

津波・高潮対策用フラップゲート式可動防波堤の実用化研究
—水理模型実験および数値流体解析—

木村 雄一郎

目 次

1 章 諸 論	1
1.1 わが国の津波・高潮災害の歴史	1
1.2 津波・高潮防災技術	3
1.3 本研究の目的	5
1.4 論文の構成	6
2 章 フラップゲート式可動防波堤	7
2.1 既往のフラップゲート	7
2.1.1 起伏ゲート	7
2.1.2 フラップゲート式可動堰 (MOSE 計画)	9
2.2 津波・高潮対応可動防波堤に対する要求性能	11
2.3 フラップゲート式可動防波堤	11
2.3.1 機能および構造	11
2.3.2 運用方法	14
2.3.3 扉体の浮上動作とそれに伴う発生波	15
2.3.4 実用化に向けての開発課題	16
(1) 扉体倒伏状態における係留特性の把握	16
(2) 扉体浮上状態における動揺特性および波圧特性の把握	16
(3) 津波作用時における衝撃荷重の軽減	17
(4) 引波津波に対する港内水位の維持	17
(5) 転倒および滑動に対する安定性の評価	17
(6) スケールアップに伴う縮尺影響とリードタイムの短縮	17
3 章 常時波浪および高波に対するフラップゲートの波浪特性に関する実験的検証	18
3.1 実験方法	18
3.1.1 実験設備	18
(1) 実験水路	18
(2) 実験模型	19
(3) 係留装置	20
3.1.2 計測機器	20
3.1.3 実験条件	21
3.2 倒伏状態のフラップゲートの波浪特性	23
3.2.1 評価方法	23
3.2.2 波圧および係留力による扉体作用モーメント	23
3.3 浮上状態のフラップゲートの波浪特性	29
3.3.1 評価方法	29
3.3.2 扉体動揺特性	30

3. 3. 3	波圧特性	34
3. 3. 4	抵抗板への作用波圧	36
4 章	津波に対するフラップゲートの防災性能に関する実験的検証	38
4. 1	実験の方法	38
4. 1. 1	実験設備	38
	(1) 実験水路	38
	(2) 実験模型	39
4. 1. 2	計測機器	40
4. 1. 3	実験条件	42
4. 2	周期性津波に対するフラップゲートの応答特性	46
4. 2. 1	港内水位の変動	46
4. 2. 2	テンションロッドへの作用軸力	48
4. 2. 3	引波対応ストッパーへの作用軸力	50
4. 2. 4	転倒に対する函体の安定性	52
4. 3	段波性津波に対するフラップゲートの応答特性	55
4. 3. 1	港内水位の変動	55
4. 3. 2	テンションロッドへの作用軸力	57
4. 3. 3	扉体および抵抗板への作用波圧	60
4. 3. 4	転倒に対する函体の安定性	62
5 章	波浪あるいは津波に対するフラップゲートの応答特性に関する解析的検証	65
5. 1	数値解析モデル	65
5. 1. 1	重合格子法	65
	(1) 概要	65
	(2) 物理量の内挿	66
	(3) 変位量の計算	67
5. 1. 2	レベルセット法	67
	(1) 概要	67
	(2) 再初期化の概念	68
5. 1. 3	支配方程式と数値計算法	69
	(1) 記号	69
	(2) 2次元非圧縮性流体の支配方程式	70
	(3) 空間微分項の離散化	72
	(4) 時間に対する積分法	72
	(5) 境界条件	73
	(6) 計算領域	74
5. 2	押波初動津波を対象としたフラップゲート動揺解析	75
5. 2. 1	解析条件	75

5. 2. 2	解析結果	75
5. 3	周期波を対象としたフラップゲート動揺解析	79
5. 3. 1	解析条件	79
5. 3. 2	解析結果	80
5. 4	段波津波を対象としたフラップゲート動揺解析	84
5. 4. 1	解析条件	84
5. 4. 2	解析結果	84
	(1) 段波波形および扉体運動	84
	(2) 波圧の鉛直分布	92
	(3) 波圧, 波力, モーメントおよび角速度に関する等高線図	96
5. 5	抵抗板のモデル化	99
5. 5. 1	解析モデル	99
5. 5. 2	解析条件	101
5. 5. 3	解析結果	101
6 章	結 論	107
6. 1	倒伏状態のフラップゲートの波浪特性に関する模型実験	107
6. 2	浮上状態のフラップゲートの波浪特性に関する模型実験	107
6. 3	周期性津波に対するフラップゲートの応答特性に関する模型実験	107
6. 4	段波性津波に対するフラップゲートの応答特性に関する模型実験	108
6. 5	押波初動津波を対象としたフラップゲートの動揺解析	108
6. 6	周期波を対象としたフラップゲートの動揺解析	108
6. 7	段波を対象としたフラップゲートの動揺解析	108
	謝 辞	110
	参 考 文 献	111

1 章 緒 論

1.1 わが国の津波・高潮災害の歴史

わが国は四方を海に囲まれ、沿岸の平野部に人口および中核的な諸施設が集中する。このため、わが国における自然災害の中で、津波災害および高潮災害は極めて重大な被害をもたらす。津波は他の自然災害と比較して発生の頻度が少ない。そのため、大津波をきっかけとして研究が集中的に行われ、その都度対策法が論議され、対策が講じられてきた。しかし、その発生数の少なさゆえ津波の実体について明らかでない点も多く、また対策費用に制限があるため防災対策も遅れがちである。一方、高潮は、気象予報技術の進歩に伴い、近年では高い精度でその発生が予測できるようになってきた。とはいえ、台風 0416 号、台風 0418 号あるいは台風 0423 号等による高潮被害は、わが国の広い地域で深い爪跡を残したことも事実である。津波あるいは高潮は、実験室において簡単にその現象を再現することはできないので、防災上、過去に発生した津波・高潮による被害実態を知ることは、きわめて重要である。

日本近海で発生した津波の波源域は、羽鳥（1977）などによって示され、その後も多数のデータが蓄積されている。近代以降の我が国に甚大な被害をもたらした、明治三陸地震津波以降の 5 例の津波災害について、その被害の特徴を順に示す。

明治 29（1896）年 6 月 15 日の 19 時 32 分頃、三陸沖の日本海溝付近を震源域とした M8.1 の巨大地震が発生した。この地震によって引き起こされた津波が、我が国の津波災害史上、最大の被害をもたらした明治三陸地震津波である。沿岸部における地震による揺れは、現在の震度で 2～3 の小さな揺れであったといわれる。緩やかに長く続いた地震動の約 30 分後、巨大な津波が三陸沿岸を襲った（羽鳥，1975）。死者・行方不明者は 26360 名、全壊家屋は 1844 戸にのぼった。地震の規模の割に非常に大きな津波を引き起こす地震を津波地震と呼ぶ。明治三陸地震津波は、この津波地震により引き起こされた津波であったとされる。被害が大きくなった原因は、津波そのものの規模が大きかった上、三陸沿岸に発達したりアス式海岸の V 字型の地形の影響で、湾奥ではさらに津波波高が高くなったためである。津波の高さは、三陸町綾里白浜において最高 38.2m を記録した。これは明治以降日本で発生した津波の最高値である。わが国の津波研究は、明治三陸地震津波に始まったといっても言い過ぎではない。それ以前においても、経験的な津波対策あるいは津波に関する知識の伝承は存在した。しかし、自然科学として学問的な研究がなされるようになったのは、明治三陸地震津波による甚大な被害の発生が起点といえる。

明治三陸地震津波から 37 年後、昭和 8（1933）年 3 月 3 日 2 時 31 分に、明治三陸地震よりやや東側の海域を震源とする昭和三陸地震（M8.1）が発生した。昭和三陸地震による津波は、北海道襟裳岬から三陸にかけての沿岸域を襲った。地震および津波による被害は、死者・行方不明者 1092 名、家屋倒壊 1810 戸、家屋流失 4034 戸にのぼった。津波の高さは、明治と同様、綾里において最大となり、28.7m を記録した。明治三陸地震津波と比較して被害が小さかったのは、津波の高さが明治と比較して低かったことに加え、明治三陸地震津波の体験者が多く生存しており、避難が比較的早く行われたためと考えられる（首藤，1988）。この津波は、明治三陸津波以後の津

波研究やその他の諸問題を解決するための追試験としての役割を果たし、わが国の津波研究を飛躍的に発展させた。

日本に津波被害をもたらす地震は、日本近海を震源としたものだけではない。チリ地震津波が代表的である。昭和 35 (1960) 年 5 月 22 日、南米チリ沖を震源とする 20 世紀最大といわれる M9.5 の巨大地震が発生した。長さ 1000km、すべり量 10m を越える断層運動が発生し、それにより生じた津波も巨大なものであった。この津波は、地震発生後の 23 時間後には日本へ到達し、北海道から沖縄までの太平洋岸で死者 142 名、被災者 160000 名という大被害をもたらした。特に被害が大きかったのは、北海道、三陸沿岸、志摩半島および沖縄の一部などであった。この津波を契機として、三陸沿岸では、大規模な湾口津波防波堤の建設が計画された。

昭和 58 (1983) 年 5 月 26 日正午、男鹿半島沖から津軽海峡の西岸にかけての広い範囲を震源域とした M7.7 の日本海中部地震が発生した。この地震により、秋田県および青森県の日本海沿岸を中心に強い地震動が生じ、秋田市、むつ市などで震度 5 の揺れが観測された。小笠原ら (1984) の調査によると、津波の高さは、秋田県峰浜村にて最大 14.93m に達したと報告されている。地震と津波による死者は 104 名であり、うち 100 名が津波による死者であった。この津波により、防波堤あるいは離岸堤の多くが被災したが、谷本ら (1984) は、これらの防波堤が津波の遡上高を軽減したと指摘している。この地震による津波被害は広範囲におよび、山陰沿岸や朝鮮半島、ロシア沿海州などの日本海沿岸各地でも被害が生じた。日本海中部地震津波では、津波が沿岸に來襲し遡上する現象が記録され、日本海特有の津波挙動が解明される (羽鳥, 1983 ; 李ら, 1997) など、わが国の津波研究において、新しいデータが数多く得られた。

平成 5 (1993) 年 7 月 12 日の 22 時 17 分、奥尻島のある奥尻海嶺と日本海盆の境界を震源域とする M7.8 の北海道南西沖地震が発生した。この地震では、江差町、小樽市などで震度 5 の揺れが観測された。震源域に近い奥尻島には、地震発生後 4~5 分で津波が押し寄せたとされる。津波の高さは、奥尻島藻内の少し北側で 31.7m を記録し、10m 以上の津波高さが観測された海岸線の延長は、奥尻島の西岸と南岸だけで 13km に及んだ (首藤ら, 1994)。渡島半島の西岸でも、津波高は最大 7~8m に達した。奥尻島の市街地では、津波と地震後に発生した火災によって壊滅的な被害を受け、死者・行方不明者 230 名、家屋倒壊 601 戸にのぼった。この地震では、津波予報が間に合わなかったこと、津波來襲と火災が同時に発生したことなど、防災面で数多くの問題を提起した。

