瞬時に閉めやすい小口径管やバルブを閉塞する時間があらかじめ自動で決まっているような場所（スプリンクラー圃場）でより適用が見込まれる。多点漏水や管路構造による圧力波形への影響にも対応できる手法であり、模型管路実験ではすべての場合で2%以下の誤差で漏水位置を推定することができた。しかし、漏水位置が下流端計測点に近接している（圧力波が下流端と漏水部を往復するのにかかる時間 \leq 初期圧力上昇時間）場合は、漏水位置を検知することは難しい。
- 時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法は、現状では漏水が1点の場合のみの漏水検知法であるが、解析方法が簡便であり、漏水による圧力波形の減衰と漏水位置との関係を瞬時に求めることができるというメリットがある。推定漏水位置誤差は管路の諸量や流量条件によって異なるが約10%以下であり、漏水位置の絞り込みに利用できる可能性がある。また、バルブをあらかじめ絞り初期流量を小さくする（摩擦の影響を小さくする）ことで、より精度の良い推定結果が得られることが明らかになった。一方で、漏水量の測定誤差が漏水位置の推定に大きく影響することが欠点として挙げられる。
- 二つの手法は圧力波伝播速度が大きい、漏水量が大きい、管内圧力が小さいほど、有効性が高くなるという点で共通しているが、管断面積だけは有効性に与える影響が二つの手法で異なる。漏水部からの反射波を利用する方法では、漏水による圧力低下量が大きくなるという理由で管断面積が小さいほうが有効性が高いが、漏水による圧力波形の減衰を利用する方法では、圧力波形が粘性による影響を受けにくいという理由で管断面積が大きいほうが有効性は高くなる。

最後に二つの手法を農業用管水路の漏水検知に適用する際のフローチャートを図5-1に示す。農業用管水路は管路構造に関して、管路網（分岐を含む管路）、管径変化等の管構造変化を含む管路、単一管路の3つに大別できる。2.10で説明した通り、農業用管水路はセ

ンサーを取り付ける付帯施設が少ないので、できるだけ分岐がない1本の管路(管径変化等の管構造変化を含む管路,あるいは単一管路)で漏水検知できるように管路システムを操作することが適切である。管構造変化を含む管路では、TDM+最適化手法を組み合わせた漏水検知法を用いるのが良い。単一管路では、多点漏水の場合はTDM+最適化手法を組み合わせた漏水検知法を用いるのが良く、1点漏水の場合は二つの手法どちらを用いても構わない。二つの手法を用いて漏水検知ができなかった場合は数値シミュレーションを用いることになる。そして、圧力変動を用いた漏水検知法によって漏水位置の絞り込みが完了した後、他手法を用いて漏水位置の特定を行う。以上が開発した二つの手法を適用する際の漏水検知の流れとなる。図5-1からわかる通り、二つの手法で漏水検知が困難な場合は、どのような状況においても理論上対応できる数値シミュレーションを使用することになる。しかし、数値シミュレーションを用いる場合は、キャリブレーションによる管路構造を反映した緻密な数値モデルの作成が必要であり非常に手間がかかる。また、他手法と比較して解析に多くの時間を要するというデメリットも存在する。よって、数値シミュレーションを使用する前に本研究で開発した二つの漏水検知法の適用を検討することは非常に重要である。

今後の課題と展望

本研究で開発した二つの漏水検知法について、以下が課題として挙げられる。

- ・ TDM と最適手法を組み合わせた漏水検知法…

現場管路での実地試験を重ねることで、適用方法や適用範囲について確立していくことが必要である。

- ・ 時間領域の圧力波形の減衰を利用した漏水検知法…

管径変化,分岐,粗度などの管路構造や特性による圧力波形への影響を考慮した減衰モデルの改善が必要である。

本研究では、センサーが1つの場合だけを想定したが、センサーが複数の場合についても圧力変動を用いた漏水検知法の理論的な検討が必要である。例えば、センサーが1個ある場合と2個ある場合では数値シミュレーションの適用方法の幅が大きく異なる。センサーが1個の場合は、最初に初期条件と境界条件を与えて、圧力波形を計算し、1個のセンサーで計測した圧力波形と比較することで漏水位置を推定することしかできない。この場合、流況が安定するまでの定常計算が必要であり、長距離管路では特にこの部分が計算時間の増大につながる。一方センサーが2個ある場合(例えば上流端と下流端に1つずつセンサーを設置している場合)は、前述した方法の他に、下流端の圧力波形の時系列データを数値シミュレーションの入力として与え、上流端の圧力波形を backward 的に計算することができる(Haghighi et al., 2012)。そして、計算した上流端の圧力波形とセンサーで計測した上流端の圧力波形を比較することで漏水位置を推定できる。この場合、定常計算を行う必要がないため計算時間を大幅に短縮できるほか、バルブ閉塞中の圧力変化等の境界条件を与える必要がないため不確定要素がなくなるというメリットも存在する。以上のようにセンサーを

増やすことで、圧力変動を用いた漏水検知の幅は大きく広がるため、今後はセンサーが2個以上の場合についても検討を行う必要がある。

本研究で開発した漏水検知法は、特に長距離管路において簡便に漏水位置を推定できる点が有用であるが、あくまでも推定であり、本手法だけで漏水位置をピンポイントで推定することは難しい。よって、今後は、本手法で推定した漏水位置の誤差評価を行うことで、漏水区間の絞り込みを行った後、さらに詳細な探索は音聴法や弾性波手法を利用するといった、他手法と組み合わせた漏水検知法を検討し確立していくことが必要である。さらに、本手法では、あらかじめ漏水がない場合の圧力波形があることを想定しているため、定期的な圧力波形データの蓄積が必要不可欠である。その点について本手法は、バルブを閉塞後、数秒から数分程度で1回の計測が終わるため、圧力波形のデータ蓄積を容易に行うことができる。これは、近年進歩が著しい深層学習と相性が良い。本研究で得られた理論的な知見を深層学習に組み込むことで、開発した手法の適用範囲を拡充していくことも今後の展開として考えられる。

本研究では、数値シミュレーションを用いず、漏水部からの反射波や漏水部からのエネルギー減衰に着目することで漏水検知を実現することを考えた。このように管内構造に起因する現象を考え、それをモデル化していくことは漏水検知に限らず他の管異常（空気だまりや管の変形等）の検知にとっても重要である。このプロセスは、数値シミュレーションに頼らず解析的な方法で簡便に管異常を検知することを目指すだけでなく、管異常に関する新たな知見を数値シミュレーションや深層学習に組み込み、より良い管異常検知が実現できる可能性も有している。本研究において、管径変化、曲がり部、分岐による圧力波形の変化やその原因を考察したことは、以上のような管異常検知の発展への足掛かりとなる。よって、今後も引き続き圧力波形の減衰や管構造による圧力波形の変化などについて理論的な解明を進めることが、漏水検知を含めた管路の機能診断や維持管理の改善と発展につながると言える。

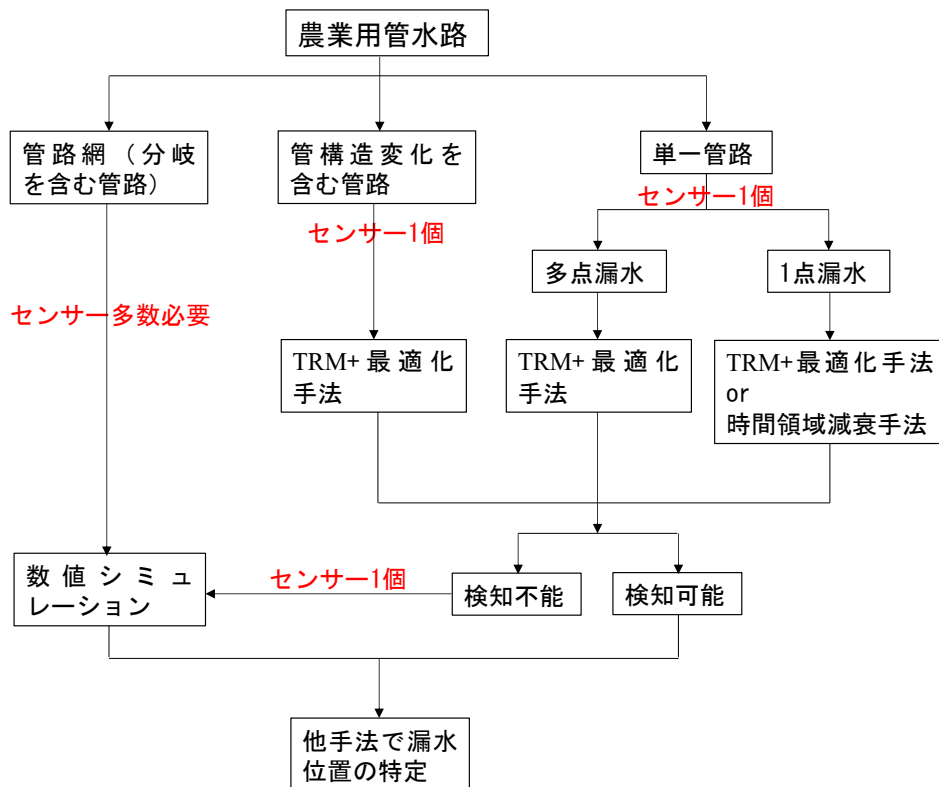


図 5-1 開発した二つの手法を農業用管水路の漏水検知に適用する際のフローチャート

Appendix

Appendix.1 管路内非定常層流流れにおける壁せん断応力の導出方法 (Zielke, 1968)

非定常層流流れにおけるせん断応力の導出にあたっては、非圧縮性流体の管軸方向、管軸対称流れにおける運動量方程式（円筒座標系）を用いる。管内圧力 P と流体密度 ρ は管断面上で一定であると仮定し、局所流速 u は時間 t と管径方向座標 r の関数とすると、運動量方程式は以下のように表せる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{r\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad \text{A1-(1)}$$

2-(2), (3)式の断面平均流速 $V(t)$ と A1-(1)式の流速分布 $u(r, t)$ には以下のような関係がある。

$$V = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r u dr \quad \text{A1-(2)}$$

R は管の半径である。

定常状態では、管軸方向の圧力勾配は一定であり、これによりよく知られたハーゲン・ポワズイユ流れ（図 A1-1 (a)）が生成される。この条件では、壁せん断応力は慣例上、断面平均流速 V の関数として表される（2-(6)式）。非定常流れでは管軸方向の圧力勾配が時間に依存するので、ハーゲン・ポワズイユ流れとはならず、壁せん断応力も断面平均流速 V の関数ではなくなる。層流や乱流流れでは粘性の効果は壁面近くの薄い層（境界層）に集中する。よって、管軸方向の圧力勾配が時間に依存する場合、境界層と管中心流体ではその影響が異なる。境界層では、摩擦の影響が大きく慣性力が小さいので管壁付近の流速は圧力勾配に依存するようになる。しかし、管断面の中心領域では、慣性力が支配的であるため、圧力勾配が流速変化に依存することになる。言い換えると、非定常流れで圧力勾配が急激に変化する場、まず最初に境界層がその影響を受け、壁付近では逆流域を生じ（バルブを閉塞した場合）、壁せん断応力が変化する（図 A1-1 (b)）。そして、管断面の中心領域でも徐々に流速が変化し圧力勾配が変化することで壁せん断応力も変化する。よって非定常流れにおける壁せん断応力は瞬時の平均流速と重みづけされた過去の流速変化に関係していると予想される。まず、A1-(1)式を整理するために以下を定義する。

$$F(t) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad \text{A1-(3)}$$

A1-(1)に A1-(3)を代入し、ラプラス変換を適用すると以下の補助方程式が生じる。

$$\frac{d^2 \hat{u}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\hat{u}}{dr} - \frac{s}{v} \hat{u} = \frac{1}{v} \hat{F} \quad \text{A1-(4)}$$

\hat{u} , \hat{F} は u , F のラプラス変換を表す。 s は複素数である。

A1-(4)を解くためにまず、A1-(4)の右辺を 0 とした以下の斉次式を考える。

$$\frac{d^2 \hat{u}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\hat{u}}{dr} - \frac{s}{v} \hat{u} = 0 \quad \text{A1-(5)}$$

この式をベッセルの微分方程式 ($l=0$ 位) の形にすると以下のようなになる。

$$X^2 \frac{d^2 \hat{u}}{dX^2} + X \frac{d\hat{u}}{dX} + X^2 \hat{u} = 0 \quad X = i\sqrt{\frac{s}{v}}r \quad \text{A1-(6)}$$

この一般解は以下のようなになる。

$$\hat{u}(r, s) = C_1 J_0 \left(i\sqrt{\frac{s}{v}}r \right) + C_2 N_0 \left(i\sqrt{\frac{s}{v}}r \right) \quad \text{A1-(7)}$$

J_0 と N_0 はそれぞれ 0 位の第 1 種ベッセル関数と第 2 種ベッセル関数を表す。 C_1 , C_2 は定数であり、境界条件によって決定される。本来の式は A1-(4), (6) 式から以下の式となる。

$$X^2 \frac{d^2 \hat{u}}{dX^2} + X \frac{d\hat{u}}{dX} + X^2 \hat{u} = -\frac{X^2}{s} \hat{F} \quad X = i\sqrt{\frac{s}{v}}r \quad \text{A1-(8)}$$

この一般解は以下のようなになる。

$$\hat{u}(r, s) = C_1 J_0 \left(i\sqrt{\frac{s}{v}}r \right) + C_2 N_0 \left(i\sqrt{\frac{s}{v}}r \right) + C_0 \quad \text{A1-(9)}$$

C_0 は定数である。

A1-(9) 式を A1-(8) 式に代入したものと、A1-(7) 式を A1-(6) 式に代入したものを比較することによって、 C_0 が求まり、最終的な一般解は以下のようなになる。

$$\hat{u}(r, s) = C_1 J_0 \left(i\sqrt{\frac{s}{v}}r \right) + C_2 N_0 \left(i\sqrt{\frac{s}{v}}r \right) - \frac{\hat{F}}{s} \quad \text{A1-(10)}$$

境界条件は、 $r=R$ の時 $u=0$, $r=0$ の時 u は有限なので、それぞれ A1-(10) 式に代入すると以下のようなになる。

$$0 = C_1 J_0 \left(i\sqrt{\frac{s}{v}}R \right) + C_2 N_0 \left(i\sqrt{\frac{s}{v}}R \right) - \frac{\hat{F}}{s} \quad \text{A1-(11)}$$

$$\hat{u}(r, s) = C_1 J_0(0) + C_2 N_0(0) - \frac{\hat{F}}{s} \quad \text{A1-(12)}$$

ここで $J_0(x)$, $N_0(x)$ は以下のように表すことができる。

$$J_0(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k+1)} \left(\frac{x}{2} \right)^{2k} \quad \text{A1-(13)}$$

$$N_0(x) = J_0(x) \ln|x| - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} \left(\sum_{k=1}^n \frac{1}{k} \right) \left(\frac{x}{2} \right)^{2n} \quad \text{A1-(14)}$$

$x=0$ の時、 $J_0(x)$ は有限の値をとるが、 $N_0(x)$ は有限の値をとらないので A1-(12) 式より

$$C_2 = 0 \quad \text{A1-(15)}$$

これを A1-(11) 式に代入して

$$C_1 = \frac{\frac{\hat{F}}{s}}{J_0\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}R\right)} \quad \text{A1-(16)}$$

A1-(15), (16)式を A1-(10)式に代入して

$$\hat{u} = \frac{\hat{F}}{s} \left(\frac{J_0\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}r\right)}{J_0\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}R\right)} - 1 \right) \quad \text{A1-(17)}$$

断面平均流速 $\hat{v}(s)$ は A1-(2)式より以下のように表すことができる。

$$\hat{V}(s) = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r \hat{u} dr = \frac{2}{R^2} \int_0^R r \frac{\hat{F}}{s} \left(\frac{J_0\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}r\right)}{J_0\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}R\right)} - 1 \right) dr \quad \text{A1-(18)}$$

A1-(13)式を A1-(18)式に代入することで, A1-(18)式をさらに整理すると

$$\hat{V}(s) = \frac{\hat{F}}{s} \left(\frac{2J_1\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}R\right)}{i\sqrt{\frac{s}{\nu}}R J_0\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}R\right)} - 1 \right) \quad \text{A1-(19)}$$