高潮は、津波のような、波動の伝搬による現象ではない。低気圧の接近により潮位は急激に上昇し、その際、港湾の固有振動 (セイシュ) による長周期の水位変動を伴う (和達, 1970) ことがある。低気圧が過ぎ去ったあとも、長周期のセイシュはなかなか衰えず、潮位の異常は短くとも 1~2 日、場合によっては 1 週間以上に及ぶこともある。わが国における、台風および気象災害の歴史は、宮澤 (2008) などにより示されている。以下に、我が国に甚大な被害をもたらした、昭和期における 2 例の高潮について、その被害や特徴等を示す。

昭和 9 (1934) 年 9 月 21 日の 5 時 10 分、室戸で 911.0hPa の記録的な低気圧値を記録した室戸台風は、約 3 時間後の 8 時頃に大阪湾北部に上陸した。大阪市では、8 時 2 分に瞬間最大風速 60m/s を記録し、大阪湾における最高潮位は、東京湾中等潮位上 (T.P.) 3.2m に達したと推定される。このとき、大阪における最低気圧 952.0hPa であった。この高潮により大阪湾岸 9.8km² の土地が浸水し、4 日間も水位が下がらなかった。全国的被害は 2702 名であり、このうち大阪府では 1888 名、兵庫県および京都府では、それぞれ 261 名および 233 名の死者・行方不明者を出した。

昭和期に発生した高潮の中で最大の被害をもたらしたのが、伊勢湾台風による高潮である。昭

和 34 (1959) 年 9 月 26 日の 18 時頃、この台風は中心気圧 929.2hPa で潮岬のやや西方に上陸し、その後、北北東に進み伊勢湾に到達した。この台風の暴風域半径は 300km と極めて大きく、伊勢湾全域が暴風域内に入り、30m/s 以上に達する南よりの風が吹き荒れた。20 時から 23 時頃にかけて、付近一帯を高潮が襲い、満潮時とも近かったため、名古屋港の潮位は 21 時 35 分頃に T.P. 3.89m の最高値を記録した。これは日本沿岸における既往の最大値である。渥美湾、知多湾でも最高潮位は、T.P. 上 3m を越えたと推定される。この高潮により、伊勢湾の中部以北、知多湾沿岸および渥美湾北岸は、ほとんど全域に渡って浸水した。特に、名古屋市から桑名市にかけては、堤防の設計高を 1m 以上も越える高潮位にみまわれ、沿岸の堤防は至る所で決壊した。この地域は、急速な工業化により地下水が汲み上げられ地盤が沈下し、農地についても江戸時代に干拓された新田であったため、浸水被害は甚大であった。浸水した地域の中には 2 週間以上も水が引かず、当該地域における衛生状態は著しく悪化した。また、貯木場から 20 万 t の木材が流出し、名古屋市南区あるいは港区において被害を拡大させた。この台風による被害は、死者・行方不明者 5098 名、倒壊家屋 38921 戸、流失家屋 4703 戸に達した。

1.2 津波・高潮防災技術

津波あるいは高潮に対する沿岸防災施設に、防波堤および水門がある。津波対策の防波堤は、特に津波防波堤と呼ばれ、大船渡、釜石あるいは須崎などで整備が進められ、港口の遮蔽率を高め港内水位の上昇を低減させることを目的とする。また、水門については、津波対策水門あるいは高潮対策水門の双方の施設があり、それぞれゲートの形式に特徴があるものの、河川あるいは水路を横断して設置される施設である。本研究が対象とするフラップゲート式可動防波堤は、津波防波堤および水門、双方の機能を有する施設である。以下に、既存の津波防波堤、津波対策水門および高潮対策水門について、施設概要および特徴等を示す。

津波防波堤の整備は、チリ地震津波で被災した大船渡港から着手された。その後、釜石、久慈などの三陸沿岸、東海地震を想定した下田、南海地震を想定した須崎などの整備が始められた。これらの中で最大規模の施設が、釜石湾口防波堤 (図-1.1 参照) である。釜石湾口防波堤は、中央 300m の開口部の両側に、北堤 990m および南堤 670m を要する世界最大水深 (-63m) の防波堤である。この防波堤は、水深約 30m 付近までが捨石により構築され、その上に設けられる矩形ケーソンあるいは台形ケーソンによって構成される。中央の開口部には、湾の遮蔽率を高め、津波の遡上を抑制するため、海底から水深-19m の高さまで潜堤が設けられる。これらの防波堤の効果は、十勝沖地震津波 (1968) の際に発揮され、中規模程度の津波であればほぼ完全に防ぎ得ることが実証された。しかし、湾口の閉鎖性の高さから海水の交換が阻害され、海水の鉛直混合が少なくなる成層期には、低層水が貧酸素化するなど水質の悪化が問題視される (長坂ら, 1997 ; 豊田ら, 1999)。

津波対策水門の多くは、三陸地震あるいは東海沖地震などによる津波の影響を受けやすい地区の河口部に構築される。これらのゲートは常時全開状態とし、所定の大きさ以上の地震を検知した時、自動的に全閉する。これらの水門は、スライドゲート (図-1.2(a) 参照) あるいはローラゲート (図-1.2(b) 参照) の、いずれかの形式が採用されることが多い。スライドゲートは、最も古くから用いられる形式で、門柱に戸溝を設けそこに扉体を挿入し、扉体を上下にスライドさせることで水路の開閉を行う形式の水門である。この形式は、開閉操作時における水压荷重による摩

擦抵抗が大きく、開閉荷重が大きくなるため、一般に規模の小さいゲートで用いられる。一方、ローラゲートは、上下に扉体をスライドさせる形式は前者と同一であるものの、扉体両側の端縦桁にガイドローラを取り付けたもので、扉体の受ける全水圧荷重を支持するとともに、全水圧作用状態でも開閉動作が行える形式の水門である。この形式は、スライド式に比べ開閉荷重が小さくなるため、操作時水位差が大きい場合や大型のゲートで広く用いられる。津波対策水門では、ゲートの形式によらず、ほとんどのゲートに急降下装置が装備されており、閉鎖操作は無動力で行うことができる。これらのゲートの門柱は、周囲の堤防よりはるかに高い。また、通常、扉体は河道の流下断面を阻害しないよう堤防高より高い位置に設置されている。そのため、背景を大きく遮蔽し、景観設計上多くの課題を有している。

高潮対策水門は、東京、大阪など、沿岸域の低地帯に発達した都市部の河川あるいは運河などの水路に多く構築されている。ゲートは通常開放状態とし、高潮発生時には全閉として運用される。津波対策水門では停電時の運用を想定し、重力降下式のスライドゲートあるいはローラゲートが多く用いられるが、高潮対策水門では無動力での運用を想定しないため、採用される水門形式は多岐にわたる。高潮対策水門として、一般に広く採用されているセクタゲート、スイングゲートおよびマイタゲートについて（図-1.3(a), (b) および (c) 参照）、その形式・特徴等を示す。セクタゲートは、垂直回転軸を中心とした円弧状の桁構造前面にスキンプレートと呼ばれる鋼板を張り、水平面内で回転させることで水路を開閉する形式の水門である。水圧荷重は、すべて円弧の中心軸で支持される。大型閘門として使用例が多く、水路の両岸に2門1組で設置されるダブルセクタゲートが多い。水路開放時、扉体は側壁の掘込部に格納されるため、扉体のメンテナンスが容易である。スイングゲートは、回転ヒンジ式の片開き形式の水門である。全閉止水時、扉体は水圧荷重を受ける両端支持の単純梁となり、スライドゲートと同様の荷重支持構造となる。ゲート天端より上部に構造物がなく、通船にも適していることから、10～15m程度の幅の水路で多く用いられる。マイタゲートは、スイングゲートを水路の両岸に設置し、全閉時は水路中央で左右の扉体が接触し止水を行う形式の水門である。この時、左右の扉体の姿勢は、平面で両軸心を結ぶ線に対して約 20° の傾斜をつける。扉体は、水圧荷重による曲げと左右の扉体の接合により発生する軸圧縮力を受けるため、回転軸部への荷重の作用方向は複雑に変化する。上記の3形式いずれの水門についても、水路の径間が長くなるほど、扉体の回転半径も増大するため、水門の規模は非常に大きくなる。そのため、水路を数十m程度の径間に分割した上で、径間毎にゲートを設置する例が多い。しかし、水路が大型船の航路であった場合など、既存の水門技術では対応が難しいケースもある。

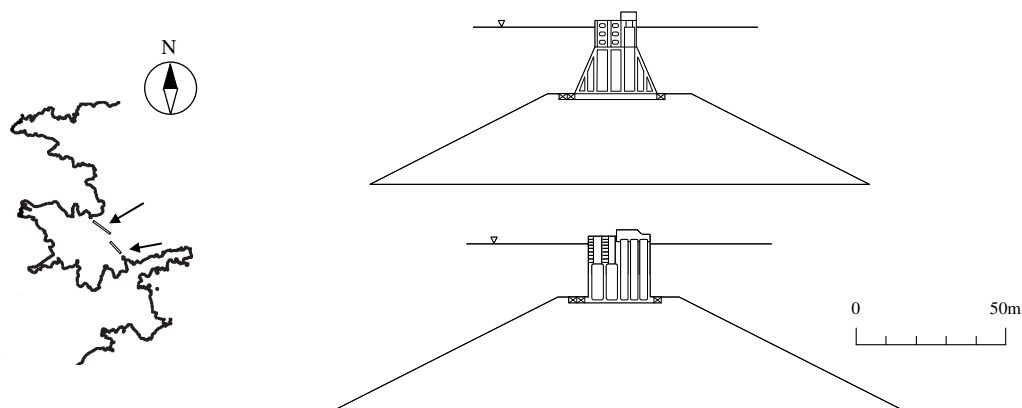
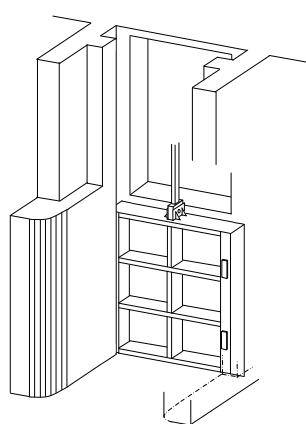
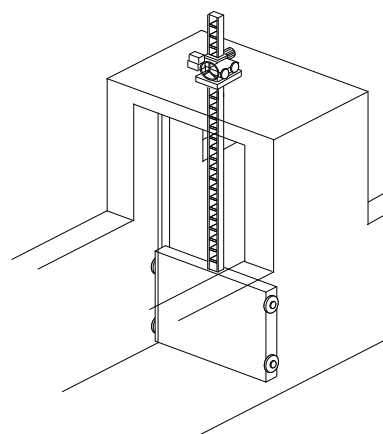


図-1.1 釜石湾口防波堤（左：釜石港，右上：北堤，右下：南堤）

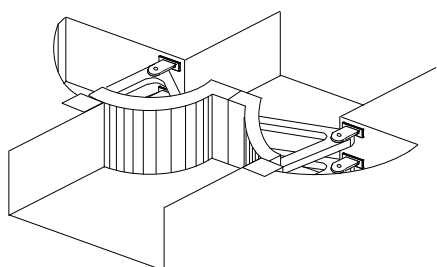


(a) スライドゲート

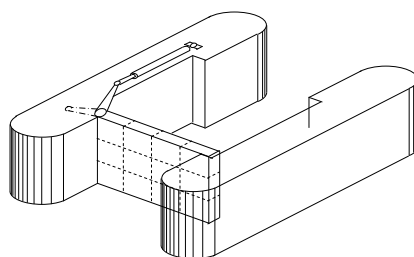


(b) ローラゲート

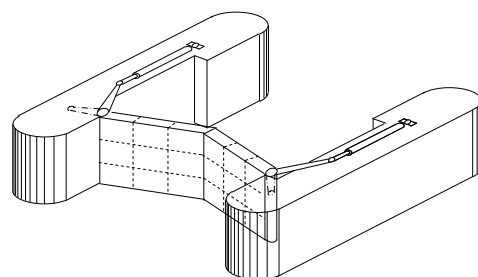
図-1.2 津波対策水門



(a) セクタゲート



(b) スイングゲート



(c) マイタゲート

図-1.3 高潮対策水門

1.3 本研究の目的

本研究は、地震発生後に短時間で港口を閉鎖し、港内への津波の進入を抑制する、フラップゲート式可動防波堤（以下、フラップゲート）の開発を行うものであり、これまで幾つかの成果は白井ら（2005；2006）により発表されているが、これらを発展させて実用化を目標とした開発研究を行うものである。フラップゲートは、扉体、函体およびテンションロッドを主要な部材として構成される、新形式の津波・高潮防災施設である。フラップゲートの構造については次章においてその詳細を示すが、扉体は通常海底に倒伏した状態で保持され、津波・高潮の発生が予測される際には浮力を用いて浮上し、短時間で港口を閉鎖できる。前項において、従来の津波・高潮防災施設について示し、これらの施設の有する課題として、海水交換を妨げ港内の水質を低下させる、景観設計上支障をきたす、あるいは大型施設の構築が困難となる等について指摘した。フラップゲートは通常海底に倒伏しているため、海水の交換を妨げず、景観を損なうこともない。また、フラップゲートの扉体部は、海底に設置される水平軸を回転中心として起伏するため、港口部の径間に対する制限がない。さらに、フラップゲートは、従来の施設と比較して、建設費用ならびに維持管理費用の大幅な削減が可能である。

このように、フラップゲートは従来の防災施設と比較して多くの利点を有しているものの、実

機として実海域に配備する上で、いくつかの検討すべき課題点も残されている。本研究は、それらの課題を明確にし、フラップゲートを実用化することを目的とする。これまで、浮体式カーテンウォール（中野ら，2000）あるいは浮消波堤（肥後ら，2002）に作用する波力特性や動揺特性に関する研究は行われているものの、作用する波力を支持する構造がフラップゲートとは異なる。また、固定構造物（例えば、水谷ら，2000；池野ら，2005）あるいは浮体（池谷ら，2005）に津波が作用する際の波力評価に関する実験的研究は行われているが、フラップゲート形式の可動構造物に関する研究はなされていない。本研究では、フラップゲートの実用化に向けて、2次元造波水槽を用いた水理模型実験および数値解析を用いたシミュレーションを実施する。水理模型実験では、規則波および津波を模擬した孤立波を用いて、フラップゲートの持つ基本的な防災性能を確認するとともに、扉体の波圧特性や動揺特性の検証、構成部材に作用する荷重等の評価を行う。また、数値流体解析では、模型実験結果との比較を通してその精度検証を行うとともに、実験では実施の難しい条件に対して検討を行う。

本研究が、津波・高潮防災技術の発展に寄与し、沿岸防災行政に貢献できることを切に願う。

1.4 論文の構成

本論文は、6つの章から構成される。第1章は緒論として研究の背景あるいは目的など、研究の方向性を示す。第2章は、本研究で開発を進めるフラップゲートの機能あるいは基本的な特性について示す。第3章および第4章では、フラップゲートの波浪および津波に対する応答特性を、実験により検証した結果を示す。第5章では、数値流体解析モデルを開発・応用し、フラップゲートの運動や作用波力のシミュレーション結果を実験結果と比較することによりその妥当性を検証する。第6章において、本研究の重要な結果を整理して結論とする。

2章 フラップゲート式可動防波堤

2.1 既往のフラップゲート

2.1.1 起伏ゲート

河川や水路などで用いられる起伏ゲートは、扉体下端のヒンジ部を基礎コンクリートに固定された支承にピン接合し、起立あるいは倒伏することによって貯水と放流を行う形式の水門である。起伏ゲートは、倒伏時の扉体上面が流れの上流側に向かって起立するように設置され、越流による流量制御・水位制御が容易という利点を有する。扉体の開閉方式としては、背面支持式、トルク軸式、ウインチ式およびゴム浮体支持式などがあるが、トルク軸による駆動方式を採用する起伏ゲートが最も多い。それぞれの支持方式について、以下に説明する。

背面支持式（**図-2.1(a)**参照）は、扉体背面の縦桁を、扉体下流の基礎コンクリートに埋設した油圧シリンダによって支持し、シリンダの伸縮によって下部ヒンジを中心に起伏する形式である。扉体に作用する荷重は径間内で支持されるため、扉体を構成する部材は軽減される。しかし、油圧シリンダが水中にあるため、維持管理方法には留意が必要とされる。トルク軸式（**図-2.1(b)**参照）は、扉体下部に鋼管を配置し、これに縦桁を片持式に取り付けた構造である。開閉は扉体下部鋼管（トルクチューブ）を回転することにより行う。油圧シリンダは、径間外のピット内に配置されるため、背面支持式と比較して扉体の部材は大きくなるが、維持管理は容易である。ウインチ式（**図-2.1(c)**参照）は、扉体端縦桁の先端に設置されたワイヤロープを、ウインチにより巻き取りあるいは繰り出し操作を行うことで、扉体の起立と倒伏を行う形式である。ワイヤ起伏式とも呼ばれ、小径間の水路などで用いられる。ゴム浮体式（**図-2.1(d)**参照）は、扉体背面に設けられたゴム製の浮き袋に空気を送入し膨らませることで、扉体を持ち上げて起立させる形式である。扉体の起立角が所定の角度を越えないよう、扉体先端と下流側の基礎とをバンドにより接合する。

図-2.1(a)～(d)に示した4形式の起伏ゲートでは、いずれの扉体も、必要な間隔で配置した縦桁および横桁にスキンプレートを設置することで構成されるものである。起伏ゲートの扉体は、桁構造の他に、スキンプレートと背面板により殻体（シェル）を構成する形式のものもある。それらは、シェル構造の扉体断面が魚の腹に類似していることから、魚腹式ゲートと呼ばれる。魚腹式ゲートは、ねじりに強く、比較的長い径間への適用も可能である。魚腹式ゲートについても、開閉方式はトルク軸式が用いられることが多い。

図-2.2に、トルク軸式の起伏ゲートの使用例を示す。

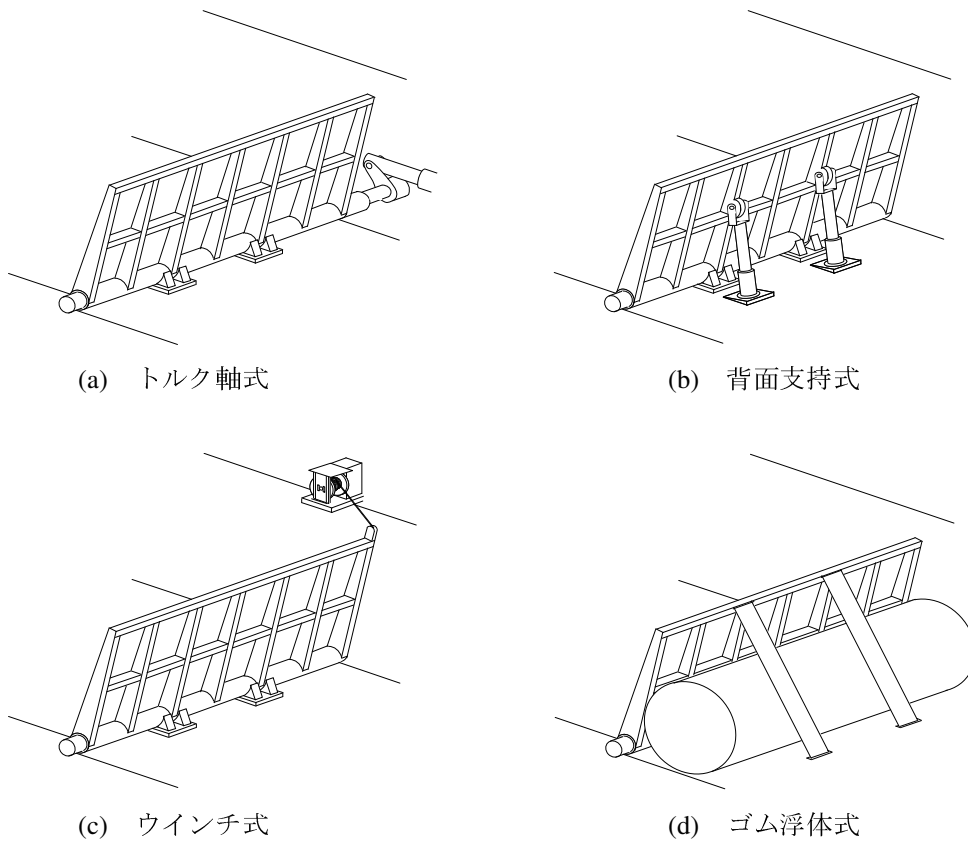


図-2.1 起伏ゲートの開閉方式



図-2.2 起伏ゲート

2. 1. 2 フラップゲート式可動堰 (MOSE 計画)