$J_1(x)$ は $l=1$ 位の第 1 種ベッセル関数であり, 以下のように表す。

$$J_1(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k+2)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+1} \quad \text{A1-(20)}$$

ここで, $g_1(z)$ を以下のように定義すると,

$$g_1(z) = \frac{zJ_0(z)}{J_1(z)} \quad \text{A1-(21)}$$

A1-(19)式は以下のように書くことができる。

$$\hat{V}(s) = \frac{\hat{F}}{s} \left(\frac{2}{g_1\left(i\sqrt{s/\nu}R\right)} - 1 \right) \quad \text{A1-(22)}$$

壁せん断応力 $\hat{\tau}_w(s)$ は

$$\hat{\tau}_w(s) = -\rho\nu \frac{\partial \hat{u}}{\partial r} \Big|_{(r=R)} = -\rho\nu \frac{\hat{F}}{s} \frac{1}{J_0\left(i\sqrt{s/\nu}R\right)} \frac{\partial J_0\left(i\sqrt{s/\nu}r\right)}{dr} \Big|_{(r=R)} \quad \text{A1-(23)}$$

これに A1-(13)式を代入して整理すると, A1-(23)式は以下ようになる。

$$\hat{\tau}_w(s) = -\frac{\rho \hat{F}R}{g_1(i\sqrt{s/\nu}R)} \quad \text{A1-(24)}$$

また，流速変化のラプラス変換は以下のように表すことができる。

$$\frac{\partial \hat{V}}{\partial t}(s) = s\hat{V}(s) = \hat{F} \left(\frac{2}{g_1(i\sqrt{s/\nu}R)} - 1 \right) \quad \text{A1-(25)}$$

A1-(25)式によって A1-(24)式の \hat{F} を消去すると，

$$\hat{\tau}_w(s) = \frac{\rho R}{g_1(i\sqrt{s/\nu}R) - 2} \frac{\partial \hat{V}}{\partial t}(s) \quad \text{A1-(26)}$$

これを逆ラプラス変換すると，以下ようになる。

$$\tau_w(t) = \int_0^t \phi(t-u) \frac{\partial V}{\partial t}(t-u) du \quad \text{A1-(27)}$$

$$\hat{\phi}(s) = \frac{\rho R}{g_1(i\sqrt{s/\nu}R) - 2} \quad \text{A1-(28)}$$

ここで，関数 $g_1(z)$ について考える。実数でないような零点や極は存在しないが，逆に実数軸上には無数の零点や極が存在する。虚数軸上において $g_1(z)$ は実数であり， $\lim_{y \rightarrow \pm\infty} g_1(iy) = \pm\infty$ ，

$g_1(0) = 2$ である。また， $g_1(z)$ は偶関数であり， $g_1(-z) = g_1(z)$ である。

$\hat{\phi}(s)$ から $\phi(t)$ への逆ラプラス変換は

$$\phi(t) = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\omega}^{\delta+i\omega} \hat{\phi}(s) e^{st} ds \quad \text{A1-(29)}$$

A1-(29)式は留数定理を用いて，評価できる。 $\hat{\phi}(s)$ は特異点 s_j 以外のすべての複素数 s で解析可能であり， $s = \pm\infty$ では 0 となる。したがって，

$$\phi(t) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \hat{\phi}(s) e^{st} ds = \sum_{j=1}^k \text{Res}[\hat{\phi}(s) e^{st}, s_j] \quad \text{A1-(30)}$$

C はすべての特異点 s_j を含む閉経路である。 $\hat{\phi}(s) e^{st}$ の特異点 s_j は $\hat{\phi}(s)$ の極であり，

$g_1\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}R\right) = 2$ の根である。 $g_1\left(i\sqrt{\frac{s}{\nu}}R\right) = 2$ の解は $s = 0$ と $s_j = -\frac{n_j^2}{R^2}\nu$ であり，近接する n_j の差は j が大きくなるごとに π に近づいていく。

$$\begin{aligned}
\text{Res}[\hat{\phi}(s)e^{st}, s_j] &= \lim_{s \rightarrow s_j} (s - s_j) \phi(s) e^{st} = \frac{\rho R e^{s_j t}}{\lim_{s \rightarrow s_j} \frac{g_1(i\sqrt{s/\nu}R) - g_1(i\sqrt{s_j/\nu}R)}{s - s_j}} \\
&= \frac{\rho R e^{s_j t}}{\frac{\partial g_1(n_j)}{\partial s}} = \frac{\rho R e^{s_j t}}{g_1'(n_j) \frac{\partial n_j}{\partial s_j}} = \frac{\rho R e^{s_j t}}{g_1'(n_j) \left(-\frac{R^2}{2n_j \nu}\right)}
\end{aligned} \tag{A1-31}$$

$$\text{Res}[\hat{\phi}(s)e^{st}, 0] = \frac{\rho R e^0}{\frac{\partial g_1(0)}{\partial s}} \tag{A1-32}$$

A1-(13), (20), (21)式より

$$g_1'(s) = -s + \frac{g_1(s)}{s} (2 - g_1(s)) \tag{A1-33}$$

これを A1-(31)式に代入して

$$\text{Res}[\hat{\phi}(s)e^{st}, s_j] = \frac{2\rho\nu}{R} e^{-\frac{n_j^2}{R^2} \nu t} \tag{A1-34}$$

また,

$$\frac{\partial g_1(0)}{\partial s} = \lim_{s \rightarrow 0} \left[\frac{\partial}{\partial s} g_1 \left(i \sqrt{\frac{s}{\nu}} R \right) \right] = \lim_{s \rightarrow 0} \left[g_1' \left(i \sqrt{\frac{s}{\nu}} R \right) \frac{i}{2} \sqrt{\frac{1}{s\nu}} R \right] \tag{A1-35}$$

これに A1-(33)式を代入して

$$\frac{\partial g_1(0)}{\partial s} = \frac{R^2}{4\nu} \tag{A1-36}$$

これを A1-(32)式に代入して

$$\text{Res}[\hat{\phi}(s)e^{st}, 0] = \frac{4\nu\rho}{R} \tag{A1-37}$$

A1-(30), (34), (37)式より

$$\phi(t) = \frac{4\nu\rho}{R} + \sum_{j=1}^k \frac{2\nu\rho}{R} e^{-\frac{n_j^2}{R^2} \nu t} \tag{A1-38}$$

これを A1-(27)式に代入して整理すると

$$\tau_w(t) = \frac{4\nu\rho}{R} V(t) + \frac{2\nu\rho}{R} \int_0^t W(t-u) \frac{\partial V}{\partial u}(u) du \tag{A1-39}$$

$W(t)$ は重み関数であり, 以下のように表す。

$$W(t) = \sum_{j=1}^k e^{-\frac{n_j^2}{R^2} \nu t} \tag{A1-40}$$

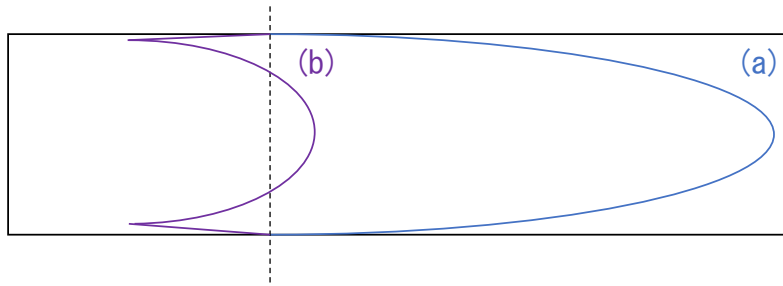


図 A1-1 定常状態と非定常状態の流速分布の違い
(a) 定常状態の流速分布 (b) 非定常状態の流速分布

Appendix. 2 レーベンバーグ・マーカート法 (Nocedal & Wright, 2006; Madsen et al., 2004)

レーベンバーグ・マーカート法は, Levenberg (1944)と Marquardt (1963)によって提案された最適化手法であり, 解が真値から遠いときに有効な最急降下法 (最小値探索の場合) と解が真値から近いときに有効なガウス・ニュートン法を組み合わせた手法である。ガウス・ニュートン法は2階偏微分を必要としないが, これは真値の近傍のみで成立する近似である。真値の良い近似が得られない場合は, まず最急降下法によって探索を行い, 真値にある程度近づいたらガウス・ニュートン法に切り替えるのがレーベンバーグ・マーカート法の基本的なメカニズムである。最急降下法はある関数に対して勾配と逆向きの方向に解を探索していく探索法の基本的な手法であるので数学的説明は省略する。ここでは, まずガウス・ニュートン法について説明した後, レーベンバーグ・マーカート法について説明する。

ガウス・ニュートン法は目的関数を現在の解 x 周辺で局所的に2次関数で近似し, 解の更新をしていく手法であり, 極小値付近の収束性が最急降下法より良いことが特徴である。ここで, パラメーター $(\bar{u}_1, \dots, \bar{u}_n)$ における計算値 $h_t(\bar{u}_1, \dots, \bar{u}_n)$ と実測値 $h_{mt}(\bar{u}_1, \dots, \bar{u}_n)$ との誤差 e_t の2乗和を目的関数 $G(\bar{\mathbf{u}})$ とおく。 t はデータ点であり, $t=1, 2, \dots, N$ とする。

$$G(\bar{\mathbf{u}}) = G(\bar{u}_1, \dots, \bar{u}_n) = \frac{1}{2} \sum_t e_t^2 \quad \text{A2-(1)}$$

$G(\mathbf{u})$ を2次の項までテイラー展開すると

$$G(\mathbf{u}) = G(\bar{\mathbf{u}} + \Delta\mathbf{u}) = \bar{G} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial \bar{G}}{\partial u_i} \Delta u_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^n \frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial u_i \partial u_j} \Delta u_i \Delta u_j + \dots \quad (\bar{G} = G(\bar{\mathbf{u}})) \quad \text{A2-(2)}$$

目的関数が最小となることを考えるのでこれを Δu_i で微分して0とおくと

$$\frac{\partial \bar{G}}{\partial u_i} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial u_i \partial u_j} \Delta u_j = 0 \quad (i=1, \dots, n) \quad \text{A2-(3)}$$

ここで, ヘッセ行列 $\bar{\mathbf{H}}$ を以下のように定義すると

$$\bar{\mathbf{H}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial u_1 \partial u_1} & \dots & \frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial u_1 \partial u_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial u_n \partial u_1} & \dots & \frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial u_n \partial u_n} \end{pmatrix} \quad \text{A2-(4)}$$

A2-(3)式は以下のように書き表すことができる。

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{H}} \Delta \mathbf{u} &= -\nabla \bar{G} \\ \therefore \Delta \mathbf{u} &= -\bar{\mathbf{H}}^{-1} \nabla \bar{G} \end{aligned} \quad \text{A2-(5)}$$

これはニュートン法による計算である。ニュートン法では、A2-(5)式のように \bar{G} の二階偏微分である $\bar{\mathbf{H}}$ が存在し、 $\bar{\mathbf{H}}$ は計算量が非常に大きい。ガウス・ニュートン法ではヘッセ行列 $\bar{\mathbf{H}}$ を e_i のヤコビ行列 \mathbf{J} で近似することを考える。

$$\frac{\partial \bar{G}}{\partial u_i} = \sum_t e_t \frac{\partial e_t}{\partial u_i} \quad \text{A2-(6)}$$

$$\frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial u_i \partial u_j} = \sum_t \left(\frac{\partial e_t}{\partial u_i} \frac{\partial e_t}{\partial u_j} + e_t \frac{\partial^2 e_t}{\partial u_i \partial u_j} \right) \quad \text{A2-(7)}$$

となるので $\bar{\mathbf{u}}$ が真値に近い場合 ($e_t \approx 0$)、または二階偏微分が小さい場合、A2-(7)式は以下のようになる。

$$\frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial u_i \partial u_j} = \sum_t \frac{\partial e_t}{\partial u_i} \frac{\partial e_t}{\partial u_j} \quad \text{A2-(8)}$$

よって、ヘッセ行列 $\bar{\mathbf{H}}$ は以下のように書き直すことができる。

$$\bar{\mathbf{H}} = \begin{pmatrix} \sum_t \left(\frac{\partial e_t}{\partial u_1} \right)^2 & \cdots & \sum_t \left(\frac{\partial e_t}{\partial u_n} \right) \left(\frac{\partial e_t}{\partial u_1} \right) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_t \left(\frac{\partial e_t}{\partial u_1} \right) \left(\frac{\partial e_t}{\partial u_n} \right) & \cdots & \sum_t \left(\frac{\partial e_t}{\partial u_n} \right)^2 \end{pmatrix} = \mathbf{J}^T \mathbf{J} \quad \text{A2-(9)}$$

\mathbf{J}^T は \mathbf{J} の転置行列である。また、A2-(6)式より \bar{G} の1階偏微分は \mathbf{J} を用いて下記のように表すことができる。

$$\nabla \bar{G} = \begin{pmatrix} \sum_t e_t \frac{\partial e_t}{\partial u_1} \\ \vdots \\ \sum_t e_t \frac{\partial e_t}{\partial u_n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial e_1}{\partial u_1} & \cdots & \frac{\partial e_N}{\partial u_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial e_1}{\partial u_n} & \cdots & \frac{\partial e_N}{\partial u_n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ \vdots \\ e_N \end{pmatrix} = \mathbf{J}^T \mathbf{e} \quad \text{A2-(10)}$$

A2-(5)式にA2-(9)、(10)式を代入することで、2次近似した目的関数を最小化する $\Delta \mathbf{u}$ は以下のように求めることができる。

$$\mathbf{J}^T \mathbf{J} \Delta \mathbf{u} = -\mathbf{J}^T \mathbf{e} \quad \text{A2-(11)}$$

レーベンバーグ・マーカート法では、A2-(11)式をもとに $\Delta \mathbf{u}$ を以下のように求める。

$$(\mathbf{J}^T \mathbf{J} + \mu \mathbf{I}) \Delta \mathbf{u} = -\mathbf{J}^T \mathbf{e} \quad \text{A2-(12)}$$

μ は定数であり、1回の計算ステップごとに信頼領域法によって決定する。現在値 $\bar{\mathbf{u}}$ が関数 $G(\mathbf{u})$ の極小値から遠い場所にある時、ガウス・ニュートン法を用いると真値を大きく通り越してしまう恐れがあるため、これを防ぐためにやや控えめに進むのが安全である。この時、定数 μ は値を大きくとった方がよく、A2-(12)式は以下のように表すことができる。

$$\Delta \mathbf{u} \approx -\frac{1}{\mu} \mathbf{J}^T \mathbf{e} \quad \text{A2-(13)}$$

これは、最急降下法の $\Delta \mathbf{u}$ の計算と同じである。逆に現在値 $\bar{\mathbf{u}}$ が真値に近い場合は、定数 μ は値を小さくとった方がよい。この時、A2-(12)式は A2-(11)式とみなすことができ、ガウス・ニュートン法によって解の収束を早めることができる。以上のように、レーベンバーグ・マーカート法は、現在値 $\bar{\mathbf{u}}$ が真値より遠い場合は、最急降下法のように確実に真値の方向へと解を近づけていき、現在値 $\bar{\mathbf{u}}$ が真値に十分近づいた場合は、ガウス・ニュートン法のように解を真値へと早く収束させることができる効率のよい探索方法である。