ベネチアはアドリア海最奥部の北西岸に面するイタリア・ヴェネト州の州都であり、ベネチアラグーンのほぼ中央の位置する島内において、その中心市街地（以後、島上に立地する市街地を指してベネチアとする）が発達している。ベネチアラグーンは、リド、マロモッコおよびキオジャヤの3つの水路によりアドリア海と結ばれる（図-2.3 参照）。ベネチアは、全長 3850m のリベルタ橋によって、本土側のマルゲーラ地区と唯一接続されている。ベネチアの歴史は紀元 6 世紀頃に始まったとされ、都市国家の独立を維持する上で、周囲の干潟が外敵の侵入を拒むための重要な役割を果たしていた。一方、ベネチア陸域の大半は海拔 1m 以下であることから、南東からの季節風によって発生する高潮の被害にたびたびみまわれてきた。干潟が都市防衛としての役割を終えた現代、高潮への対応が重要課題としてベネチアに残された。20 世紀初頭と比較して、地下水の汲み上げによる地盤沈下および近年の温暖化による海面上昇によって、ベネチアの海拔は相対的に 23cm 減少した。これにより、ベネチアにおける高潮の発生頻度は増加傾向にあり、近年 10 年間で 40 回程度の高潮が発生している。また、高潮だけではなく、アドリア海とラグーンを隔てる砂州の侵食やラグーン内の環境悪化など、総合的な対応が問われる状況にベネチアは直面している。そこで、イタリア政府はベネチア事業連合 (CVN : Consorzio Venezia Nuova) を設立し、ラグーン内における、すべての事業の計画から実施までを CVN が担うこととなった。それら計画の 1 つが MOSE 計画である。

MOSE は il MODulo Sperimentale Elettromeccanico の略語であり、旧約聖書に登場する預言者モーゼにも由来する。MOSE 計画とは、高潮対策事業の一環であり、アドリア海とベネチアラグーンを結ぶ 3 つの水路に可動堰を設置し、高潮によるラグーン内の水位上昇を抑制するものである。リド水路については、水路幅が広いことから中央に人工島を設けることで 2 つの水路とし、マロモッコ水路およびキオジャヤ水路と合わせて 4 つの可動堰が建設される。各水路における水深および水路幅は、それぞれ、リド北側水路では 12m および 420m、リド南側水路では 12m および 400m、マロモッコ水路では 15m および 400m、キオジャヤ水路では 8m および 380m である。MOSE 計画で使用される可動堰は、多くの形式のゲートが検討された結果、浮力を用いて浮上するフラップゲート形式が採用されることとなった。フラップゲート式可動堰 1 機あたりのゲート幅は 20m とされ、各水路の幅に応じて 19~21 機のゲートが水路を横断する方向に渡って、連続して設置される。図-2.4 に各水路における可動堰の配置図を、図-2.5 にフラップゲートの模式図を示す。

ゲートは通常、海底のケーソン内に格納される。高潮発生時には、ポンプを利用してゲート内に空気を注入し海水を排除することで、ケーソン上部の回転軸を中心にしてゲートは浮上し水路を閉鎖する。ゲートの起立には約 30 分を要し、最大 2m の水位差まで支持することができる。ゲートの倒伏は、再度ゲート内に海水を注入することで行い、約 15 分でゲートは海底に着床する。1 つのゲートは中央と両側の 3 つの水密区画から構成され、1 区画が浸水した場合であっても、残りの 2 区画の浮力によってゲートは浮上することができる。また、各ゲートに対して 2 系統の給排気配管が設置され、いずれか一方が機能しない場合でもゲートの浮上および倒伏操作が行える。ゲートは定期的にメンテナンスを実施するため、回転軸部から分離できる構造を採用する。回転軸の分離の際には、給排気を行う配管内に海水が流入するのを防止するため、各配管は自動的に水密される構造となっている。ラグーン内の底質がケーソン凹部に堆積するのを防止するため、ケーソンには、海水を高圧で噴射するノズルが設置されており、定期的な排砂作業が行われる。

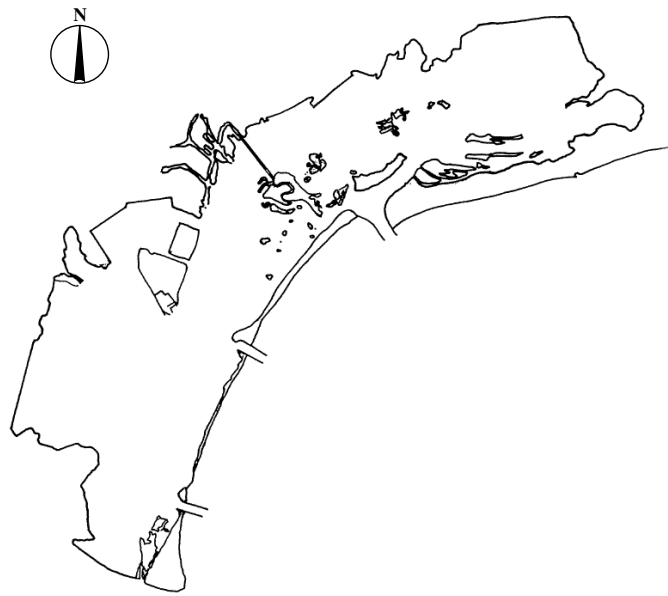
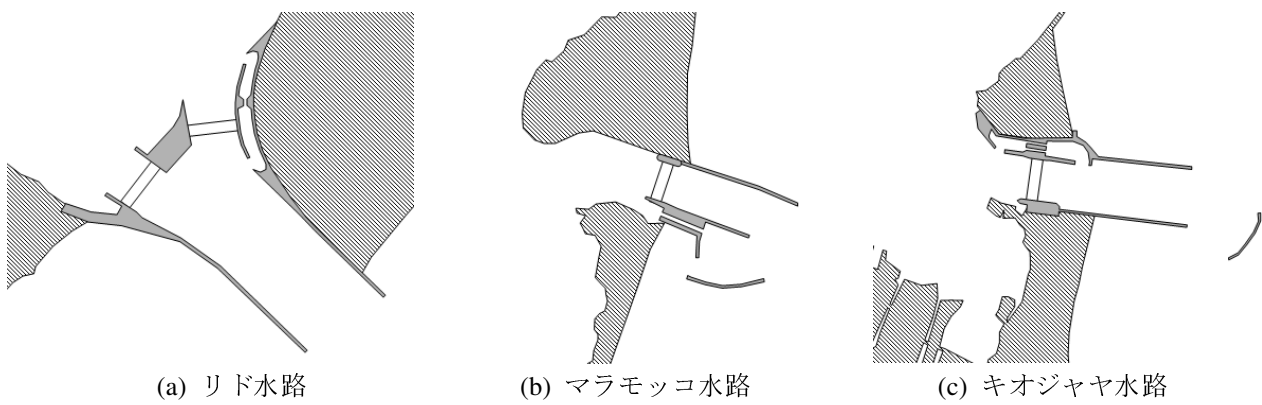


図-2.3 ベネチアラグーンと3つの水路（北から順にリド，マラモッコ，キオジャヤヤ）



(a) リド水路

(b) マラモッコ水路

(c) キオジャヤヤ水路

図-2.4 各水路における可動堰の配置図

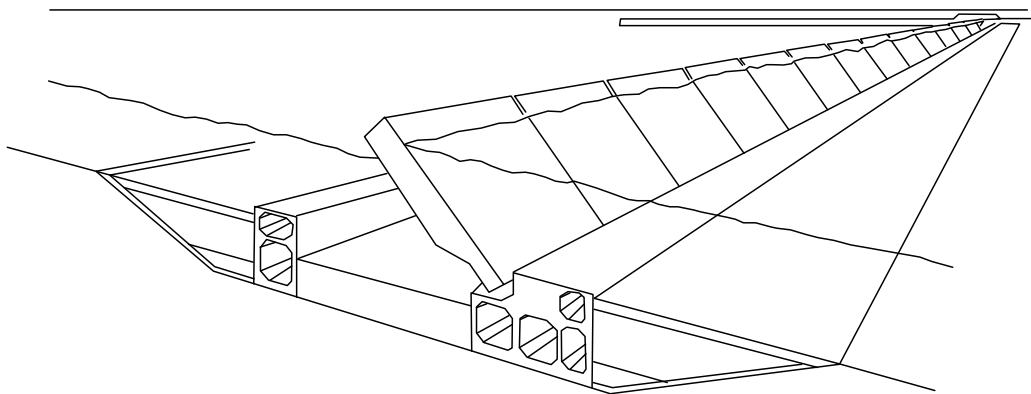


図-2.5 フラップゲート式可動堰の模式図（左：港内側，右：港外側）

2. 2 津波・高潮対応可動防波堤に対する要求性能

港口部に設置する可動防波堤には、津波あるいは高潮による港内水位上昇を適切に抑制することが基本的な性能として求められる。津波対策の湾口防波堤では、通船に必要な開口部を有しているため、港内水位の抑制効果は通常3～5割程度とされ、それほど高くない。一方、津波あるいは高潮対策水門では、水路を完全に遮水するため、越流を除けば後背地の水位上昇は想定しない。可動防波堤については、防潮水門ほどの止水性は期待されないものの、湾口防波堤と比較すると港口の閉鎖性は極めて高い。閉鎖する港内の水域面積および港口幅にもよるが、津波対応の可動防波堤に許容される港口部の開口率は通常1～3%程度、高潮対策の可動防波堤では1%未満とされる。また、港湾の利用条件によっては、引波津波による港内水位低下の抑制が必要なケースもある。港内水位の低下により、係留船舶の着底あるいは護岸を構成するケーソンの転倒が懸念される場合が、そのような条件に該当する。

上記の基本性能を満足するために、可動防波堤には以下に示す2つの性能が求められる。1つ目は、通常時は船舶の航行を妨げず、津波あるいは高潮の発生が予期された際、確実に稼働し港口を閉鎖できることである。高潮を対象として可動防波堤を使用する場合は、年間に数回程度の使用が見込まれる。一方、津波のみを対象とした場合は、数年から数十年に一度と使用頻度が極端に減少する。このような使用頻度の下であっても、可動防波堤は、緊急時において確実に動作しなければならない。防波堤の動作は、それを駆動する機械装置によって為されるものであり、地震による停電等も想定し、システム全体が安定的に機能することが求められる。通常、港湾の開口部は船舶の航路として使用されるため、地震の誤検知などによる可動防波堤の誤作動があってはならない。

2つ目は、港外水位上昇による静水荷重を安定的に支持し、想定外の荷重が作用した場合であっても最低限の減災機能を保持できることである。長周期の水位変動をもたらす津波あるいは高潮によって防波堤に作用する外力は、通常、港内外の水位差による静水荷重とみなすことができる。このような荷重に対して防波堤が十分な安定性を有するのは当然として、余震動による動水圧の作用、あるいは複数回の津波が連続して到来した場合であっても、防波堤の機能が維持されなければならない。また、漂流物の衝突や段波性津波の襲来など、想定外の外力が可動防波堤に作用した場合であっても、本来有する防災性能を著しく損なってはならない。