Appendix 3 Line Packing について

図 A3-1 に圧力波が管内を伝播している時の圧力及び流量の様子を示す。理論的には圧力波が通過すると流量が 0 となり、最大ジューコフスキー圧力上昇量 ΔH_f だけ圧力が増加する。しかし、摩擦がある場合は圧力波が通過しても最大ジューコフスキー圧力上昇量 ΔH_f まで圧力変化が到達しないため、流量が完全に 0 とならない (図 A3-1 の圧力波形の前面)。これにより、圧力波形の全面から流量が流れ込み、下流端バルブから流出することがないので、圧力波形の前面より下流側では密度が上昇し、圧力が上昇する。以上のメカニズムによって、圧力波通過後もその場では圧力が上昇し続けることになり、この現象を **Line packing** と呼ぶ。管路に漏水がある場合、漏水部ではさらに上流側からの $Q_{leak} + \Delta Q_{leak}$ の流入が要因として加わり、**Line packing** が起こる (図 3-13)。また、**Line packing** による圧力上昇量は管内の運動量方程式を用いることで定性的な評価が可能となる (Duan et al., 2012)。ここで、全長 L の管路において、圧力波形の前面が管路の中央 ($x=L/2$) まで達している時、下流端バルブ ($x=L$) から圧力波形の前面 ($x=L/2$) までのコントロールボリューム (図 A3-2) を考える。2-(3)式をこのコントロールボリュームの長さの範囲で積分すると、以下の式が導出できる。

$$\int_{L/2}^L \left[\frac{\partial Q}{\partial t} + gA \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\pi D(\tau_{ws} + \tau_{wu})}{\rho} \right] dx = 0 \quad \text{A3-(1)}$$

$$\rightarrow \Delta H|_{L/2} = \Delta H|_L + \frac{1}{gA} \int_{L/2}^L \left[\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\pi D(\tau_{ws} + \tau_{wu})}{\rho} \right] dx$$

この式は、圧力波形の前面の圧力上昇量が慣性力と摩擦力の影響によって最大ジューコフスキー圧力上昇量より小さくなることを示している。(A3-(1)式の右辺第 2 項で表される慣性力と摩擦力の符号はマイナスとなる。) 圧力波形前面 ($x=L/2$) に流れ込む流量は実際の圧力上昇量と最大ジューコフスキー圧力上昇量との差の関数で表されるので、以下のように表すことができる。

$$Q_{in} = Q_{in} (\Delta H|_{L/2} - \Delta H|_L)$$

$$= Q_{in} \left\{ \frac{1}{gA} \int_{L/2}^L \left[\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\pi D(\tau_{ws} + \tau_{wu})}{\rho} \right] dx \right\} \quad \text{A3-(2)}$$

Q_{in} は圧力波形前面に流れ込む流量である。A3-(2)式からわかる通り、 Q_{in} は慣性力と摩擦力の関数であることが見てとれる。圧力波が管路の中心に最初に到達してから ($t=L/2c$)、上流水槽を反射して再び管路の中心に戻ってくるまで ($t=3L/2c$) にコントロールボリューム内に流入する質量の総量は A3-(2)式から以下のように求められる。

$$\int_{L/2c}^{3L/2c} \rho Q_{in} (\Delta H|_{L/2} - \Delta H|_L) dt = \overline{\rho Q_{in} (\Delta H|_{L/2} - \Delta H|_L)} L/c \quad \text{A3-(3)}$$

上付きバーは、 $x=L/2$ における $t=L/2c$ から $t=3L/2c$ までのコントロールボリューム内に流入する質量フラックスの時間平均を示す。A3-(3)式をみてわかる通り、管内圧力伝播の時間スケール $T_w = L/c$ が大きいほど (遅いほど)、コントロールボリューム内に流入する質量の

総量が大きくなり、それに起因する Line Packing の圧力上昇量も大きくなる。これに対し、粘性拡散の時間スケール T_d が小さいほど（早いほど）、圧力波が通過することで生成される壁付近の大きな流速勾配もすぐに消失し、非定常性による壁せん断応力 τ_{wu} も小さくなる。よって、A3-(2), (3)式からコントロールボリューム内に流入する質量の総量は減り、Line packing による圧力上昇量も減少する。よって、非定常性による摩擦の影響を表す無次元数である $\sigma_u = T_w/T_d$ は Line Packing の圧力上昇量にはあまり関係がない。また、無次元数である λR_e は値が大きいほど、定常の摩擦が大きくなり、慣性力 $\partial Q/\partial t$ が大きくなるので、A3-(2), (3)式より Line packing による圧力上昇量は大きくなる。

Duan et al. (2012)は、全体の摩擦に対する非定常性による摩擦の相対的重要度 γ ($0 \leq \gamma \leq 1$) が無次元数 $\lambda R_e T_w/T_d$ の値が大きくなるほど小さくなることを示した。Duan et al. (2012)が導出した γ と $\lambda R_e T_w/T_d$ の関係式からその関係性をグラフ化したところ、**図 A3-3** のようになった。**第 3 章**より本研究では、 $\lambda R_e T_w/T_d$ が 10^0 オーダーより小さい値である場合を対象としている。この場合、**図 A3-3** より γ は約 0.1 以上の値となるので、非定常性による摩擦を無視することはできない。ここで、 γ が $\lambda R_e T_w/T_d$ の増加とともに単調減少する理由を考える。まず λR_e が増加すれば定常の摩擦による影響が大きくなるので、相対的に非定常性による摩擦の重要度が小さくなるのは明らかである。次に T_w/T_d について考える。圧力波伝播の時間スケール T_w が小さい（早い）ほど、圧力波がある場所を通過してから再び同じ場所に戻ってくる時間が早くなるため、その場所では圧力波が通過することで生成される壁面付近の大きな流速勾配が維持されやすい。すなわち非定常性による壁面せん断応力が維持されやすく、非定常性による摩擦の影響は大きくなる。粘性拡散の時間スケール T_d が大きい（遅い）ほど、流速勾配が粘性によって消失するのに時間がかかるため、流速勾配が維持されやすく、先ほどと同様の理由で非定常性による摩擦の影響は大きくなる。以上より、 T_w/T_d の値が小さいほど、非定常性の摩擦の影響は大きくなるので、これにより非定常性による摩擦の相対的重要度も大きくなることは明らかである。このように、**図 A3-3** の γ と $\lambda R_e T_w/T_d$ との関係は非定常状態における管路内の水理学的挙動から説明することができる。また、 $\sigma_s = \lambda R_e T_w/T_d$ が定常の摩擦の影響を表す無次元数なので、**図 A3-3** をもとに全体の摩擦の影響を表す無次元数と $\lambda R_e T_w/T_d$ との関係を図示したところ、**図 A3-4** のようになった。**図 A3-4** から全体の摩擦の影響を表す無次元数が $\lambda R_e T_w/T_d$ の増加とともに単調増加していることが明らかなので、 $\lambda R_e T_w/T_d$ が全体の摩擦の影響を表しているとしても差し支えない。

Liou (2016)は摩擦項に定常の摩擦項だけを考慮した 1 次元水撃作用流れの支配方程式を用いて、Line Packing を考慮した半周期までの圧力波形を計算する式を解析的に導出した。ここで、**3.2.2** で想定した数値モデル上の管路 Pipe1 から 4 について、数値シミュレーションと Liou が提案したモデル式を用いて半周期までの圧力波形をそれぞれ計算し比較した (**図 A3-5**)。 **図 A3-5** のグラフの縦軸はピエゾ水頭変化 ΔH を最大ジュールフスキー圧力上昇量 ΔH_f で無次元化した無次元ピエゾ水頭変化 $\Delta H/\Delta H_f$ 、横軸は時間を圧力波が管の全長を進むのにかかる時間で無次元化した無次元時間で表す。グラフ結果から、(a) から (d) のすべ

でのケースで、Liou (2016)モデル式で計算した圧力波形は数値モデルで計算した圧力波形と比較して Line Packing による圧力上昇量を過小評価していることがわかる。これは、Liou が非定常性による摩擦の影響を考慮していないためである。(a) から (d) において Line Packing による圧力上昇量を計算したところ、大きい順に (b) Pipe2 > (d) Pipe4 > (a) Pipe1 > (c) Pipe3 となった。これは表 3-3 より $\lambda R_e T_w / T_d$ の大小と一致し、全体の摩擦の影響が大きいほど Line Packing による圧力上昇量も大きくなることが明らかになった。また、数値モデルで計算した圧力波形を全体の摩擦（定常の摩擦+非定常性による摩擦）の影響を考慮したもの、Liou (2016)モデル式で計算した圧力波形を定常の摩擦を考慮したものとして、(a) から (d) において Line packing の圧力上昇量に対する非定常性による摩擦の寄与度 (%) を求めた。結果から (a) Pipe1 は 67%、(b) Pipe2 は 14%、(c) Pipe3 は 81%、(d) Pipe4 は 50% となり、大きい順に並べると (c) Pipe3 > (a) Pipe1 > (d) Pipe4 > (b) Pipe2 となった。これは、 $\lambda R_e T_w / T_d$ の大小とは逆の順番であることから、 $\lambda R_e T_w / T_d$ が小さいほど Line packing の圧力上昇量に対する非定常性による摩擦の寄与度が大きくなることがわかる。この傾向は Duan et al. (2012)で報告された図 A3-3 の γ の傾向と一致する。よって、 $\lambda R_e T_w / T_d$ が小さい、すなわち摩擦が小さい場合は非定常性による摩擦由来の圧力上昇量の占める割合が大きく、非定常性の摩擦の影響を無視している Liou (2016)モデル式はより Line Packing の圧力上昇量を再現できないことになる。

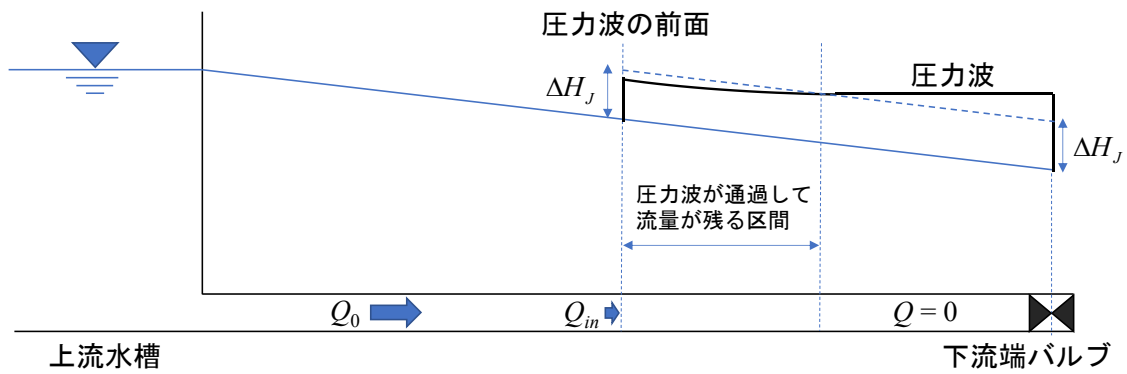


図 A3-1 圧力波が伝播している時の管路内の圧力水頭断面形及び流量の様子

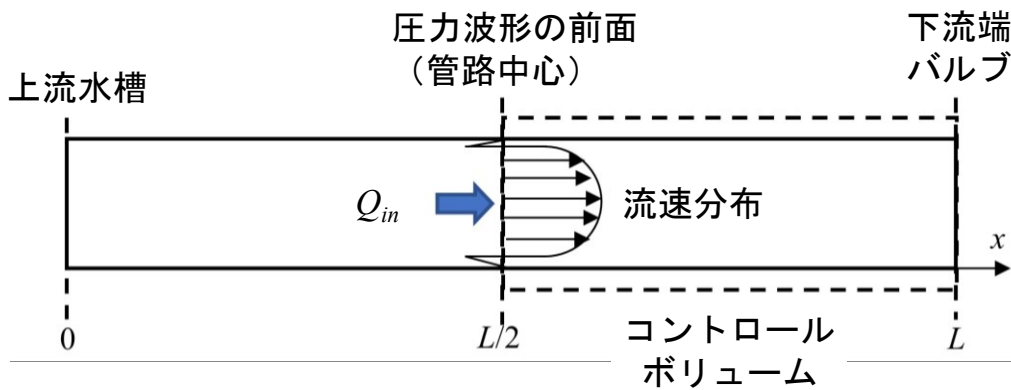


図 A3-2 管路内に想定したコントロールボリュームの模式図

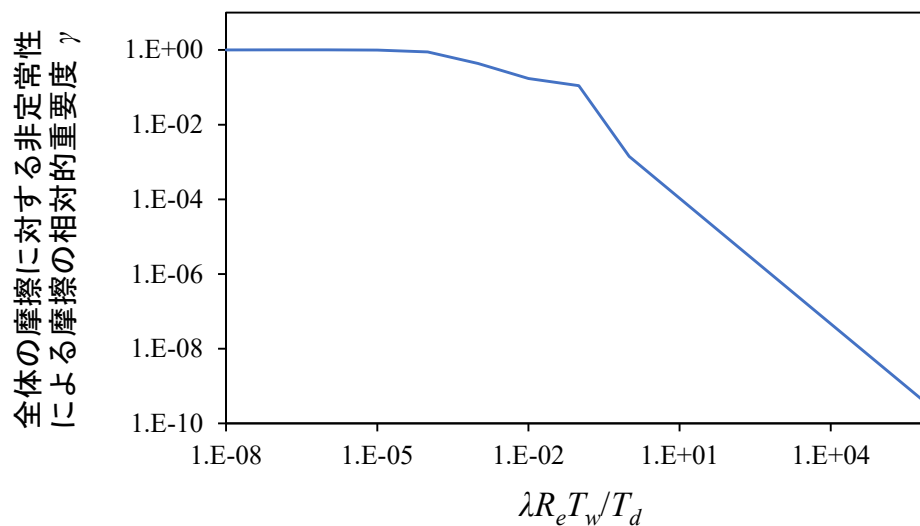


図 A3-3 全体の摩擦に対する非定常性による摩擦の相対的重要度 γ と $\lambda R_e T_w / T_d$ との関係

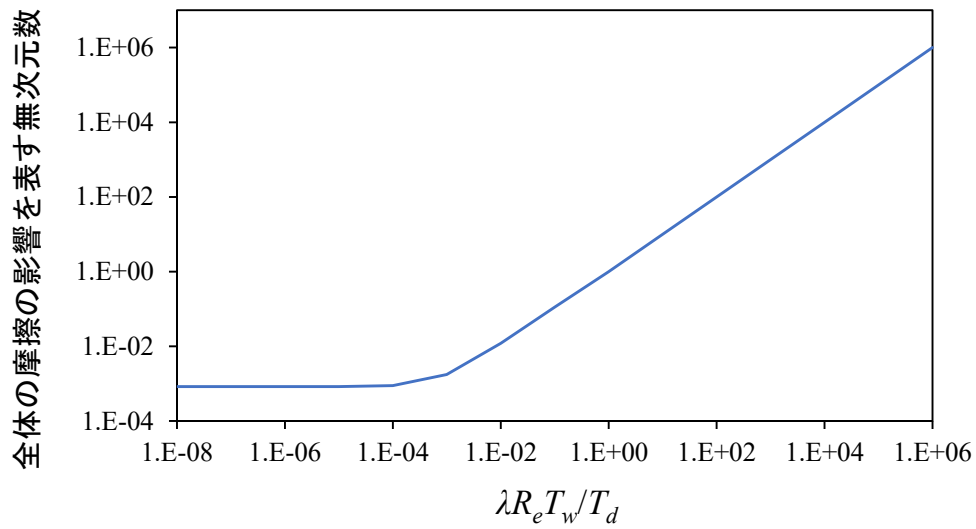


図 A3-4 全体の摩擦の影響を表す無次元数と $\lambda Re T_w / T_d$ との関係

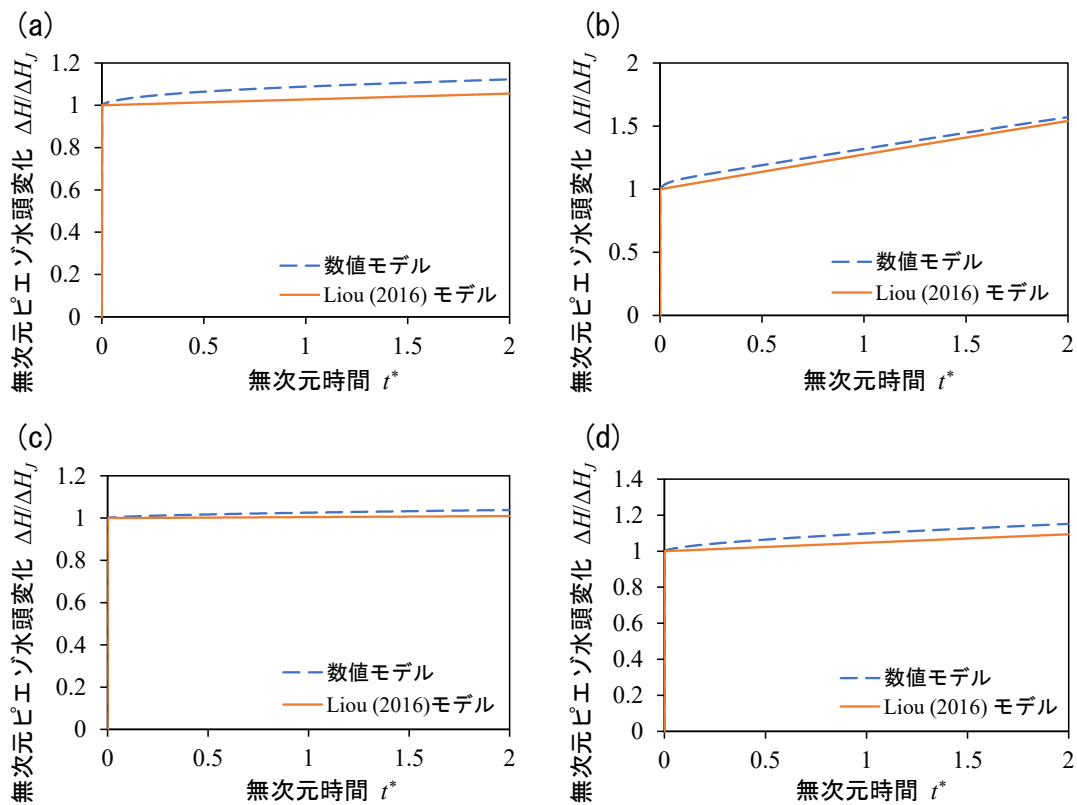


図 A3-5 数値モデルと Liou (2016)モデルによって計算した半周期の圧力波形の比較

(a) Pipe1 (b) Pipe2 (c) Pipe3 (d) Pipe4

Appendix. 4 減衰モデルにおいて漏水部からの反射波を無視できる妥当性について (浅田ら, 2018 ; Asada et al. 2020b)

漏水による圧力波形の減衰 (3-(36)式) において, 漏水部からの反射波を無視できる妥当性について数値シミュレーションを用いて調査を行った。本調査において, 漏水部からの反射波の影響をわかりやすくするため, 摩擦による損失水頭は無視し ($h_L=0$), 2-(19), (20)式を用いて計算を行った。数値シミュレーションは模擬的な弾性管 (全長が $L=1000$ m, 圧力伝播速度が $c=1,000$ m/s, 管径が $D=0.1$ m) を想定して行った。数値シミュレーションの条件は漏水位置が上流水槽から 100 m (上流漏水), 500 m (中間漏水), 900 m (下流漏水) の 3 パターンに設定し, 相対的な漏水の大きさ $a/A=0.001$ とした。各場合において, 下流端のピエゾ水頭 H を水撃作用開始から 50 秒間, 計算で求めた。3-(36)式を導出するのに用いた仮定 $1/16(\Delta H/h_L)^3 \ll 1$ を満たすために, 漏水部下流側の初期流速を $V_{down}=5.0 \times 10^{-2}$ m/s に設定し, 初期ピエゾ水頭 (静水圧) を管全体で $H_0=25$ m に設定した。今回のシミュレーションでは, $\Delta H=cV_{down}/g \approx 5.1$ m, $h_L=H_0=25$ m, $1/16(\Delta H/h_L)^3 \approx 5.3 \times 10^{-4}$ なので $1/16(\Delta H/h_L)^3 \ll 1$ を十分に満たす。漏水量も各場合において, オリフィスの式 (3-(26)式) を用いて導出した。図 A4-1 は ΔH^* の減衰曲線の解析結果と数値計算結果の比較図である。解析結果は 3-(36)式 ($\alpha=0, \beta=1$) を用いて計算を行った。数値計算結果では, 数値シミュレーションによって計算した ΔH^* の絶対値を 1 周期ごとに平均し, プロットした。例えば, $t^*=0-4$ の範囲の ΔH^* の絶対値の平均を求め, その平均値を図 A4-1 の $t^*=2$ にプロットしている。結果から, 3-(36)式によって, ΔH^* の減衰曲線を 4 周期の終わり ($t^*=16$) まで高精度 (約 1% 以下の誤差) に再現できることが明らかになった。以上は, 漏水部からのエネルギー減衰だけを考慮し, 漏水部からの反射波を無視している減衰モデルを使用することで得られる結果である。漏水部からの反射波を無視できる妥当性についてさらに検証を行うため, ΔH に対する反射波の水頭の大きさ f を以下の式に基づいて求めた。この式は Brunone (1999) や Covas (2003) によって報告されているものである。

$$\frac{f}{\Delta H} = \frac{-ca}{2A\sqrt{2gh_L} - ca} \quad \text{A4-(1)}$$

数値シミュレーションの条件では, A4-(1)式での $f\Delta H$ の値は約-0.023 であり, 初期の周期の段階で反射波を無視するには十分に小さい値である。また今回の条件は, 比較的低下 ($h_L=25$ m), 大きな漏水スケール ($a/A=0.001$), 大きな圧力伝播速度 ($c=1,000$ m/s) であり, $f\Delta H$ の値が大きくなりやすい状況であるため, 一般的に初期の段階では $f\Delta H$ の値は十分に小さく, 漏水部からの反射波は無視できると考えられる。

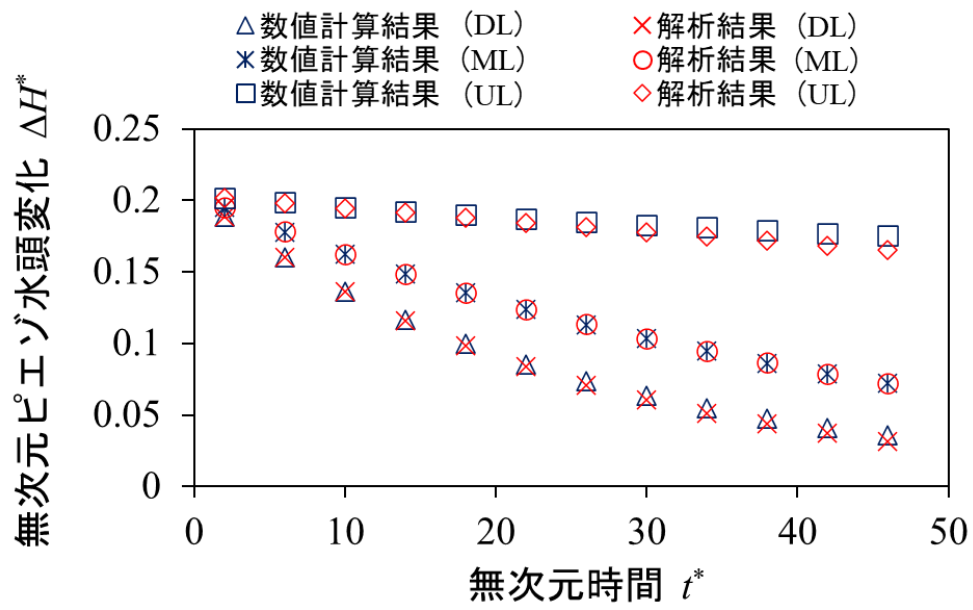


図 A4-1 ΔH^* の減衰曲線の解析結果と数値計算結果の比較図

Appendix. 5 準 2 次元の水撃作用流れについて

A5-1 支配方程式

乱流モデルを用いた準 2 次元水撃作用流れのシミュレーションは、(i)管路過渡流れのエネルギー減衰に関する現状の理解をさらに深め、(ii)乱流の輸送と混合についての詳細な情報を与え、(iii)1 次元水撃作用流れモデルの有効性を評価するために必要なデータを与える。水撃作用流れの乱流モデルの例とその有用性、適用範囲は Vardy and Hwang (1991), Silva-Araya and Chaudhry (1997, 2001), Pezzinga (1999, 2000), Eichinger and Lein (1992), Ghidaoui et al. (2002), Ohmi et al. (1985) によって明らかにされた。本章では、準 2 次元モデルの支配方程式について議論する。

最も広く使用されている準 2 次元支配方程式は、Vardy and Hwang (1991), Ohmi et al. (1985), Wood and Funk (1970), Bratland (1986) によって開発された。これらの方程式は、異なる方法で開発され、異なる形で書かれているが、以下の質量保存式と運動量保存式として表すことができる。

$$\frac{g}{c^2} \left(\frac{\partial H}{\partial t} + u \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v}{\partial r} = 0 \quad \text{A5-(1)}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{1}{r \rho} \frac{\partial r \tau}{\partial r} \quad \text{A5-(2)}$$

r は管径方向の管軸からの距離 (m), $u(x, r, t)$ は局所水平流速 (m/s), $v(x, r, t)$ は局所管径方向流速 (m/s), τ はせん断応力 (N/m²) である。

この連立方程式では、質量保存式における流体の圧縮性のみを考慮している。管径方向の運動量は $\partial H / \partial r = 0$ と仮定することで無視している。したがって、この連立方程式は準二次元であると呼ばれる。せん断応力は以下のように表すことができる。

$$\tau = \rho \nu \frac{\partial u}{\partial r} - \overline{\rho u' v'} \quad \text{A5-(3)}$$

u' , v' は水平方向流速 u と管径方向流速 v それぞれに対応した乱れ成分である。

実際の水撃作用流れのほとんどが乱流なので、乱流モデルにおいて流速の乱れ項である A5-(3) 式の右辺第 2 項を表現する必要がある。

1 次元モデルと同様に圧力波伝播速度 c は一般的に流速 u , v と比較して非常に大きいため、A5-(1), A5-(2) 式で表される支配方程式は非線形の対流項を無視することによって、さらに簡略化することができる。その方程式は以下ようになる。

$$\frac{g}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v}{\partial r} = 0 \quad \text{A5-(4)}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{1}{r \rho} \frac{\partial r \tau}{\partial r} \quad \text{A5-(5)}$$

これらの支配方程式は数値的手法によって解くのが一般的である。準 2 次元運動量方程式

(A5-(5)式) は 1 次元の支配方程式における非定常摩擦の検証にのみ使用される。検証するポイントは以下の二つである。(i) Darcy-Weisbach 式から計算されるエネルギー減衰に対する管断面流速分布から計算されるエネルギー減衰の比であるエネルギー減衰係数, (ii) 管壁における流速勾配あるいはエネルギー減衰から直接計算される壁せん断応力

A5-2 支配方程式の数値解法

準 2 次元の支配方程式は双曲線-放物線型偏微分方程式である。Vardy and Hwang (1991) の数値解法は支配方程式の双曲線部分を特性曲線法で解き, 放物線部分を有限差分法で解くものである。このハイブリッドな解法はいくつかのメリットがある。1つ目として, この解法は圧力波伝播項に特性曲線を使用し, 拡散項に中心差分を使用しているため, 流れの物理性と一貫性がある。2つ目として, 特性曲線法を用いることによって, 特性曲線法を用いた 1 次元水撃作用流れモデルとともに開発されたノウハウの蓄積を利用できる。3つ目として, 微小であることが多い管径方向質量フラックスが Vardy and Hwang (1991) の質量保存式には含まれており, 物理的により正しく精度が良いことが挙げられる。しかし, Vardy and Hwang (1991) の数値モデルの最大の欠点は, 計算量が膨大であるということである。管径方向を計算上 N_r 個の区間に刻む場合, この数値スキームに必要な計算時間は N_r^3 の次元であり膨大である。Vardy and Hwang (1991) のスキームは Zhao and Ghidaoui (2003) によってより効率的な形に修正され, 計算時間は N_r の次元まで減少した。このスキームは管路網の準 2 次元モデルや準 2 次元モデルと精巧な乱流モデルの組み合わせに対してもより適用しやすくなっている。

A5-2.1 Vardy-Hwang スキーム

A5-(4), A5-(5)式の特性方程式の形は以下ようになる。

$$\frac{dH}{dt} \pm \frac{c}{g} \frac{du}{dt} = -\frac{c^2}{g} \frac{1}{r} \frac{\partial q}{\partial r} \pm \frac{c}{g} \frac{1}{r\rho} \frac{\partial(r\tau)}{\partial r} \quad \text{along} \quad \frac{dx}{dt} = \pm c \quad \text{A5-(6)}$$

$q = rv$ である。

A5-(6)式の左辺に対して特性曲線法を用い, 右辺に中心差分を用いる。数値計算格子は図 A5-1 で定義される。管路を管厚が異なる N_r 個の円筒に分割する。 m 番目の円筒の管厚を Δr_m と定義する ($m=1, \dots, j, \dots, N_r$, and $\Delta r_m = r_m - r_{m-1}$)。管路の全長 L を N_x 等分し, $L/N_x = \Delta x$ とする。時間ステップは $\Delta t = \Delta x/c$ と定義される。

図 A5-1 で示す数値計算格子を用いて, 上流, 下流からの特性方程式をそれぞれ積分し, A5-(6)式の右辺の項において, 各諸量を特性方程式の始点と終点における値を重みづけ平均した値として平均化すると以下の式が導出できる。今回は特性方程式の始点と終点の値の平均を各諸量の値として採用した場合を示す。

$$\begin{aligned}
& (H_i^{n+1} - H_{i-1}^n) + \frac{c}{g} (u_{i,j}^{n+1} - u_{i-1,j}^n) \\
&= -\frac{c^2}{g} \frac{\Delta t}{r_j \Delta r_j} \left(\frac{q_{i,j}^{n+1} + q_{i-1,j}^n}{2} - \frac{q_{i,j-1}^{n+1} + q_{i-1,j-1}^n}{2} \right) \\
&+ \frac{c}{g} \frac{\Delta t}{r_j \Delta r_j} \left[\frac{v_{T,j-1} r_{j-1}}{r_j - r_{j-1}} \frac{u_{i,j-1}^{n+1} + u_{i-1,j-1}^n}{2} + \frac{v_{T,j} r_j}{r_{j+1} - r_j} \frac{u_{i,j+1}^{n+1} + u_{i-1,j+1}^n}{2} - \left(\frac{v_{T,j-1} r_{j-1}}{r_j - r_{j-1}} + \frac{v_{T,j} r_j}{r_{j+1} - r_j} \right) \frac{u_{i,j}^{n+1} + u_{i-1,j}^n}{2} \right]
\end{aligned} \tag{A5-7}$$

$$\begin{aligned}
& (H_i^{n+1} - H_{i+1}^n) + \frac{c}{g} (u_{i,j}^{n+1} - u_{i+1,j}^n) \\
&= -\frac{c^2}{g} \frac{\Delta t}{r_j \Delta r_j} \left(\frac{q_{i,j}^{n+1} + q_{i+1,j}^n}{2} - \frac{q_{i,j-1}^{n+1} + q_{i+1,j-1}^n}{2} \right) \\
&+ \frac{c}{g} \frac{\Delta t}{r_j \Delta r_j} \left[\frac{v_{T,j-1} r_{j-1}}{r_j - r_{j-1}} \frac{u_{i,j-1}^{n+1} + u_{i+1,j-1}^n}{2} + \frac{v_{T,j} r_j}{r_{j+1} - r_j} \frac{u_{i,j+1}^{n+1} + u_{i+1,j+1}^n}{2} - \left(\frac{v_{T,j-1} r_{j-1}}{r_j - r_{j-1}} + \frac{v_{T,j} r_j}{r_{j+1} - r_j} \right) \frac{u_{i,j}^{n+1} + u_{i+1,j}^n}{2} \right]
\end{aligned} \tag{A5-8}$$

i, j は空間ステップの位置, n は時間ステップの位置を表し, 格子点の座標は $(i\Delta x, r_j, n\Delta t)$ で表すことができる。 Δt は時間ステップ, $r_j = \sum_{m=1}^j \Delta r_m$; $\bar{r}_j = (r_{j-1} + r_j)/2$; $r_0 = 0$, v_T は動粘性係数の総和である。