津波あるいは高潮に対する防災施設として、可動防波堤に求められる性能をここに示した。さらに、これらに加えて、一般的な固定防波堤と同等の耐用年数、および、可動部を駆動する機械装置に対するメンテナンス性の高さも必要となる。このような要求性能を満たす可動防波堤として、著者はフラップゲート形式の可動防波堤の開発を進めている。次項において、フラップゲートの詳細な構造を示す。

2. 3 フラップゲート式可動防波堤

2. 3. 1 機能および構造

フラップゲートは、扉体、函体およびテンションロッドを主要な部材として構成される可動式の津波・高潮防災施設である。図-2.6に示すように、フラップゲートの扉体は通常海底に倒伏し

た状態に保持され、津波あるいは高潮の発生が予測される際には、浮力を用いて浮上し港口を閉鎖する。その後の港外水位の上昇により、扉体は所定の角度まで起立して連続壁をなす。テンションロッドは、上部ロッドおよび下部ロッドの2つの部材からなり、扉体が起立した際には、扉体に作用する水圧荷重を支持する。また、下部テンションロッドには抵抗板が設置され、その流体抵抗により扉体の急激な起立動作を抑制することで、扉体起立完了時に、構成部材に生じる衝撃的な荷重を緩和することができる。函体は扉体を格納するとともに、扉体回転軸およびテンションロッドを介して、扉体を受ける水圧荷重を地盤内に伝達する。

扉体は、**図-2.7(b)**に示すように、隣接する扉体との間に所定の隙間を持たせて、水路を横断する方向に連続して配置される。津波対策のフラップゲートでは、扉体間の隙間は、扉体幅の1%に設定される。実機の扉体幅は10mを標準とするため、実機における扉体の隙間は10cmに相当する。フラップゲートを高潮対応として使用する場合は、ゴム製の膜を用いて扉体間の隙間を止水し、扉体からの漏水を抑制する。隣接する扉体の先端同士は、ワイヤロープを用いて接続され、各扉体が独立して動揺しないような構造が採用される。これにより、斜めから入射する波が扉体に作用した場合でも、扉体間の隙間は増大しない。扉体は、縦主桁、水平桁、回転軸およびスキンプレートにより構成される（**図-2.7(a)**および**(b)**参照）。縦主桁間には、扉体に浮力を与える1対の空気室が設けられる。万一、空気室の一方が浸水した場合であっても、他方の空気室の浮力および隣接する扉体から接合されるワイヤロープによる牽引力によって、扉体は浮上することができるよう設計される。テンションロッドは、一端が上部水平桁に接合され、他端は函体に接続される。

扉体は常時浮力を有した状態に保たれ、係留装置によって扉体の先端に下向き荷重を加えることで、扉体の倒伏状態は保持される。扉体空気室への空気送水を通常時に行い、常時から扉体に浮力を与えることで、津波発生時の浮上に要する時間を短縮できる。さらに、扉体の係留に必要な荷重を常時監視することで、扉体の持つ浮上力を常に担保でき、浮上動作に対する信頼性を高めることができる。扉体空気室は、扉体の重量等によりその大きさは異なるが、概ね、**図-2.8**に示すような構造を有する。空気室への送気は、空気室直下の配管より気泡状の空気を供給することで行われる。また、空気室からの排気については、扉体先端付近に設置された排気バルブを開放することで行う。係留機構は**図-2.9**に示すように、係留フック、トルクアームおよび転向リンクアーム等により構成される。扉体の倒伏は、扉体先端に掛かる係留フックによって保持されている。係留フックの操作は、トルクアーム、転向リンクアームおよびロッドを経て、フラップゲートの側部に設置される機械室にて行われる。係留フックの解除方法ならびにフラップゲートの運用方法については、次項においてその詳細を示す。

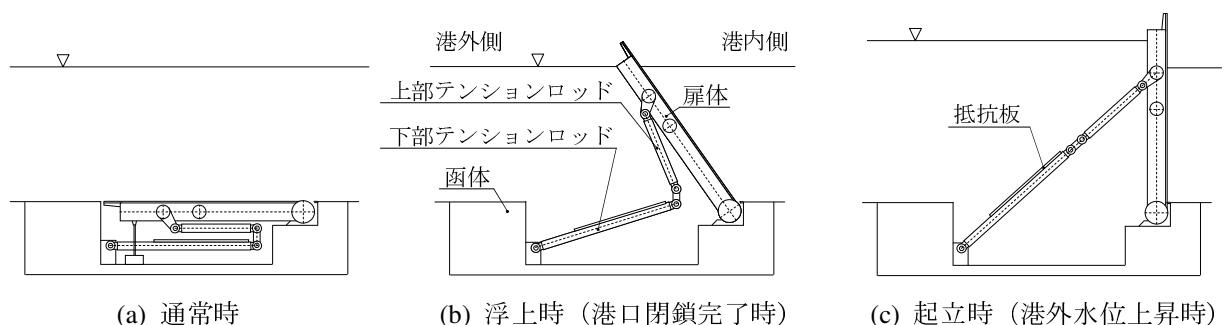
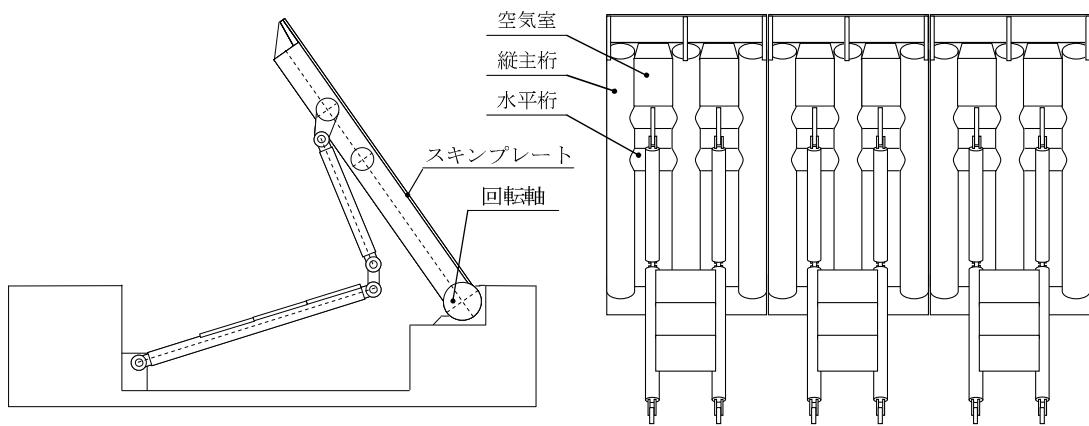


図-2.6 フラップゲート式可動防波堤の起立動作



(a) 側面図

(b) 正面図

図-2.7 フラップゲート扉体部

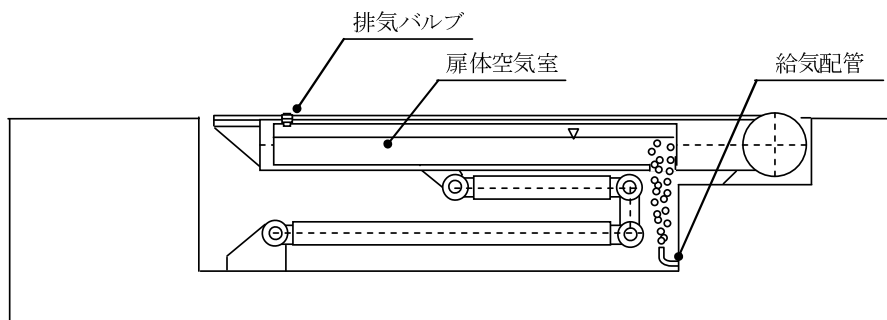
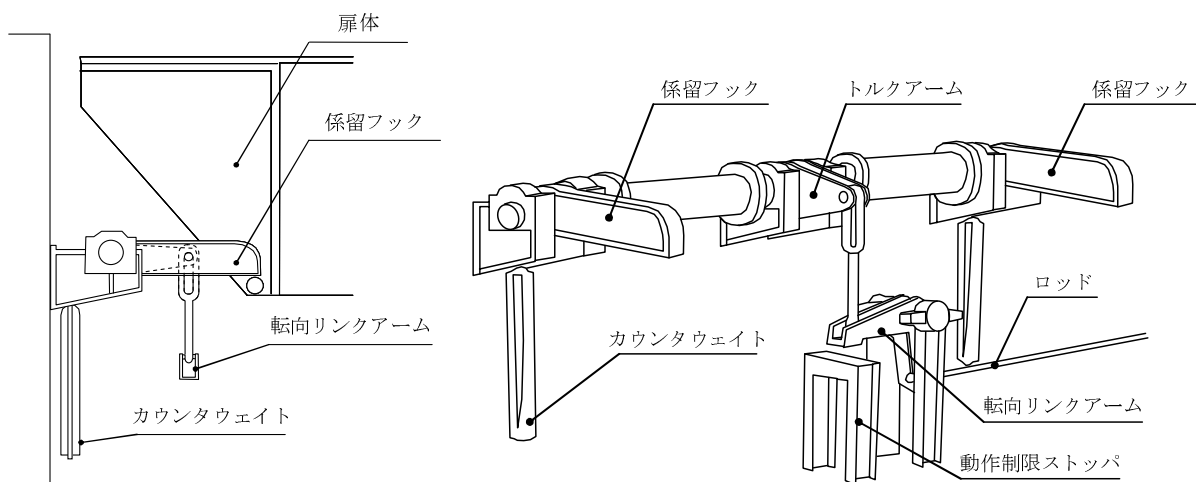


図-2.8 扉体空気室の構造



(a) 扉体係留状態

(b) 係留フック機構配置

図-2.9 係留機構

2. 3. 2 運用方法

フラップゲートの扉体は、**図-2.6** に示したように、津波あるいは高潮の発生が予測される際に浮上させ、港外水位の上昇により所定の角度まで起立する。通常、扉体は**図-2.10 (a)** の状態で係留されている。扉体の浮上は、**図-2.10 (b)** に示すように係留フックを緩めることにより行う。フックによる係留が解除された後は、浮力と自重が均衡する角度まで扉体は浮上する。津波あるいは高潮が収束した後、扉体先端部の排気バルブ（**図-2.8** 参照）から空気室内の空気を排除することで、扉体は倒伏を始める。扉体は係留フックを押し下げて（**図-2.10 (c)** 参照）着底し、係留フックはカウンターウェイトの重みにより水平位置に復帰する（**図-2.10 (d)** 参照）。その後、扉体空気室への給気により、扉体は**図-2.10 (a)** の状態まで浮上し、通常係留状態となる。

扉体が海底で保持されている状態においても、フラップゲート上を通過する波浪による水圧変動によって、扉体には流体力が作用する。そのため、係留フックを所定の角度で完全に固定して扉体を係留すると、非常に大きな荷重が局部的にフックに作用することとなる。係留フックに作用するこれらの荷重を軽減するために、フックは所定の範囲内で動揺できるように、扉体の浮力に相当する初期張力を与えたコイルバネを介して支持されている。コイルバネは、係留フックを操作する機械室内に設けられており、その変位量は作用荷重とともに常時監視されている。扉体および係留フックに許容される動揺の様子を**図-2.11** に示す。扉体の微小な動揺を許容することで、扉体あるいはテンションロッドの回転部の固着防止にも寄与する。

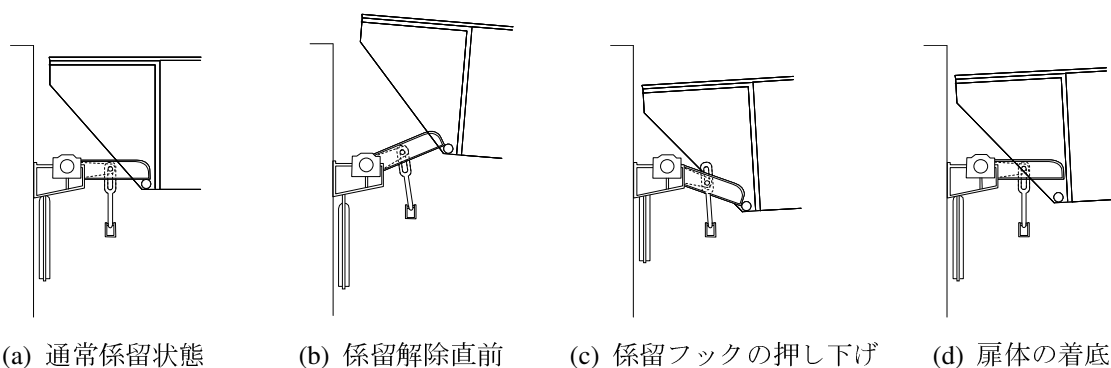


図-2.10 係留フックの解除および再係留方法

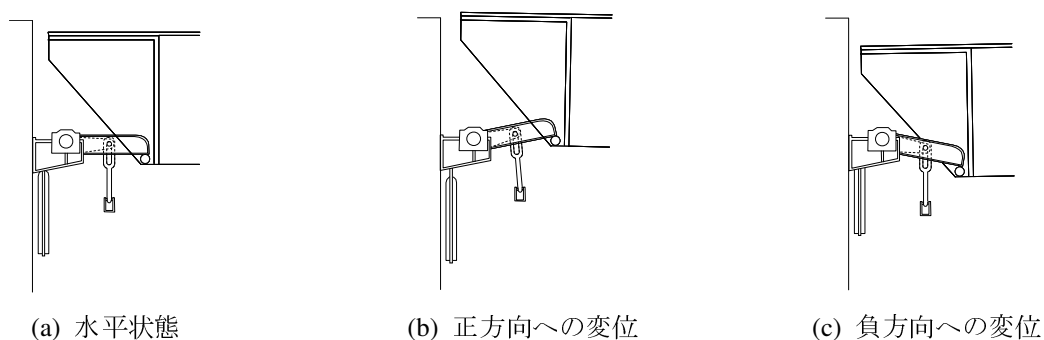


図-2.11 波浪外力による扉体の微小動揺および係留フックの動作

2. 3. 3 扉体の浮上動作とそれに伴う発生波

係留フック解除後の扉体の浮上動作は、迅速でありながら緩やかである。設置海域の水深等の条件にもよるが、概ね2分前後で扉体の浮上は完了する。図-2.12 および図-2.13 は、倒伏状態の扉体を静穏海域で浮上させることを想定した水理模型実験の結果である。図-2.12 は扉体角度の時間変化を示し、図-2.13 はフラップゲートの港内および港外に設置した波高計にて計測した水位の時間変化を示したものである。両図は同時計測を行ったものであり、それらの時刻はそれぞれ対応している。また、各軸の値は、実海域のスケールにて表記している。ここで用いた実験模型は、3章および4章の実験で使用する模型と同一のものであり、水深13mの海域を想定した実機を1/30で模型化したものである。実験模型および実験設備の詳細については次章で触れるため、ここでは、2つの実験結果についてのみ示すに留める。

図-2.12 より、扉体の浮上速度は、浮上開始直後および浮上完了直前において減速していることがわかる。扉体が函体から浮き上がるためには、函体と扉体の隙間から函体内に水が流入する必要があるため、その流れが抵抗となり扉体の浮上速度は抑制される。扉体は、扉体の先端が水面から少し顔を出す程度まで浮上するが、扉体角度が大きくなるにつれて浮上力として扉体に作用するモーメントが減少するため、扉体の速度は徐々に減少する。扉体が重力と浮力のバランスする角度に到達した後は、動揺することなく静止している様子が確認できる。図-2.13 より、扉体浮上動作に伴う発生波は、実海域のスケールで両振幅5cm程度であることがわかる。扉体が浮上を始めた直後から、港内の水面は盛り上がり、港外の水面は沈みこんでいる様子が確認できる。これらの水位変動は、扉体の寸法と比較して極めて小さいため、ここでは、扉体の起立動作と造波現象の関係を厳密に評価することはしない。

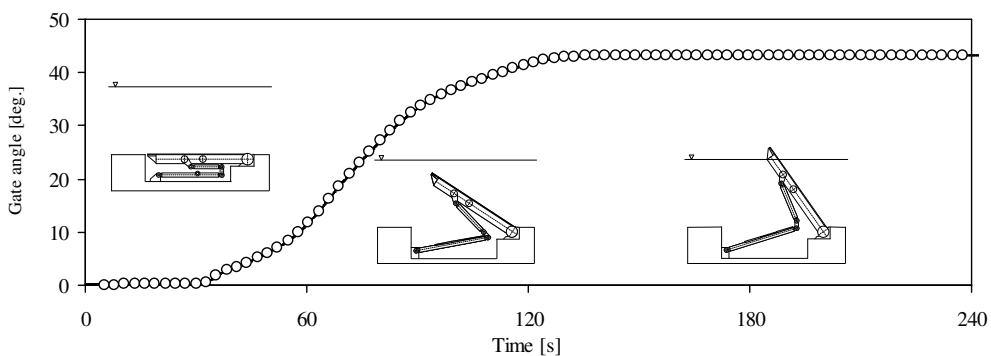


図-2.12 扉体浮上時における扉体角度の時間変化

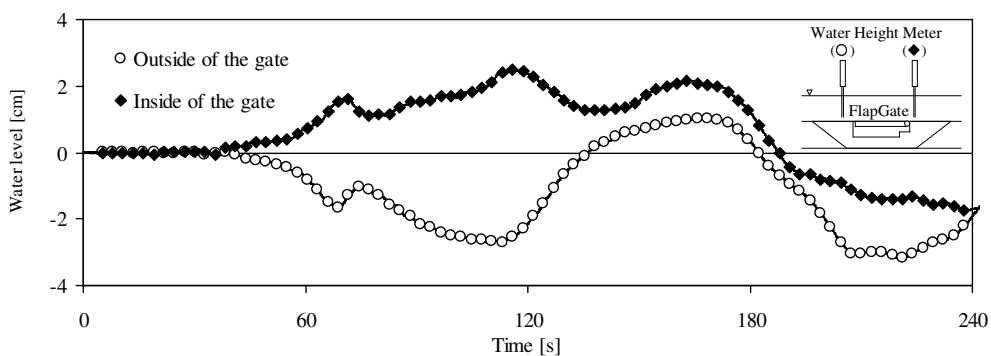


図-2.13 扉体浮上時における港内外の水位の時間変化

2. 3. 4 実用化に向けての開発課題

フラップゲートの有する津波低減性能については、白井らの研究（2005；2006）によって確認されている。従来の研究は、フラップゲートの津波防災施設としての成立性を検証したものであり、フラップゲートを実配備する上での必要な検討を網羅的に行ったものではない。ここで、フラップゲート実用化に向けての開発課題を列挙し、それらの課題に対する本研究での取り組み方について述べる。実用化に向けて検討が必要な開発課題は、以下に示す通りである。

- (1) 扉体倒伏状態における係留特性の把握
- (2) 扉体浮上状態における動揺特性および波圧特性の把握
- (3) 津波作用時における衝撃荷重の軽減
- (4) 引波津波に対する港内水位の維持
- (5) 転倒および滑動に対する安定性の評価
- (6) スケールアップに伴う縮尺影響の評価とリードタイムの短縮
- (7) 維持管理性ならびに経年変化特性
- (8) 漂砂あるいは底泥の堆積
- (9) 海生生物の付着
- (10) 材料の腐食

上記の課題のうち、(1)～(6)については、フラップゲートを設計、施工および運用する上で基本的な性能に関わる項目である。一方、(7)は実海域における実証試験を持って評価すべき項目であり、(8)および(9)は使用環境に大きく依存し、設置海域毎の検討が求められる課題といえる。さらに、(10)は従来の海洋構造物において十分な実績を持つ材料および防食技術を採用することで対応可能な課題と考えられる。本研究は、(1)～(6)に挙げた課題に対して取り組むものである。ただし、(5)の滑動に対する安定性の評価については、函体と地盤との摩擦、主動土圧および受動土圧に関する検討を要するため、フラップゲート模型と基礎地盤を一体として取り扱う必要がある。基礎地盤については、現地条件に大きく依存し、2次元水路内でその条件を厳密に再現するのは容易ではない。したがって、本研究では、転倒に対する安定性の評価のみを行うこととする。

1.3項でも述べたように、本研究では、2次元水路を用いた水理模型実験および数値流体解析を実施し、これらの開発課題を明確化する。上記の6つの課題について、以下に説明を加える。

(1) 扉体倒伏状態における係留特性の把握

フラップゲートの扉体の係留方法について2.3.1項において示した。静水状態における扉体係留に必要な係留力については、扉体の有する浮力とのバランスによって容易に算定できる。しかし、フラップゲート上を波浪が通過した際の扉体に作用する圧力の変動については、その算定は容易ではない。なぜなら、扉体係留力を軽減するために扉体の動揺を許容する係留方法を採用しており、係留特性の把握には、扉体の運動を考慮した動的な検討が欠かせないためである。波浪作用下における係留特性の把握は、フラップゲート実用化における主要な検討課題の1つであり、第3章にて示す規則波を対象とした水理模型実験を通して、これを明らかにする。

(2) 扉体浮上状態における動揺特性および波圧特性の把握

津波あるいは高潮の発生が予測される際、扉体の浮上によって港口は閉鎖される。港外水位の上昇により扉体は所定の角度まで起立するが、起立が完了するまでの浮上状態においては、外洋