A5-(7), A5-(8)式は以下のように整理することができる。

$$\begin{aligned}
& H_i^{n+1} - 1/2 C_{q_1}(j) q_{i,j-1}^{n+1} + 1/2 C_{q_2}(j) q_{i,j}^{n+1} - 1/2 C_{u_1}(j) u_{i,j-1}^{n+1} + \left[\frac{c}{g} + 1/2 C_{u_2}(j) \right] u_{i,j}^{n+1} - 1/2 C_{u_3}(j) u_{i,j+1}^{n+1} \\
&= H_{i-1}^n + 1/2 C_{q_1}(j) q_{i-1,j-1}^n - 1/2 C_{q_2}(j) q_{i-1,j}^n + 1/2 C_{u_1}(j) u_{i-1,j-1}^n + \left[\frac{c}{g} - 1/2 C_{u_2}(j) \right] u_{i-1,j}^n + 1/2 C_{u_3}(j) u_{i-1,j+1}^n
\end{aligned} \tag{A5-9}$$

$$\begin{aligned}
& H_i^{n+1} - 1/2 C_{q_1}(j) q_{i,j-1}^{n+1} + 1/2 C_{q_2}(j) q_{i,j}^{n+1} + 1/2 C_{u_1}(j) u_{i,j-1}^{n+1} - \left[\frac{c}{g} + 1/2 C_{u_2}(j) \right] u_{i,j}^{n+1} + 1/2 C_{u_3}(j) u_{i,j+1}^{n+1} \\
&= H_{i+1}^n + 1/2 C_{q_1}(j) q_{i+1,j-1}^n - 1/2 C_{q_2}(j) q_{i+1,j}^n - 1/2 C_{u_1}(j) u_{i+1,j-1}^n - \left[\frac{c}{g} - 1/2 C_{u_2}(j) \right] u_{i+1,j}^n - 1/2 C_{u_3}(j) u_{i+1,j+1}^n
\end{aligned} \tag{A5-10}$$

A5-(9), A5-(10)式の係数は以下のように表すことができる。

$$C_{q_1}(j) = C_{q_2}(j) = \frac{c^2 \Delta t}{g} \frac{1}{r_j \Delta r_j}$$

$$C_{u_1}(j) = \frac{c \Delta t v_{Tj-1}}{g} \frac{1}{r_j \Delta r_j} \frac{r_{j-1}}{(r_j - r_{j-1})}$$

$$C_{u_3}(j) = \frac{c \Delta t v_{Tj}}{g} \frac{1}{r_j \Delta r_j} \frac{r_j}{(r_{j+1} - r_j)}$$

$$C_{u_2}(j) = C_{u_1}(j) + C_{u_3}(j)$$

あるパイプの位置 i において, 各円筒につき二つの式ができる。円筒は全部で N_r 個あるの

で、特性方程式の数は $2N_r$ 個である。したがってすべての円筒における座標 $(i, n+1)$ の支配方程式は $\mathbf{Az} = \mathbf{b}$ のような行列の形で書くことができる。 \mathbf{A} は $2N_r \times 2N_r$ の行列であり、以下のような形で表せる。

$$\begin{pmatrix} 1 & \frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(1) & \frac{1}{2}C_{q2}(1) & -\frac{1}{2}C_{u3}(1) & & & \\ 1 & -\left[\frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(1)\right] & \frac{1}{2}C_{q2}(1) & \frac{1}{2}C_{u3}(1) & & & \\ & \vdots & & \vdots & & & \\ 1 & \cdots & -\frac{1}{2}C_{u1}(j) & -\frac{1}{2}C_{q1}(j) & \frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(j) & \frac{1}{2}C_{q2}(j) & -\frac{1}{2}C_{u3}(j)\cdots \\ 1 & \cdots & \frac{1}{2}C_{u1}(j) & -\frac{1}{2}C_{q1}(j) & -\left[\frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(j)\right] & \frac{1}{2}C_{q2}(j) & \frac{1}{2}C_{u3}(j)\cdots \\ & \vdots & & \vdots & & \vdots & \\ 1 & \cdots & & & -\frac{1}{2}C_{u1}(Nr) & -\frac{1}{2}C_{q1}(Nr) & \frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(Nr) \\ 1 & \cdots & & & \frac{1}{2}C_{u1}(Nr) & -\frac{1}{2}C_{q1}(Nr) & -\left[\frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(Nr)\right] \end{pmatrix}$$

$\mathbf{z} = \{H_i^{n+1}, u_{i,1}^{n+1}, q_{i,1}^{n+1}, \dots, u_{i,j}^{n+1}, q_{i,j}^{n+1}, \dots, u_{i,Nr-1}^{n+1}, q_{i,Nr-1}^{n+1}, u_{i,Nr}^{n+1}\}^T$ は未知のベクトル、 T は転置の演算子を表す。 \mathbf{b} は時間ステップ n におけるピエゾ水頭と流速に関する既知ベクトルである。したがって、すべての円筒における座標 $(i, n+1)$ のピエゾ水頭、水平方向、管径方向の流速は $\mathbf{A}^{-1}\mathbf{b}$ のベクトルとして表すことができる。行列 \mathbf{A} の要素は疎らに配置しているため、 \mathbf{A} の逆行列を求めるのは非常に計算量が膨大である。以上の理由からこのスキームは適当ではない。

A5-2.2 修正 Vardy-Hwang スキーム

準-2次元モデルを実際のパイプシステムの解析や数値実験を行うためのツールとして広く受け入れられるようにするためには、Vardy-Hwang スキームの効率を向上させることが必要不可欠である。ここでは、さらに効率的なスキームに繋がる A5-(9), A5-(10)式の代数的操作を示す。各円筒において、A5-(10)式から A5-(9)式を差し引くと、 $\mathbf{Bu} = \mathbf{b}_u$ のような行列の形で結果を書くことができる。 \mathbf{B} は $N_r \times N_r$ の三重対角行列であり、以下のように表すことができる。

$$\begin{pmatrix} \frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(1) & -\frac{1}{2}C_{u3}(1) & & & \\ & \vdots & & & \\ \dots & -\frac{1}{2}C_{u1}(j) & \frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(j) & -\frac{1}{2}C_{u3}(j) & \dots \\ & & \vdots & & \\ & & & -\frac{1}{2}C_{u1}(Nr) & \frac{c}{g} + \frac{1}{2}C_{u2}(Nr) \end{pmatrix}$$

$\mathbf{u} = \{u_{i,1}^{n+1}, \dots, u_{i,j}^{n+1}, \dots, u_{i,Nr}^{n+1}\}^T$ は水平方向流速の未知ベクトル, \mathbf{b}_u は時間ステップ n における H , u , q で構成される式を要素に持つ既知ベクトルである。

次に A5-(9), A5-(10)式の和を求めることで各円筒につき, 一つの式ができる。この段階ではすべての円筒 ($j = 1, 2, \dots, Nr$) の式において H_i^{n+1} が存在する。そこで $j = 2, \dots, Nr$ において円筒 j で有効な式から円筒 $j-1$ で有効な式を差し引くことで, H_i^{n+1} をなくすことができる。以上の結果を行列の形で書くと, $\mathbf{C}\mathbf{v} = \mathbf{b}_v$ と表すことができる。 \mathbf{C} は $N_r \times N_r$ の三重対角行列であり, 以下のように表すことができる。

$$\begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2}C_{q2}(1) & & & \\ 0 & -\left[\frac{1}{2}C_{q1}(2) + \frac{1}{2}C_{q2}(1)\right] & \frac{1}{2}C_{q2}(2) & & \\ & \vdots & & & \\ \dots & \frac{1}{2}C_{q1}(j-1) & -\left[\frac{1}{2}C_{q1}(j) + \frac{1}{2}C_{q2}(j-1)\right] & \frac{1}{2}C_{q2}(j) \dots & \\ & & \vdots & & \\ & \dots & \frac{1}{2}C_{q1}(Nr-1) & -\left[\frac{1}{2}C_{q1}(Nr) + \frac{1}{2}C_{q2}(Nr-1)\right] & \end{pmatrix}$$

$\mathbf{v} = \{H_i^{n+1}, q_{i,1}^{n+1}, \dots, q_{i,Nr}^{n+1}\}^T$ はピエゾ水頭と管径方向流速を含む未知ベクトル, \mathbf{b}_v は時間ステップ n における H , u , q で構成される式を要素に持つ既知ベクトルである。

\mathbf{B} , \mathbf{C} の逆行列は the efficient Thomas algorithm (Ferziger and Peric, 1996) によって効率的に求めることができるため, \mathbf{u} , \mathbf{v} も効率的に求められる。

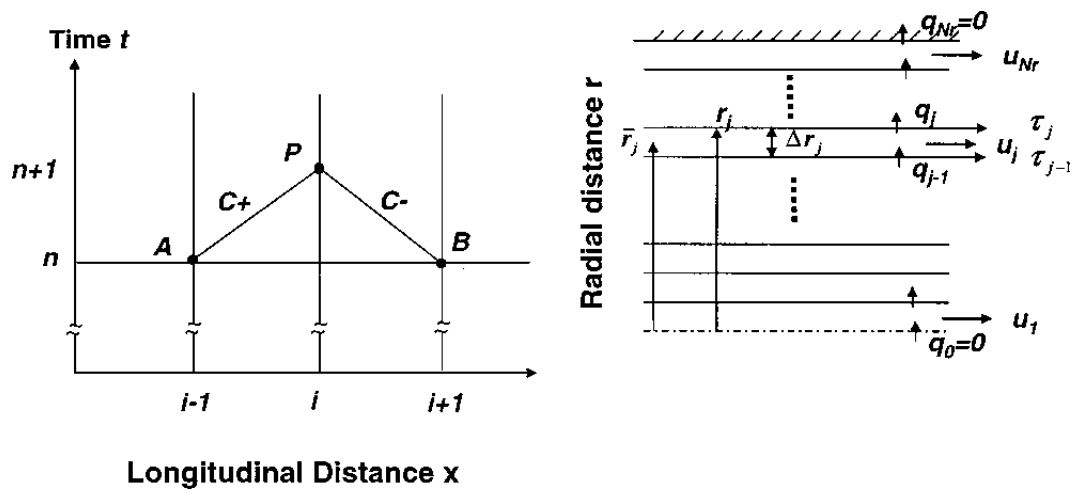


図 A5-1 Vardy-Hwang スキームに対する数値計算格子
 (Zhao, M., & Ghidaoui, M.S., 2003 から抜粋)

Appendix. 6 らせん構造が圧力波形に高周波成分をもたらす理由

本研究では、曲がり部を多数含むらせん構造を持つ模型管路を用いて実験を行った。管路の曲がり部が管内の圧力波形に及ぼす影響については、第 2 章で説明した流体と管路構造の相互作用モデル (fluid-structure interaction model, FSI モデル (Tijsseling, 1990; 1996, Wiggert et al., 1987; Wiggert & Tijsseling, 2001; Dalleli et al, 2015)) と関連して説明されることが多い。よって、ここではまず FSI モデルについて説明した後、模型管路内の圧力波形に高周波成分がもたらされる理由について考察を行う。

慣例的な過渡流れ解析では、管路の弾性は圧力波の伝播速度に組み込まれている (2-(4)式) が、管路の慣性や動きは考慮されていない。これは管路系がしっかりと固定されていることで成立する仮定であり、本研究ではこの仮定の下、圧力変動を用いた漏水検知法について調査を行ってきた。管路系がしっかりと固定されていない場合は、流体と管路構造の相互作用 (FSI) がより重要になってくる。その場合は流体と管路系の全体的な挙動を一緒に扱う必要があり、その際に用いられるモデルが FSI モデルである。FSI モデルには、三つの相互作用メカニズムが存在し、それぞれ **Poisson coupling**, **friction coupling**, **junction coupling** と呼ばれる。**Poisson coupling** は圧力変動によって引き起こされる円周方向の応力振動に付随して発生する管軸方向の応力振動に関連するものである (慣例的な過渡流れ解析では円周方向の応力振動は考慮しているが、管軸方向の応力振動は考慮していない)。この二つの応力振動の関係はよく知られたポアソン比によって表される。管軸方向の応力振動、それに伴う管軸方向のひずみ振動は管壁上を波として伝わり、その速さは単一梁の音速とほぼ同じである。これによる管内の圧力波伝播速度への影響は Korteweg (1878) が説明を与えており、この影響を考慮した圧力波伝播速度は 2-(5)式で表される。第 2 章で説明したポアソン効果は管路の慣性や動きを考慮しない圧力波伝播速度への影響だけを考える狭義の **Poisson coupling** といえる。**Friction coupling** は過渡現象時に壁面に作用するせん断応力によって説明されるメカニズムであり、大抵の場合、他の二つのメカニズムと比較して重要ではない。以上、**Poisson coupling** と **Friction coupling** は両方とも管軸上全体に作用するものである。それに対し、**Junction coupling** は曲がり部、T 字管、バルブ、オリフィスなどの管路の局所的な部分における運動量変化や圧力変化によって説明されるものであるため、局所的に作用する。そして、大抵の場合、**Junction coupling** が三つのメカニズムの中で最も重要であるとされている。

既往の研究 (Tijsseling, 1990; 1996, Wiggert et al., 1987; Wiggert & Tijsseling, 2001; Dalleli et al, 2015) において、**Junction coupling** によって圧力波が曲がり部を通過すると曲がり部下流では同位相の圧力変化、曲がり部上流では逆位相の圧力変化が生じ、下流端で測定した圧力波形には振動成分が生じることが報告されている。また、FSI を考慮した圧力波形は考慮していない圧力波形と比較して位相や波形全体の形が大きく異なっていることも報告されている。一方、本研究で用いた模型管路で計測された圧力波形には高周波成分は存在するものの、圧力波形の周期や波形全体の形は FSI を考慮していない慣例的な過渡流れ解析で表現

できる。このことから模型管路はしっかりと固定されており、FSI を考慮する必要がないことが改めて確認できる。よって、以上の FSI モデルに関するレビューから、模型管路内の圧力波形に高周波成分がもたらされる理由は、曲がり部によって局所的な運動量変化が生じ、それが管内過渡流れに影響を与えるためであると推察できる（管路の慣性や動きは考慮しない）。曲がり部の局所的な運動量変化を数値モデル上で再現するためには、曲がり部で成立する運動量保存則を内部境界条件としてモデルに与えればよい。曲がり部で成立する運動量保存則を表現するためには、最低でも 2 次元の流れの運動を考えなければいけない。しかし、Zhang et al., 2019 は 1 次元の水撃作用流れモデルにおいて、曲がり部の影響を再現する手法を提案している。この手法は正確には実際の現象を表していないと考えられるが、大まかな曲がり部の影響を表すことができるため、以降では Zhang et al., 2019 の手法を用いて考察を行う。まず、図 A6-1 のような模型管路の曲がり部を考える。曲がり部の入り口と出口の間のコントロールボリュームを考えると、この中では以下の運動量保存則が成立する。

$$\frac{d(mV)}{dt} = P_1A - P_2A - h_b\rho gA \quad \text{A6-(1)}$$

左辺はコントロールボリューム内の運動量変化を表しており、 h_b は曲がり部による局所損失水頭 (m) を表している。入口から流入する運動量変化と出口から流出する運動量変化は $Q_1 = Q_2$ より等しいので相殺され、A6-(1)式には表れない。コントロールボリューム内の質量 m は変化しないと考え、A6-(1)式を変形すると以下のようなになる。

$$\frac{\rho r\theta A}{A} \frac{dQ}{dt} = \rho gA(H_1 - H_2) - h_b\rho gA \quad \text{A6-(2)}$$

さらに式を整理すると

$$\frac{r\theta}{Ag} \frac{dQ}{dt} = (H_1 - H_2) - \frac{KQ|Q|}{2gA^2} \quad \text{A6-(3)}$$

K は曲がり部損失係数であり、主に偏角 θ 、流速、流体密度によって決定される。模型管路には上流から約 25 m 間隔で 35 か所曲がり部があるとして、A6-(3)式を内部境界条件として数値モデルに組み込み、模型管路内の圧力波形を数値シミュレーションで計算した。図 A6-2 に圧力波形の計算結果と実測結果の比較を示す。数値シミュレーションによって圧力波形の高周波成分を再現することはできたが、正確な振幅や周期まで再現することはできなかった。さらに実測の圧力波形の再現精度を高めるためには、各曲がり部の位置や各曲がり部の偏角 θ や曲率半径 r を正確に再現または調整する必要がある。また、管路最下流の曲がり部において、曲がり部入口（上流側）と出口（下流側）の圧力変化のグラフを図 A6-3 に示す。曲がり部出口（下流側）では、圧力変化は最大ジューコフスキー圧力上昇量 ΔH_J より大きく、曲がり部入口（上流側）では、圧力変化は最大ジューコフスキー圧力上昇量 ΔH_J より小さくなっており、時間の経過とともにどちらも最大ジューコフスキー圧力上昇量 ΔH_J で一定となる。これは、曲がり部下流では同位相の圧力変化、曲がり部上流では逆位相の圧力

変化が生じる **Junction coupling** の効果と一致する。曲がり部出口（下流側）において、最大ジュールコフスキー圧力上昇量 ΔH_J よりも微小な圧力変化分だけ大きく圧力が上昇してきた時点で、その微小な圧力変化分だけ反射波が生じ（図 A6-4(a)）、そのあと曲がり部出口（下流側）の圧力が下降して最大ジュールコフスキー圧力上昇量 ΔH_J で一定になった時点で、下降した微小な圧力変化分だけさらに反射波として追加される（図 A6-4(b)）。つまり、圧力波が曲がり部を通過すると、圧力が上昇し下降するような小さな波が反射波として発生する。よって、各曲がり部からこの反射波が下流端に到達することで、下流端の圧力波形に高周波成分が生じると理解できる。最終的に曲がり部を通過する圧力波は図 A6-3 の二つの圧力波形を重ね合わせた形になるので、再び最大ジュールコフスキー上昇量 ΔH_J の圧力波に戻ると考えられる。

A6-(3)式からもわかる通り、曲がり部には局所的な摩擦損失も存在するが、それが圧力波形に及ぼす影響を最後に考える。先ほど計算した圧力波形と A6-(3)式の右辺第 2 項である摩擦損失項を除いて計算した圧力波形を比較した結果を図 A6-5 に示す。図を見てわかる通り二つの圧力波形には差がないことから、曲がり部の局所摩擦損失が圧力波形に与える影響はほぼないと言っていい。よってこのことから、圧力波形に高周波成分が生じる理由は曲がり部の局所的な運動量変化であると言える。

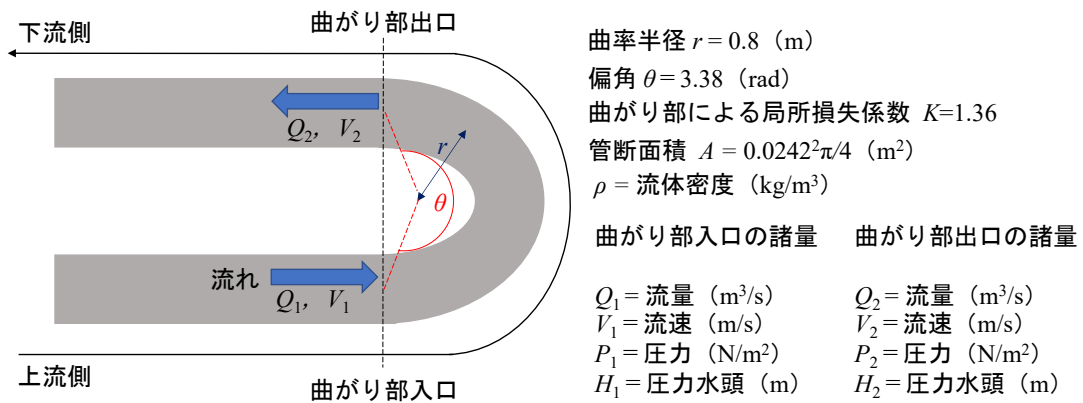


図 A6-1 曲がり部内に設定したコントロールボリュームの模式図

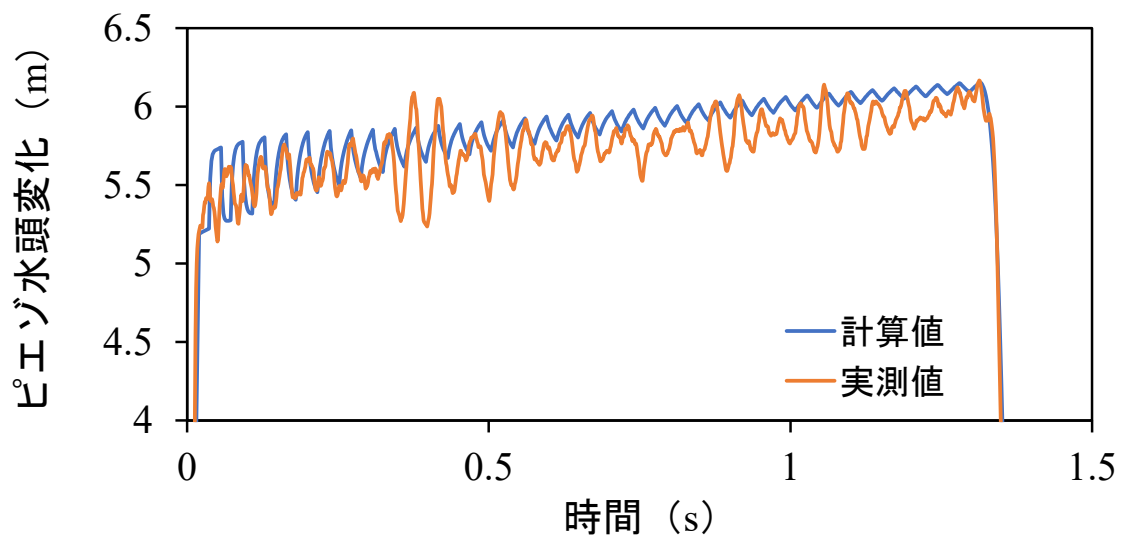


図 A6-2 模型管路における圧力波形の計算値（曲がり部の影響を考慮した場合）と実測値の比較

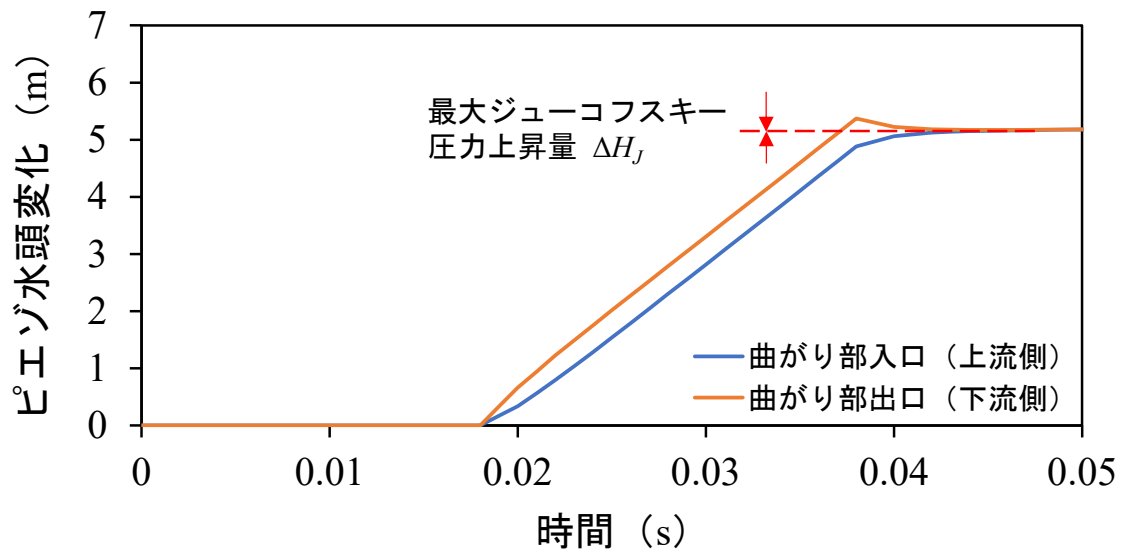


図 A6-3 曲がり部入口（上流側）と出口（下流側）における圧力波形の比較

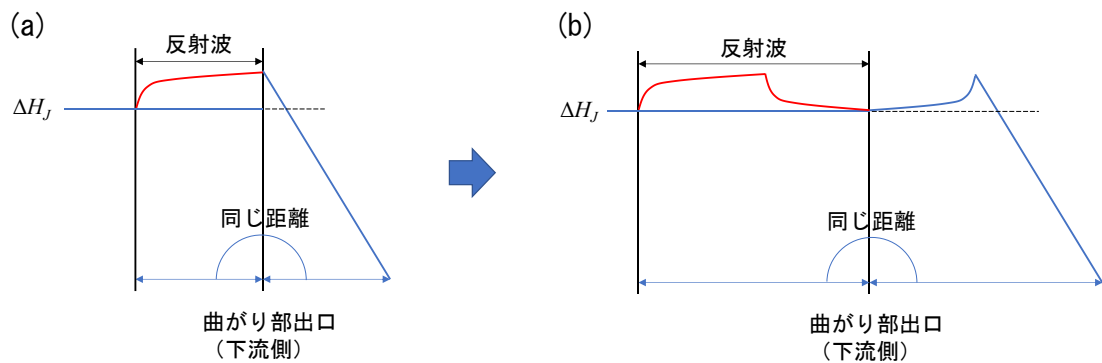


図 A6-4 曲がり部出口（下流側）に圧力波が通過する時の圧力断面形の模式図（反射波発生の様子）(a) 曲がり部出口の圧力変化の上昇が完了した場合 (b) 曲がり部出口の圧力変化が最大ジュールコフスキー圧力上昇量 ΔH_J で一定となった場合

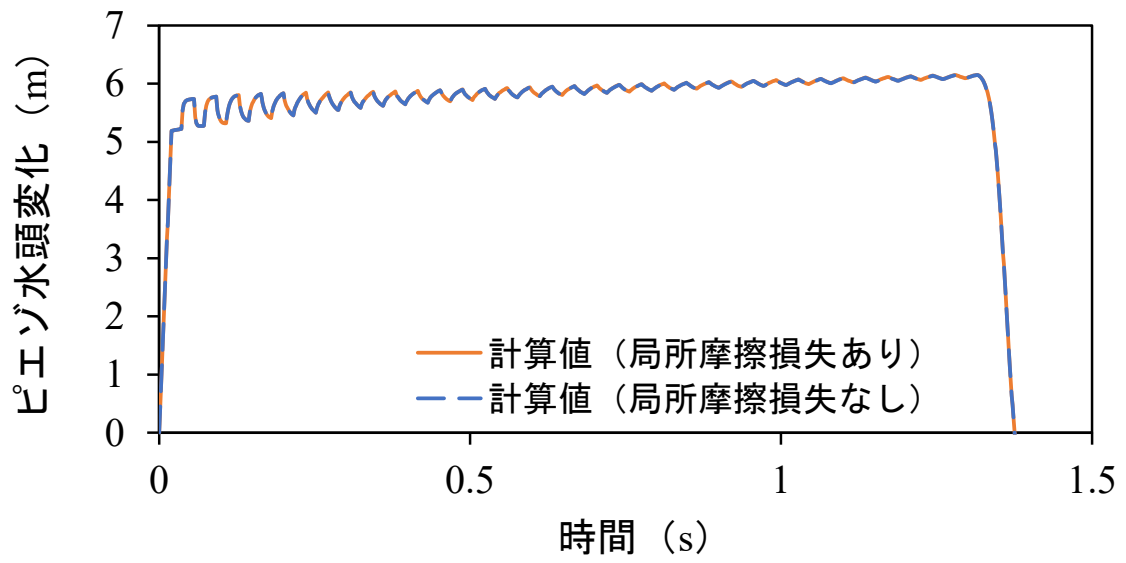


図 A6-5 模型管路における曲がり部の局所摩擦損失の有無による圧力波形の計算値の違い

参考文献

- (1) 浅田洋平, 木村匡臣, 安瀬地一作, 飯田俊彰, 久保成隆 (2018a) : 漏水中の管水路における水撃圧波形を利用した漏水位置と漏水量の推定 土木学会論文集 B1 (水工学), 74(4), I_613-I_618.
https://doi.org/10.2208/jscejhe.74.I_613
- (2) 浅田洋平, 木村匡臣, 安瀬地一作, 飯田俊彰, 久保成隆 (2018b) : 管路内の圧力波形の減衰メカニズムの解明 土木学会論文集 B1 (水工学), 74(5), I_769-I_774.
https://doi.org/10.2208/jscejhe.74.5_I_769
- (3) 浅田洋平, 木村匡臣, 安瀬地一作, 飯田俊彰, 久保成隆 (2019) : 管水路内のエネルギー減衰を利用した漏水検知法の適用性検討 土木学会論文集 B1 (水工学), 75(2), I_799-I_804.
https://doi.org/10.2208/jscejhe.75.2_I_799
- (4) 浅田洋平, 木村匡臣, 安瀬地一作, 飯田俊彰 (2020) : 多点漏水や管固有の構造を有する管水路における圧力波形を利用した漏水検知法 土木学会論文集 B1 (水工学), 76(2), I_937-I_942.
- (5) Y. ASADA, M. KIMURA, I. AZECHI, T. IIDA, & N. KUBO (2019). Leak detection by monitoring pressure to preserve integrity of agricultural pipe. Paddy and Water Environment, 17(3), pp. 351-358.
<https://doi.org/10.1007/s10333-019-00730-5>
- (6) Y. ASADA, M. KIMURA, I. AZECHI, T. IIDA, & N. KUBO (2020a). Transient damping method for narrowing down leak location in pressurized pipelines. Hydrological Research Letters, 14(1), pp. 41-47.
<https://doi.org/10.3178/hrl.14.41>
- (7) Y. ASADA, M. KIMURA, I. AZECHI, T. IIDA, & N. KUBO (2020b). Leak detection method using energy dissipation model in a pressurized pipeline. Journal of Hydraulic Research (印刷中)
- (8) 秋元徳三 (2004) : 水撃作用と圧力変動[改訂版] 第1編「基礎式および諸定数」 (財) 電力中央研究所, pp. 16-23, 34-35.
- (9) 島田正志 (2008) : 水理学 流れ学の基礎と応用 東京大学出版
- (10) 東京都水道局 (2019) : 事業概要令和元年版 第3章水道事業の課題と主要施策, 第4 漏水防止 pp. 86-90.
- (11) (独) 農業・食品産業技術総合研究機構 農村工学研究所, (株)NTC コンサルタンツ (2015): H26 年度パイプライン漏水検知技術とりまとめ業務報告書 第3章.
- (12) 農村振興局 (2017) : 農業用水利施設におけるストックマネジメントの取組について

- (13)農林水産省農村振興局整備部設計課 (2009) : 土地改良事業計画設計基準及び運用・解説 設計「パイプライン」 (社) 農業農村工学会, pp. 144-156, 222, 224.
- (14)Ali, H., & Choi, J. (2019). A review of underground pipeline leakage and sinkhole monitoring methods based on wireless sensor networking. *Sustainability* **11**: 4007.
- (15)Allievi, L. (1903). Teoria generale del moto perturbato dell'acqua nei tubi in pressione. *Ann. Soc. Ing. Arch. Italiana* (French translation by Allievi (1904, *Revue de mécanique*).
- (16)Allievi, L. (1913). Teoria del colpo d'ariete. *Atti Collegio Ing. Arch.* (English translation by Halmos EE 1929), "The Theory of Waterhammer," *Trans. ASME*.
- (17)AL-Khomairi, A. (2008). Leak detection in long pipelines using the least squares method. *J. Hydraulic Res.* **46**(3), pp. 392–401.
- (18)Asian Development Bank. (2010). The issues and challenges of reducing non-revenue water. Mandaluyong City, Philippines; 51.
- (19)AWWA Water Loss Control Committee, August (2003). Applying worldwide BMPs in water loss control. *Journal of AWWA.* **95** (8), pp. 65–79.
- (20)Axworthy, D.H., Ghidaoui, M.S., & McInnis, D.A. (2000). Extended Thermodynamics Derivation of Energy Dissipation in Unsteady Pipe Flow. *J. Hydraul. Eng.* **126**(4), pp. 276–287.
- (21)Bergant, A. & Simpson, A.R. (1994). Estimating Unsteady Friction in Transient Cavitating Pipe Flow. *Proc. 2nd Int. Conf. on Water Pipeline Systems*, Edinburgh, UK, May 24–26, BHRA Group Conf. Series Publ. No. 110, pp. 3–15.
- (22)Bergant, A., Simpson, A.R., & Vitkovsky, J. (2001). Developments in Unsteady Pipe Flow Friction Modelling. *J. Hydraul. Res.* **39**(3), pp. 249–257.
- (23)Brunone, B. (1999). Transient test-based technique for leak detection in outfall pipes. *J. Water Resources Planning and Management* **125**(5), pp. 302–306.
- (24)Brunone, B., & Ferrante, M. (2001). Detecting leaks in pressurized pipes by means of transients. *J. Hydraulic Res.* **39**(4), pp. 1–9.
- (25)Brunone, B., Ferrante, M., & Cacciamani, M. (2004). Decay of pressure and energy dissipation in laminar transient flow. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, **126**(6), pp. 928–934.
- (26)Brunone, B. & Golia, U.M. (1991). Some Considerations on Velocity Profiles in Unsteady Pipe Flows. *Proc. Int. Conf. on Entropy and Energy Dissipation in Water Resources*, Maratea, Italy, pp. 481–487.
- (27)Brunone, B., Golia, U.M., & Greco, M. (1991a). Some Remarks on the Momentum Equation for Fast Transients. *Proc. Int. Conf. on Hydr. Transients With Water Column Separation*, IAHR, Valencia, Spain, pp. 201–209.
- (28)Brunone, B., Golia, U.M., & Greco, M. (1991b). Modelling of Fast Transients by Numerical Methods. *Proc. Int. Conf. on Hydr. Transients With Water Column Separation*, IAHR, Valencia,