から襲来する波浪によって扉体は動揺する。扉体の動揺振幅が大きくなると、扉体動揺に関して非線形的な影響が強まることが予測され、扉体やテンションロッドへの作用荷重の推定も複雑化する。そこで、扉体の動揺特性および波圧特性を把握し、扉体、テンションロッドあるいは抵抗板への作用荷重を評価する。これらの検討は規則波を使用した2次元造波水路実験にて実施し、その内容については第3章にて示す。

(3) 津波作用時における衝撃荷重の軽減

下部テンションロッドには、扉体の急激な起立動作を抑制するために抵抗板が設置される。白井らの研究(2006)により段波性津波に対する抵抗板の効果は確認されているが、抵抗板に作用する流体力の評価等を行われておらず、定性的な検討に留まっている。本研究では、段波性津波あるいは周期性津波を対象とした水路実験により、抵抗板の効果を定量的に評価し、それらの内容を第4章にて示す。

(4) 引波津波に対する港内水位の維持

筆者が開発を進める津波・高潮対応フラップゲートは、港外水位の上昇から港内あるいは背後地を防御するための施設であり、引波津波に対しては港内水位を維持する機能は持たない。しかし、港内の利用状況によっては、引波津波から港内水位を保持することが求められるケースも想定される。これに対応するため、常時は函体内に格納される可動式の斜材を用いて扉体の倒伏を支え、引波津波作用時においても港外水位を維持できる機構を導入した。引波時の扉体支持機構の成立性についての検証を2次元水路にて実施し、第4章にてこれらの内容を示す。

(5) 転倒および滑動に対する安定性の評価

扉体に作用する流体力は、扉体回転軸あるいはテンションロッドを介して函体に伝達させる。函体は地盤からの反力によってその安定性を保持するが、函体に過剰な外力が作用する場合には、函体の転倒あるいは滑動が生じることも想定される。そのため、転倒あるいは滑動に対するフラップゲートの抵抗力を検討することは不可欠である。ただし、前述したように、滑動に対する安定性を評価するためには基礎地盤を含めた検討が必要となり、フルード則に従う2次元水路実験でその条件を再現するのは難しい。よって、本研究では、段波性津波、周期性押波津波および引波津波を対象として、転倒に対する函体の安定性評価を水路実験により実施した。これらの内容について、第4章において示す。

(6) スケールアップに伴う縮尺影響とリードタイムの短縮

水理模型実験はフルード則に基づいて実施しているが、複数の縮尺模型を用いた実験を行うことで、その整合性を検討することが本来は望ましい。しかし、現実には、実験設備の制約上、そのような検討を行うことが困難な場合が多い。また、対象とする実機の寸法あるいは仕様が変わるたびに、毎度、水理模型実験により性能評価を行うことは効率的ではない。本研究では、フラップゲートを対象とした数値解析モデルを構築し、そのモデルの精度評価を行うことにより、縮尺影響の排除あるいはリードタイムの短縮に向けた取り組みを行う。これらの内容については第5章において示す。

3章 常時波浪および高波に対する

フラップゲートの波浪特性に関する実験的検証

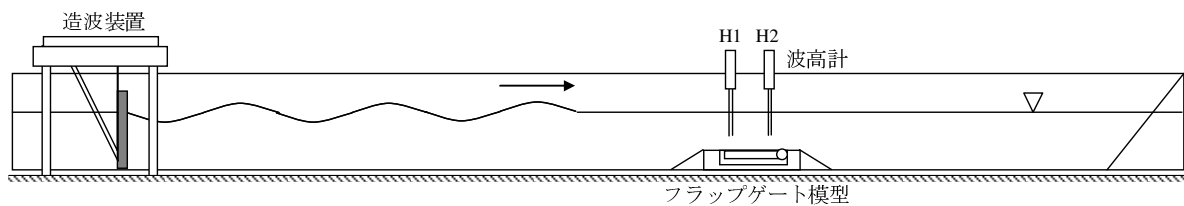
3. 1 実験方法

本章では、倒伏状態あるいは浮上状態のフラップゲートの扉体波浪特性に関して、水理模型実験による検証を行う。実験は、2次元造波水路において、常時波浪および高波を想定した規則波を対象として実施した。本項において、実験設備、計測機器および実験条件について説明する。

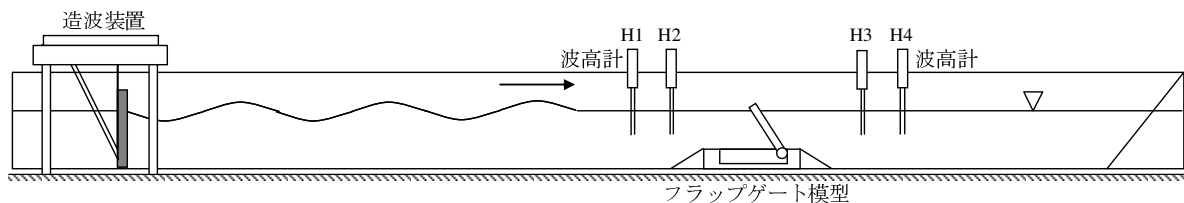
3. 1. 1 実験設備

(1) 実験水路

実験は、長さ50m、高さ1.2m、幅1mの2次元造波水路にて実施した。造波装置は、サーボモータによって造波板を駆動するピストン式であり、両振幅で最大1.4mのストロークを有する。フラップゲートの水理実験模型は、2次元水路内において、造波板の基準位置から30mの地点に設置した。倒伏状態のフラップゲートを対象とした実験（以下、倒伏扉体実験）では、倒伏した扉体の上に2台の波高計を設置し、浮上状態のフラップゲートを対象とした実験（以下、浮上扉体実験）では、フラップゲートの沖側と岸側にそれぞれ2台ずつ計4台の波高計を設置して実験を実施した。前者の倒伏扉体実験では、波高計H1は扉体係留点の真上に設置し、波高計H2はその後方に設置した。後者の浮上扉体実験では、波高計H2を扉体回転軸から沖側2mの位置に、波高計H3を扉体回転軸から岸側2mの位置にそれぞれ設置し、波高計H1はH2の前方に、波高計H4はH3の後方に設置した。H1とH2あるいはH3とH4の間隔は、入射波と反射波を分離するため、入射波の波長に応じて30cmあるいは50cmとなるように調整した。両実験について、実験設備全体の概略を図-3.1 (a) および (b) に示す。



(a) 倒伏扉体実験



(b) 浮上扉体実験

図-3.1 実験設備の概略

(2) 実験模型

水深 13m の実海域に設置する実機を対象として、縮尺比 1/31 で実験模型を作成した。実機の扉体 1 門の高さは 22m、扉体幅は 10m であり、対応する実験模型の扉体高さは 717mm、扉体幅は 325mm となる。水路幅は 1m であるため、実験模型は扉体 3 門を有した構造とした。隣接する扉体間の幅は、それぞれ 3mm とし、外側の扉体と水路壁面との隙間も 3mm となるように、アクリル板を用いて水路幅を調整した。隣接する扉体間あるいは扉体と壁面との隙間の面積は、それぞれ扉体面積に対して約 1% に相当する。実験模型は、SUS 鋼を用いて作成し、扉体の浮力および慣性モーメントは、ウレタン製の浮力体（比重：0.03）を用いて、フルードの相似側に基づいて実機の条件と合うよう調整した。実機では、隣接する扉体の先端をワイヤロープ等により緩く連結することで、扉体のバラつきを抑制する計画である。実験模型においても実機の状態を再現し、SUS 製のワイヤロープを用いて扉体の先端を連結した。

扉体は上部ロッドおよび下部ロッドで構成される 1 対のテンションロッドによって函体から係留され、対をなす下部ロッドの間には、着脱可能な抵抗板を設置した（詳細は 3.1.3 項に記載）。扉体が 90 度まで起立すると、テンションロッドを構成する要素が直線状となるようロッドの長さを調節し、扉体角度が 90 度を超えない設計とした。各扉体は、3 本の縦主桁（ $\phi 60.5\text{mm}$ ）、2 本の水平桁（ $\phi 45\text{mm}$ ）およびスキンプレート（ $684\text{mm} \times 325\text{mm} \times t1.5\text{mm}$ ）により構成される。スキンプレートの上端には、扉体高を調整するための平板を設置し、その調整板を上下にスライドすることで、スキンプレートの長さを最大 33mm まで延長できる。扉体倒伏状態においては、調整板は、扉体先端と函体との隙間量を調整する役割を有する（詳細は 3.1.3 項に記載）。函体は、扉体およびテンションロッドを格納する掘り込み部を有した矩形である（水路長手方向 1080mm \times 水路幅方向 1000mm \times 高さ 223mm）。函体の前後は、1/2 勾配の傾斜面を用いて水路底面と接続した。

実験にて使用した 1/31 縮尺の模型を図-3.2 に示す。(a) が倒伏扉体実験の様子を、(b) が浮上扉体実験の様子をそれぞれ示したものであり、浮上状態における静水域での扉体の釣合い角度は 43.6 度であった。



(a) 倒伏扉体実験



(b) 浮上扉体実験

図-3.2 フラップゲート水理実験模型

(3) 係留装置

実機の係留機構は、係留フックを用いて扉体の先端に下向き荷重を加えることで、扉体の倒伏状態を保持する。実験では、計測を容易にするため、SUS製のワイヤロープを用いて扉体に下向き荷重を加えることで扉体の倒伏状態を保つ構造である。ワイヤロープは、各扉体中央の縦主桁に設置した治具に接合される。治具は、扉体回転軸から620mmの位置に設置した。扉体を係留するワイヤロープは、滑車を介して水路外側のロードセルに固着し、係留張力を測定できるように構成した。実機では、鋼製のロッドや扉体の動揺を許容するためのバネ等によって係留機構は構成される。実験模型においても、ワイヤロープとロードセルの間にコイルバネ（詳細は3.1.3項に記載）を挿入することで、扉体の動揺を許容できる構造とした。

3. 1. 2 計測機器

実験では、波高計、圧力計、加速度計およびロードセルを計測機器として使用した。波高計の使用については3.1.1(1)項に示したとおりであり、倒伏扉体実験では2台の波高計を、浮上扉体実験では4台の波高計を図-3.1のように配置して使用した。

圧力計は合計18台使用し、その設置位置は図-3.3に示すとおりである。18台の圧力計のうち、3台は扉体の上面（港内側）に、6台は扉体の下面（港外側）に、6台は抵抗板に、3台は函体の上面にそれぞれ設置した。また、すべての圧力計は、2次元水路の幅方向に対する中央線上に設けた。倒伏扉体実験において、扉体上下面の圧力計は、その圧力差から扉体への作用流体力を推定することを目的として使用される。そのため、P1とP7、P3とP8およびP5とP9は、それぞれ扉体を挟んだ正反対側に設置されている。扉体への作用流体力と係留力を評価する倒伏扉体実験では、抵抗板および函体に設置した圧力計は使用しない。浮上扉体実験において、扉体に設置した圧力計は、港外からの入射波による作用波圧を計測することを目的として使用する。そのため、港内側（倒伏状態における上側）の圧力計は使用しない。抵抗板の表面および裏面の圧力計は、扉体動揺時における抵抗板への作用差圧を計測するために使用し、函体上面の圧力計は、函体上の水面形状を推定するために使用する。