- Spain, 273–280.
- (29) Brunone, B., Golia, U.M., & Greco, M. (1995). Effects of Two-Dimensionality on Pipe Transients Modeling. *J. Hydraul. Eng.* 121(12), pp. 906–912.
- (30) Brunone, B., Karney, B.W., Mecarelli, M., & Ferrante, M. (2000). Velocity Profiles and Unsteady Pipe Friction in Transient Flow. *J. Water Resour. Plan. Manage.* 126(4), pp. 236–244.
- (31) Brunone, B., Meniconi, S., & Capponi, C. (2018). Numerical analysis of the transient pressure damping in a single polymeric pipe with a leak. *Urban Water Journal*, 15(8), pp. 760-768.
- (32) Bratland, O. (1986). Frequency-Dependent Friction and Radial Kinetic Energy Variation in Transient Pipe Flow. *Proc. 5th Int. Conf. on Pressure Surges*, BHRA, Hannover, Germany, pp. 95–101.
- (33) *Caroline van den Berg*. (2014). The Drivers of Non-Revenue Water: How Effective Are Non-Revenue Water Reduction Programs. World Global Practice Group Policy Research Working Paper 6997, World Bank.
- (34) Carpenter, R.C. (1893). Experiments on Waterhammer. *Trans. ASME*, 15.
- (35) Carstens, M.R., & Roller, J.E. (1959). Boundary-Shear Stress in Unsteady Turbulent Pipe Flow. *J. Hydraul. Div., Am. Soc. Civ. Eng.* 85(HY2), pp. 67–81.
- (36) Chatzigeorgiou, D., Youcef-Toumi, K., & Ben-Mansour, R. (2015). Design of a novel in-pipe reliable leak detector. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*. 20, pp. 824–833.
- (37) Chaudhry, M.H. (1987). *Applied Hydraulic Transients*, Van Nostrand Reinhold, New York.
- (38) Colombo, A.F., & Karney, B.W. (2002). Energy and costs of leaks: toward a comprehensive picture. *Journal of Water Resources Planning and Management*. ASCE, 128(6), pp. 441–450.
- (39) Colombo, A.F., Lee, P., & Karney, B.W. (2009). A selective literature review of transient-based leak detection methods. *Journal of Hydro-Environment Research*, pp. 212–227. <https://doi.org/10.1016/j.jher.2009.02.003>
- (40) Covas, D.I.C. (2003). Inverse transient analysis for leak detection and calibration of water pipe systems modelling special dynamic effects (Doctoral dissertation). Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, UK. Retrieved from [http://www.civil.ist.utl.pt/~didia/Publications/Didia PhD Thesis Final - complete \(2003\).pdf](http://www.civil.ist.utl.pt/~didia/Publications/Didia PhD Thesis Final - complete (2003).pdf).
- (41) Covas, D., Ramos, H., & Almeida, A.B. (2005). Standing wave difference method for leak detection in pipeline systems. *J. Hydraulic Eng.* 131(12), pp. 1106–1116.
- (42) Covas, D., Ramos, H., Lopes, N., & Almeida, A.B. (2006). Water pipe system diagnosis by transient pressure signals. In: *Eighth Annual Water Distribution Systems Analysis Symposium*, Cincinnati, OH, August, pp. 27–30.
- (43) Daily, J.W., Hankey, W.L., Olive, R.W., & Jordaan, J.M. (1956). Resistance Coefficients for Accelerated and Decelerated Flows Through Smooth Tubes and Orifices. *Trans. ASME* 78(July), pp. 1071–1077.

- (44)Dalleli, M., Bouaziz, M. A., Guidara, M. A., Hadj-Taïeb, E., Schmitt, C., & Azari, Z. (2015). Effect of water hammer on bent pipes in the absence or presence of a pre-crack. *Lecture Notes in Mechanical Engineering*. pp. 735–744.
- (45)Duan, H.-F., Che, T.-C., Lee, P.J., & Ghidaoui, M.S. (2018). Influence of nonlinear turbulent friction on the system frequency response in transient pipe flow modelling and analysis. *Journal of Hydraulic Research*, 56(4), pp. 451–463.
- (46)Duan, H.-F., Ghidaoui, M.S., Lee, P.J., Tung, Y.K. (2012). Relevance of unsteady friction to pipe size and length in pipe fluid transients. *Journal of Hydraulic Engineering*, 562 138(2), pp. 154–166.
- (47)Duan, H.-F., Lee, P.J., Ghidaoui, M.S., Tung, Y.-K. (2010). Essential system response information for transient-based leak detection methods. *Journal of Hydraulic Research*, 48(5), pp. 650–657.
- (48)Duan, H.-F., Meniconi, S., Lee, P.J., Brunone, B., & Ghidaoui, M.S. (2017). Local and integral energy-based evaluation for the unsteady friction relevance in transient pipe flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 143(7), 04017015 1–11.
- (49)Eichinger, P., & Lein, G. (1992). The influence of friction on unsteady pipe flow. *Proc., Int. Conf. on Unsteady Flow and Fluid Transients*, Durham, England, pp. 41–50.
- (50)El-Zahab & Zayed. (2019). Leak detection in water distribution networks: an introductory overview. *Smart Water*, 4:5. <https://doi.org/10.1186/s40713-019-0017-x>
- (51)Ferrante, M., & Brunone, B. (2003). Pipe system diagnosis and leak detection by unsteady-state tests-1: Harmonic analysis. *Advances in Water Res.* 26(1), pp. 95–105.
- (52)Ferrante, M., Brunone, B., & Meniconi, S. (2007). Wavelets for the analysis of transient pressure signals for leak detection. *J. Hydraulic Eng.* 133(11), pp. 1274–1282.
- (53)Ferrante, M., Brunone, B., & Meniconi, S. (2009). Leak-edge detection. *J. Hydraulic Res.* 47(2), pp. 233–241.
- (54)Frizell, J.P. (1898). Pressures Resulting from Changes of Velocity of Water in Pipes. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.* 39, pp. 1–18.
- (55)Ghidaoui, M.S., & Mansour, S. (2002). Efficient Treatment of the Vardy-Brown Unsteady Shear in Pipe Transients. *J. Hydraul. Eng.* 128(1), pp. 102–112.
- (56)Ghidaoui, M.S., Mansour, S., & Zhao, M. (2002). Applicability of Quasi Steady and Axisymmetric Turbulence Models in Water Hammer. *J. Hydraul. Eng.* 128(10), pp. 917–924.
- (57)Ghidaoui, M.S., Zhao, M., McInnis, D.A., & Axworthy, D.H. (2005). A Review of Water Hammer Theory and Practice. *Applied Mechanics Reviews*, 58(1), 49.
- (58)González-Gómez, F., García-Rubio, M.A., & Guardiola, J. (2011). Why is non-revenue water so high in so many cities? *International, Journal of Water Resources Development*. 27, pp. 345–360.
- (59)Greco, M. (1990). Some Recent Findings On Column Separation During Water Hammer.

- Excerpta, G.N.I., Padua, Italy, Libreria Progetto, ed., 5, pp. 261–272.
- (60) Haghghi, A., Covas, D., & Ramos, H. (2012). Direct backward transient analysis for leak detection in pressurized pipelines: From theory to real application. *Journal of Water Supply: Research and Technology - AQUA*, 61(3), pp. 189–200.
- (61) Jaeger, C. (1933). *Theorie Generale du Coup de Belier*, Dunod, Paris.
- (62) Jaeger, C. (1956). *Engineering Fluid Mechanics* translated from German by P.O. Wolf, Blackie, London.
- (63) Joukowsky, N. (1904). *Proceedings of the American Water Works Association*, 24, pp. 341–424.
- (64) Kagawa, T., Lee, I., Kitagawa, A., & Takenaka, T. (1983). High Speed and Accurate Computing Method of Frequency-Dependent Friction in Laminar Pipe Flow for Characteristics Method. *Transactions of the Japanese Society of Mechanical Engineers*, 49(447), pp. 2638-2644. (in Japanese)
- (65) Karney, B.W. (1990). Energy relations in transient closed - conduit flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 116(10), pp. 1180–1196.
- (66) Khilqa, S., Elkholy, M., Al-Tofan, J.M., Caicedo, J., & Chaudhry, M.H. (2019). Damping in transient pressurized flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 145(10), 04019034.
- (67) Khilqa, S., Elkholy, M., Al-Tofan, J.M., Caicedo, J., & Chaudhry, M.H. (2019). Uncertainty Quantification for Damping in Transient Pressure Oscillations. *Journal of Water Resources Planning and Management* 145(9), 04019039.
- (68) Kingdom, B., Liemberger, R., & Marin, P. (2006). The challenge of reducing non-revenue water (NRW) in developing countries. How the private sector can help: a look at performance-based service contracting, *Water Supply and Sanitation Sector Board Discussion Paper Series, Paper 8*. World Bank, Washington DC.
- (69) Korteweg, D.J. (1878). Ueber die fortpflanzungsgeschwindigkeit des schalles in elastischen rohren. *Ann. Phys. Chemie* 5(12), pp. 525–542.
- (70) Kreyszig, E. (1993). *Advanced engineering mathematics*, 7th ed. Wiley, New York.
- (71) Lee, P.J., Lambert, M.F., Simpson, A.R., Vi'tkovsky', J.P., & Liggett, J. (2006). Experimental verification of the frequency response method for pipeline leak detection. *J. Hydraulic Res.* 44(5), pp. 693–707.
- (72) Lee, P.J., Vi'tkovsky', J.P., Lambert, M.F., Simpson, A.R., & Liggett, J. (2007). Leak location in pipelines using the impulse response function. *J. Hydraulic Res.* 45(5), pp. 643–652.
- (73) Levenberg, K. (1944). A Method for the Solution of Certain Problems in Least Squares. *Quart. Appl. Math.* 2, pp 164–168.
- (74) Liggett, J.A., & Chen, L.C. (1994). Inverse transient analysis in pipe networks. *J. Hydraulic Eng.* 120(8), pp. 934–954.
- (75) Lighthill, J. (1996). *Waves in Fluids*. Cambridge University Press, UK.

- (76)Liou, J.C. (1998). Pipeline leak detection by impulse response extraction. *J. Fluids Eng. ASME*, 120(4), pp. 833–838.
- (77)Liou, J.C.P. (2016). Understanding line packing in frictional water hammer. *Journal of Fluids Engineering*, 138(8), 081303.
- (78)Liou, J.C., & Tian, J. (1995). Leak detection-transient flow simulation approaches. *J. Energy Resources Technology ASME*, 117(3), pp. 243–248.
- (79)McKinsey Global Institute and McKinsey Infrastructure Practice. (2013). Infrastructure productivity: How to save \$1 trillion a year.
- (80)Madsen, K., Nielsen, H.B., & Tingleff, O. (2004). METHODS FOR NON-LINEAR LEAST SQUARES PROBLEMS 2nd Edition. Informatics and Mathematical Modelling Technical University of Denmark.
- (81)Marquardt, D. (1963). An Algorithm for Least Squares Estimation on Nonlinear Parameters. *SIAM J. APPL. MATH.*11, pp 431–441.
- (82)Meniconi, S., Brunone, B., Ferrante, M., & Massari, C. (2011a). Small amplitude sharp pressure waves to diagnose pipe systems. *Water Resources Management*, 25(1), pp. 79–96.
- (83)Meniconi, S., Brunone, B., Ferrante, M., & Massari, C. (2011b). Transient tests for locating and sizing illegal branches in pipe systems. *Journal of Hydroinformatics*, 13(3), pp. 334–345.
- (84)Meniconi, S., Brunone, B., Ferrante, M., & Massari, C. (2014). Energy dissipation and pressure decay during transients in viscoelastic pipes with an in-line valve. *Journal of Fluids and Structures*, 45, pp. 235–249.
- (85)Michaud, J. (1878). Coups de be'lier dans les conduites. E' tude des moyens employe's pour en atteneur les effects. *Bull. Soc. Vaudoise Ing. Arch.* 4(3,4), pp. 56–64, 65–77.
- (86)Misiunas, D., Vitkovsky', J.P., Olsson, G., Simpson, A.R., & Lambert, M.F. (2005). Pipeline break detection using pressure transient monitoring. *Journal of Water Resources Planning and Management, ASCE*. 131(4), pp. 316–325.
- (87)Misiunas, D., Lambert, M.F., & Simpson, A.R. (2006). Transient-based periodical pipeline leak diagnosis. In: Eighth Annual Water Distribution Systems Analysis Symposium, Cincinnati, OH, August, pp. 27–30.
- (88)Nixon, W., Ghidaoui, M.S., & Kolyshkin, A.A. (2006). Range of validity of the transient damping leakage detection method. *J. Hydraulic Eng.* 132(9), pp. 944–957.
- (89)NOCEDAL, Jorge., & WRIGHT, Stephen. (2006). Numerical optimization Second Edition. Springer Science & Business Media.
- (90)Ohmi, M., Kyomen, S., & Usui, T. (1985). Numerical Analysis of Transient Turbulent Flow in a Liquid Line. *Bull. JSME*. 28(239), pp. 799–806.
- (91)Parmakian, J. (1955). Water-Hammer Analysis. Prentice-Hall Englewood Cliffs, N.J.(Dover Reprint, 1963).

- (92) Pezzinga, G. (2000). Evaluation of Unsteady Flow Resistances by Quasi-2d or 1d Models. *J. Hydraul. Eng.* 126(10), pp. 778–785.
- (93) Pezzinga, G. (1999). Quasi-2D Model for Unsteady Flow in Pipe Networks. *J. Hydraul. Eng.* 125(7), pp. 676–685.
- (94) Pudar, R.S., & Liggett, J.A. (1992). Leaks in pipe networks, *Journal of Hydraulic Engineering*, 118, pp. 1014–1031.
- (95) Puust, R., Kapelan, Z., Savic, D.A., & Koppel, T. (2010). A review of methods for leakage management in pipe networks. *Urban Water Journal*, 7, pp. 25–45.
- (96) Ramos, H., Covas, D., Borga, A., & Loureiro, D. (2004) Surge damping analysis in pipe systems: Modelling and experiments. *Journal of Hydraulic Research*, 42(4), pp. 413–425.
- (97) Rich, G. (1944). Waterhammer Analysis by the Laplace-Mellin Transformations. *Trans. ASME*, pp. 1944–45.
- (98) Rich, G. (1951). *Hydraulic Transients*, 1st Edition. McGraw-Hill, New York. (Dover Reprint).
- (99) Rudolf, F., & Liemberger, R. (2010). *The Issues and Challenges of Reducing Non-Revenue Water*. Asian Development Bank.
- (100) Saldarriaga, J.G., Araque Fuentes, D.A., & Castañeda Galvis, L.F. (2006). Implementation of the hydraulic transient and steady oscillatory flow with genetic algorithms for leakage detection in real water distribution networks. In: *Eighth Annual Water Distribution Systems Analysis Symposium*, Cincinnati, OH, August, pp. 27–30.
- (101) Sattar, A.M., & Chaudhry, M.H. (2008). Leak detection in pipelines by frequency response method. *J. Hydraulic Res.* 46(EI1), pp. 138–151.
- (102) Shamloo, H., & Haghighi, A. (2009). Leak detection in pipelines by inverse backward transient analysis. *J. Hydraulic Res.* 47(3), pp. 313–318.
- (103) Silva-Araya, W.F., & Chaudhry, M.H. (1997). Computation of Energy Dissipation in Transient Flow. *J. Hydraul. Eng.* 123(2), pp. 108–115.
- (104) Silva-Araya, W.F., & Chaudhry, M.H. (2001). Unsteady Friction in Rough Pipes. *J. Hydraul. Eng.* 127(7), pp. 607–618.
- (105) Stephens, M.L., Vitkovsky, J.P., Lambert, M.F., Simpson, A.R., Karney, B., & Nixon, J. (2004a). Transient Analysis to Assess Valve Status and Topology in Pipe Networks. *The Practical Application of Surge Analysis for Design and Operation*, In: 9th International conference on pressure surges. Chester, UK, 24–26 March, pp. 211–224.
- (106) Stephens, M.L., Lambert, M.F., Simpson, A.R., Vitkovsky, J.P., & Nixon, J. (2004b). Field Tests for Leakage, Air Pocket and Discrete Blockage Detection Using Inverse Transient Analysis in Water Distribution Pipes, In: *6th Annual Symposium on Water Distribution Systems Analysis*, EWRI Water Congress, Salt Lake City, USA.
- (107) Streeter, V.L., & Lai, C. (1963). Waterhammer Analysis Including Fluid Friction. *Trans.*

- Am. Soc. Civ. Eng. 128, pp. 1491–1524.
- (108) Streeter, V.L., & Wylie, E.B. (1967). *Hydraulic Transients*. McGraw-Hill, New York.
- (109) Streeter, V.L., & Wylie, E.B. (1985). *Fluid Mechanics (8th Edition)*. McGraw Hill New York.
- (110) Suzuki, K., Taketomi, T., & Sato, S. (1991). Improving Zielke's Method of Simulating Frequency-Dependent Friction in Laminar Liquid Pipe Flow. *ASME J. Fluids Eng.* 113(4), pp. 569–573.
- (111) Tijsseling, A.S. (1996). Fluid-Structure Interaction in Liquid-Filled Pipe Systems: A Review. *J. Fluids Struct.* 10, pp. 109–146.
- (112) Tijsseling, A. S., & Lavooij, C. S. W. (1990). Waterhammer with fluid-structure interaction. *Applied Scientific Research.* 47, pp. 273–285.
- (113) Trikha, A.K. (1975). An Efficient Method for Simulating Frequency-Dependent Friction in Transient Liquid Flow. *ASME J. Fluids Eng.* 97(1), pp. 97–105.
- (114) Vardy, A.E., & Brown, J.M.B. (1995). Transient, Turbulent, Smooth Pipe Friction. *J. Hydraul. Res.* 33, pp. 435–456.
- (115) Vardy, A.E., & Brown, J.M.B. (1996). On turbulent, unsteady, smooth-pipe flow. *Proc., Int. Conf. on Pressure Surges and Fluid Transients*, BHR Group, Harrogate, England, pp. 289–311.
- (116) Vardy, A.E., & Brown, J.M.B. (2003). Transient turbulent friction in smooth pipe flows. *Journal of Sound and Vibration*, 259(5), pp. 1011–1036.
- (117) Vardy, A.E., & Brown, J.M.B. (2004). Transient turbulent friction in fully rough pipe flows. *Journal of Sound and Vibration*, 270(1–2), pp. 233–257.
- (118) Vardy, A.E., & Hwang, K.L. (1991). A Characteristic Model of Transient Friction in Pipes. *J. Hydraul. Res.* 29(5), pp. 669–685.
- (119) Vardy, A.E., Hwang, K.L., & Brown, J.M.B. (1993). A Weighting Model of Transient Turbulent Pipe Friction. *J. Hydraul. Res.* 31, pp. 533–548.
- (120) Vi'tkovsky', J.P., Lambert, M.F., Simpson, A.R., & Liggett, J.A. (2007). Experimental observation and analysis of inverse transients for pipeline leak detection. *J. Water Res. Planning and Management*, 133(6), pp. 519–530.
- (121) Vi'tkovsky', J.P., Simpson, A.R., & Lambert, M.F. (2000). Leak detection and calibration using transients and genetic algorithms. *J. Water Res. Planning and Management*, 126(4), pp. 262–265.
- (122) Vi'tkovský, J.P., Stephens, M.L., Bergant, A., Simpson, A.R., & Lambert, M.F. (2004). Efficient and accurate calculation of Vardy–Brown unsteady friction in pipe transients. 9th International Conference on Pressure Surges, Chester, United Kingdom, 24–26 March.
- (123) Wahba, E.M. (2008). Modelling the attenuation of laminar fluid transients in piping systems. *Applied Mathematical Modelling*, 32(12), pp. 2863–2871.

- (124) Wang, X.-J., Lambert, M.F., & Simpson, A.R. (2005). Detection and location of a partial blockage in a pipeline using damping of fluid transients. *Journal of Water Resources Planning and Management*, 131(3), pp. 244–249.
- (125) Wang, X.J., Lambert, M.F., Simpson, A.R., Liggett, J.A., & Vítkovský, J.P. (2002). Leak detection in pipeline systems using the damping of fluid transients. *J. Hydraulic Eng.* 128(7), pp. 697–711.
- (126) Weston, E. B. (1885). Description of Some Experiments Made on the Providence, RI Water Works to Ascertain the Force of Water Ram in Pipes. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.* 14(1), pp. 238–246.
- (127) Wiggert, D. C., Hatfield, F. J., & Stuckenbruck, S. (1987). Analysis of liquid and structural transients in piping by the method of characteristics. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*. 109, pp.161–165.
- (128) Wiggert, D. C., & Tijsseling, A. S. (2001). Fluid transients and fluid-structure interaction in flexible liquid-filled piping. *Applied Mechanics Reviews*. 54(5), pp. 455–481.
- (129) Wood, F.M. (1937). The Application of Heavisides Operational Calculus to the Solution of Problems in Waterhammer. *Trans. ASME* 59, pp. 707–713.
- (130) Wood, D.J., & Funk, J.E. (1970). A Boundary-Layer Theory for Transient Viscous Losses in Turbulent Flow. *ASME J. Basic Eng.* 102, pp. 865–873.
- (131) Wylie, E.B., Streeter, V.L., & Suo, L.S. (1993). *Fluid transients in systems*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall.
- (132) Zhang et al. (2019). Simulation of the Transient Characteristics of Water Pipeline Leakage with Different Bending Angles. *Water*, 11(9), 1871.
- (133) Zhang, T., Tan, Y., Zhang, X., & Zhao, J. (2015). A novel hybrid technique for leak detection and location in straight pipelines. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 35, pp. 157–168.
- (134) Zhao, M., & Ghidaoui, M.S. (2003). An Efficient Solution for Quasi-Two-Dimensional Water Hammer Problems. *J. Hydraul. Eng.*, 129(12), pp. 1007–1013.
- (135) Zhao, M., & Ghidaoui, M.S. (2006). Investigation of turbulence behavior in pipe transient using a $k-\epsilon$ model. *Journal of Hydraulic Research*, 44(5), pp. 682–692.
- (136) Zielke, W. (1968). Frequency-Dependent Friction in Transient Pipe Flow. *ASME J. Basic Eng.* 90(1), pp. 109–115.

謝辞

本博士論文は多くの方々の支えの下に1つの成果として取りまとめることができました。この場を借りて深く感謝申し上げます。

岩手大学農学部 of 飯田俊彰教授には、私が水利研に在籍していた学部時代から現在に至る約6年間大変お世話になりました。研究のご指導をしていただいたのはもちろんのこと、水利研における様々な行事（定例ゼミ、現場見学会、小学校への環境教育授業、暑気払い、水の展示、農業農村工学会大会講演会、五大学ゼミ、五大学ソフトボール大会、PAWEES、ためしかい、研究室旅行、忘年会、追いコン等・・）に参加させていただけたことで、私は水利研のメンバーの一員として不自由なく確実に成長することができました。これだけ行事が多いのは水利研以外になく、飯田先生が水利研にいらっしゃったおかげだと思います。研究者としてあるべき姿を長い間近くで学ばせていただきました。誠にありがとうございます。

近畿大学農学部 of 木村匡臣講師は、私が水利研に入ろうと思い、また博士課程に進学しようと思ったきっかけになった方です。学部時代からメインで研究を指導していただき、何とかここまでたどり着くことができました。最近では研究の打ち合わせをすることもなくなりましたが、いつも気にかけてくださり、おかげさまで論文も多く投稿することができました。木村先生が数多くの研究プロジェクトに参加されているおかげで、ゼミの内容や普段の会話はいつも新鮮でした。またベトナムやラオス調査等、数多くの調査に同行させていただいたことで、研究に対する視野も広がったと感じています。また、飲み会やホームパーティにも頻繁に誘ってくださり、精神面ですごく支えになりました。誠にありがとうございます。

東京大学大学院農学生命科学研究科 of 久保成隆名誉教授には学部、修士時代に水利研教授として大変お世話になりました。またご退官された今でも水利研のゼミに参加していただきとても感謝しております。誰よりも知識と経験の量がすさまじく、いつもゼミでは貴重な意見を頂きました。実は本博士論文の核となる「管内のエネルギー減衰に着目する」というアイデアは久保先生からご助言いただいたものです。また、「論文として発表して初めて一つの研究が完成する」という久保先生のお言葉は今でも心に残っており、研究をする上で私の大きな指針となっています。おかげ様で無事に博士論文をとりまとめることができました。色々ご迷惑をおかけすることも多かったです。最後までご指導いただき誠にありがとうございます。

農研機構農業農村工学研究部門 of 安瀬地一作主任研究員は私が博士課程に進学しようと思ったきっかけになったもう一人の方です。私は学部、修士、博士までずっと農工研で実験をさせていただきましたが、その際安瀬地さんには大変お世話になりました。水理学、特に管路に関する水理学の知識は安瀬地さんに一番教えて頂きました。私の研究に対していつも率直な意見を下さったことは、自分の頭を整理し研究を見直す良いきっかけとなりました。

た。すぐに結論を出さずに現象をよく見て考え、論文レビューもよくするようになったのは安瀬地さんの影響だと思います。現地調査にも数多く同行させていただき、現場の現状や問題点、理論、模型実験と現場との違いなど色々学ばせていただきました。誠にありがとうございます。

東京大学大学院農学生命科学研究科の高木強治教授には着任早々、主査をご快諾いただき博士論文の学位審査にご尽力いただきまして誠にありがとうございます。また副査を引き受けていただいた吉野邦彦教授、西村拓教授、吉田修一郎教授には学位審査にあたって大変貴重なご意見を頂きました。誠にありがとうございます。

水理学の教科書や論文を通じて大変お世話になっている島田正志先生にも本論文を確認していただきました。論文構成、論理的説明、簡潔な表現についてご助言を頂き、本論文をより博士論文としてふさわしい形にまとめることができました。突然のお願いにも関わらず、論文レビューにご協力いただき心より感謝申し上げます。

水利研在籍中には他大学、他研究室の先生、学生とゼミ、学会、調査等と一緒にする機会が数多くありました。

新潟大学農学部の鈴木哲也教授には主に佐渡の現場パイプライン調査で大変お世話になりました。鈴木先生とその学生の方と計4回佐渡で調査、実験させていただいた経験は貴重であり、何より鈴木先生の研究室のレベルが高く、いつも水利研一同に良い刺激を与えていただきました。おかげさまで博士論文に現場管路実験の章を加えることができ、本論文の内容に厚みを持たせることができました。誠にありがとうございます。

東京農工大学大学院農学研究院の福田信二准教授には主にベトナム調査や石垣調査で大変お世話になりました。魚の調査をご一緒させていただいたことは普段なかなかできない貴重な経験でした。また、応用水理部会、YPF 見学会、水工学講演会等でも数多くのことを学ばせていただきました。飲み会にも何度もご一緒させていただきました。おかげさまでとても充実した大学院生活になりました。誠にありがとうございます。

岐阜大学応用生物科学部の乃田啓吾助教には主にラオス調査、石垣調査で大変お世話になりました。とくにラオス調査ではかわいがっていただき、いい意味で頭のネジが吹っ飛んで、博士課程進学の良いスタートが切れたと思います。また、岐阜大学の研究室ゼミ訪問の際も快く迎えて下さり大変感謝しております。研究内容だけでなく、研究のテーマ設定の背景なども教えて頂いたのが印象的であり、課題解決に向けた研究アプローチに対する考え方が大変勉強になりました。誠にありがとうございます。

五大学ゼミや文献ゼミ等では、東京農工大学大学院農学研究院の加藤亮教授、宇都宮大学農学部の大澤和敏准教授、松井宏之教授、東京大学大学院新領域創成科学研究科の吉田貢士准教授、筑波大学生命環境系の小林幹佳准教授、岡山大学大学院環境生命科学研究科の宗村

広昭准教授に大変お世話になりました。三重大学生物資源学部の岡島賢治教授には、研究室ゼミ訪問の際に大変お世話になりました。誠にありがとうございます。またこの6年間で数多くの学生の方と交流することができ、いつも刺激を受けて大学院生活を過ごすことができました。誠にありがとうございます。

東京大学大学院農学生命科学研究科のJSPS特別研究員である杉本卓也さんと農研機構農村工学研究部門の新村麻実さんには、自身の学振の申請書作成において、資料の提供や申請書の添削にご協力いただき、大変お世話になりました。おかげさまでJSPS特別研究員に採用され、自由に余裕をもって研究に打ち込むことができました。誠にありがとうございます。

福島大学環境放射能研究所の辰野宇大研究員は、私と研究室は違いましたが研究室に籠りがちな私のところによく来てくださり、昼ごはんによく誘ってくださいました。その中で、研究や研究生活のことについて色々と喋ったり、相談させていただいたことは私にとってリフレッシュできる時間でした。また、農業農村工学会大会講演会のサマーセミナーを数年にわたって、一緒に企画、運営させていただいたことはとても貴重な経験となりました。誠にありがとうございます。

水利研の学生メンバーである謝文鵬くん、清水海斗くん、玉川怜史くん、中山慶祐くん、田潤澤くん、小林翔太郎くん、大田脩斗くん、そして卒業してもなお、なぜか水利研ラインにいてくれる石川貴大くん、奥村直人くん、佐藤清成くん、矢田部沙羅さん、安田花南さん、山田大介くん、さらに過去に水利研で一緒だったその他の学生さんにも、定例ゼミや学生ゼミ等で大変お世話になりました。飲み会にも何度も付き合ってもらいました。その他、研究室旅行、五大学ゼミ、環境教育授業…、挙げれば切りがありませんが、すべてが懐かしい思い出です。今までありがとうございます。

6年間水利研に在籍させていただきましたが、その間に久保先生がご退官され、木村先生が近畿大学に移られ、飯田先生が岩手大学に移られて、水利研も大きく体制が変わりました。特に今年度は新型コロナウイルス感染拡大に伴い生活様式が大きく変化し、色々と不安が大きい中で飯田先生が水利研を出られることになったのは、**Surprise!**でした。このように取り巻く環境や状況は色々と変化しましたが、自分の研究は何にも縛られることなく、いつでも自由でした。おそらく、こういう状況が当たり前ではないと思うので、支えていただいた方々に感謝したいと思います。人にも恵まれ、自分は運が良かったです。あらためて東大水利研に来てよかったと思いました。これまでの経験や思いを糧として、今後も研究者として邁進していきます。最後に、博士課程まで進学させてくれた両親に深く感謝致します。ありがとうございました。

2021年 3月19日

浅田 洋平