扉体回転軸に設置した加速度計は、扉体回転角の測定に用いる。加速度計は、定格容量 9.8m/s^2 の1G計であり、作用する重力加速度成分より扉体角度を算出する。加速度計に角加速度成分が入らないよう、加速度計は扉体回転軸上に設置される。これにより、静的な扉体傾斜角の計測だけでなく、動的な傾斜角の計測も可能となる。

ロードセルは、扉体の係留力を計測することを目的として設置される。3.1.1(3)でも示したように、実験では、扉体の係留にSUS製のワイヤロープを用い、滑車およびコイルバネを介してロードセルに接続することで扉体係留力の計測を行う。

バネ定数が 0.80N/mm, 3.27N/mm, 8.65N/mm, および 15.5N/mm の 4 種類のものを使用した。いずれのコイルバネも、無負荷時の長さは 50mm である。3.1.1(2)項において示したように、扉体の先端には、扉体と函体の開口量を調整する調整板が設置される。調整板をスライドすることで、扉体先端と函体との隙間を 7mm, 17mm および 27mm と変えて実験を行った。それぞれの隙間面積は、扉体の面積に対して 1.0%, 2.5% および 4.0% に相当する。また、隣接する扉体間の開口量は扉体面積に対して 1.0% であることから、扉体先端の開口量は扉体間の開口量と比較して、1.0 倍, 2.5 倍あるいは 4.0 倍にあたる。倒伏扉体実験での実験条件を表-3.2 に示す。

浮上扉体実験では、下部テンションロッド間に設置する抵抗板の面積を変化させて実験を行った。抵抗板の幅はテンションロッド間の距離である 140mm とし、長さを下部テンションロッドの 1/4, 2/4 および 3/4 (それぞれ, 115mm, 230mm および 345mm に相当) として、3 種類の面積の抵抗板を使用した。実験は、抵抗板を設置しないケースも含めて、4 パターンの模型を用いて実施した。浮上扉体実験での実験条件を表-3.3 に示す。

表-3.1 実験にて使用する規則波の諸元

実機	数値解析				
	波周期 T [s]	波高 H [cm]			
		$H/L=0.01$	$H/L=0.02$	$H/L=0.03$	$H/L=0.04$
4.0	0.72	0.815	1.6	2.45	3.26
6.0	1.08	1.77	3.5	5.31	7.08
8.0	1.44	2.81	5.6	8.43	11.2
10.0	1.81	3.80	7.6	11.4	15.2
12.0	2.17	4.76	9.5	14.3	19.0
14.0	2.53	5.69	11.4	17.1	22.8
16.0	2.90	6.60	13.2	19.8	26.4

表-3.2 倒伏扉体実験における実験条件

(a) コイルバネのバネ定数

バネ定数 [N/mm]			
0.80	3.27	8.65	15.5

(b) 扉体面積に対する扉体先端の開口率

開口率 [%]		
1.0	2.5	4.0

表-3.3 浮上扉体実験における実験条件

抵抗板の長さ [m]			
0	115	230	345

3. 2 倒伏状態のフラップゲートの波浪特性

3. 2. 1 評価方法

倒伏状態の扉体に作用する波浪流体力は、波の入射方向にわたって扉体の上面（P7, P8, P9）および下面（P1, P3, P5）に3箇所ずつ一列に設置した圧力計より算出する。具体的には、上面と下面の圧力計より差圧を求め、3点の差圧を用いて最小二乗法により直線近似した関数を導き、扉体回転軸からの距離を関数に乗じた上で、扉体長さにわたって積分したものを波圧によるモーメントと定義した。係留力についても、回転軸から係留点までの距離を乗じることでモーメントとして評価し、波圧によるモーメントと比較できるようにした。波浪作用下でのこれら双方の値を比較することにより、波浪流体力と、それを支持するために必要な扉体係留力との関係を導出することができる。模型係留装置に使用したコイルバネを、実機に用いるバネとして換算する際には、扉体の回転動揺振幅の縮尺比が一致するよう設計がなされる。

波圧によるモーメントおよび係留力 T_M によるモーメントは、基準水深における静水圧 ρgh 、扉体長さ（717mm）および扉体幅（325mm）を用いて無次元化を行った。扉体の回転動揺振幅は、ロードセルにて計測した荷重を使用したバネのバネ定数で除すことにより算出した。

3. 2. 2 波圧および係留力による扉体作用モーメント

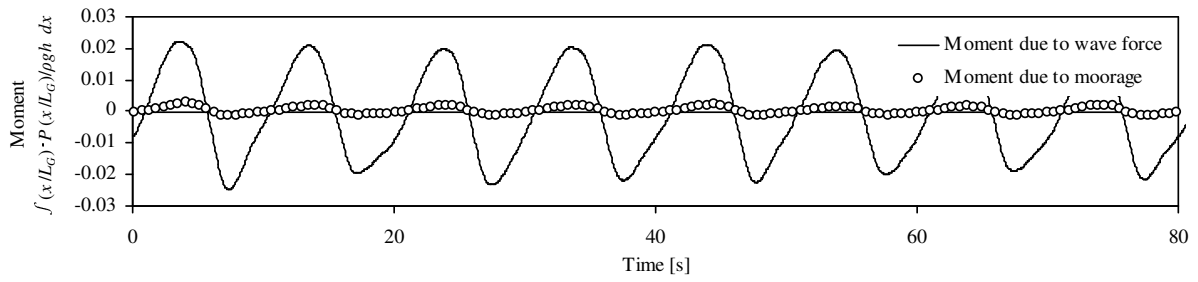
図-3.4 は、扉体先端の開口率を4%に調整したフラップゲートに対して、周期 10s、波形勾配 0.04 の規則波を作用させた際に、扉体に生じる波圧によるモーメントと係留力によるモーメントの時間変化を示したものである。ここで、横軸は実海域スケールでの時間、縦軸は無次元化したモーメントである。図-3.4 より、波圧によるモーメントおよび係留力によるモーメントは、作用波の周期と同期していることがわかる。図-3.5 に、図-3.4 と同一の条件の入射波をフラップゲートに作用させた際の、(a) 流体力による扉体作用モーメントの最大値および (b) 係留力による扉体作用モーメントの最大値を示す。図-3.5 では、横軸に扉体先端の開口率、縦軸には無次元化したモーメントを示す。図-3.4 および図-3.5 より、扉体の係留にバネ定数の小さいバネを用いるほど、係留モーメントは減少した。また、扉体先端の開口率を大きくすると、波圧および係留力によるモーメントは共に増加した。図-3.6 は、4 ケースのバネを用いて扉体を係留したフラップゲートに対して、周期 4s~16s、波形勾配 0.04 の入射波を作用させた際の、波圧による扉体作用モーメントの最大値を示したものである。図-3.6 では、横軸に実海域スケールでの波周期、縦軸には無次元化したモーメントを示す。図-3.6 より、一部のケースで波圧による扉体作用モーメントの値が若干落ち込んでいるものの、作用波の周期が長くなるにつれて、扉体に作用するモーメントは増加する傾向がみられる。各係留バネを使用したフラップゲートに、図-3.6 と同一の条件の波を作

用させた際における、扉体の回転動揺振幅を図-3.7 に示す。図-3.7 では、横軸に実海域スケールの波周期を、縦軸に弧度を示す。図-3.7 からわかるように、動揺振幅は硬いバネを用いた実験ケースほど小さくなり、作用波の周期が長くなるにつれて増加する。

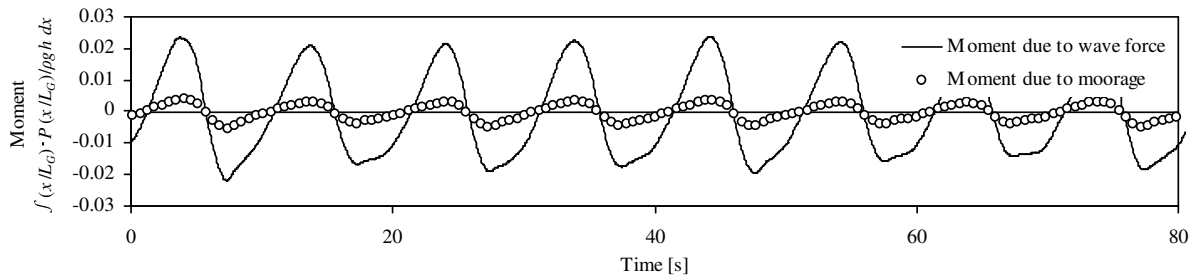
扉体に生じる波圧によるモーメントは、扉体の上面および下面の圧力差に起因する。扉体上面の圧力は、その地点の静圧に依存し、扉体下面の圧力は、扉体の先端あるいは扉間の隙間から扉体の下側に伝播する圧力に依存する。扉体の先端部の開口率がゼロであった場合を仮定すると、扉体下側の圧力は、扉体上面の静水圧が扉間から下方に伝播するだけであるため、扉体の上下面に圧力差は生じない。扉体先端の開口率が扉間の開口率と比べて大きい場合、扉体下側の圧力は、扉体先端の開口部から伝播する圧力に支配されるため、扉体の上下で圧力差が生じやすい状態になる。扉体上の波高計で計測した水位および扉体に作用する波圧によるモーメントの時系列データを比較すると、扉体先端の開口部の水位が扉体上の水位より高いとき、つまり、扉体上の水面の勾配が負となるとき、起立モーメントが正となる事が確認できている。これらの結果より、扉体先端の開口率が大きいほど扉体に生じる波圧によるモーメントは増大すると考えられる。

流体力によって扉体に生じるモーメントが、扉体上下の圧力差によって生じることは先に述べた。図-3.7(a) および (d) の開口率 4% の実験ケースを比較すると、柔らかいバネを用いて係留することで、波圧による扉体作用モーメントは約 6 割に減少している。これは、扉体が動揺したことにより、扉体下側の圧力上昇を緩和できたためである。(a)、(d) それぞれのバネに同一の荷重を作用させると、(a) のバネは (d) のバネの約 20 倍変位する。前者のバネに作用する荷重が、後者のバネに作用する荷重の 6 割であれば、前者のバネは、後者のバネの約 12 倍の変位を生じるはずである。しかし、図-3.7 (a) および (d) の開口率 4% の実験ケースを比較すると、(a) のケースの動揺振幅は、(d) のケースの動揺振幅の約 8 倍でしかないことがわかる。これは、係留機構以外の抗力が扉体の起立を抑制していることを示している。図-3.7 より、扉体の先端の開口率が小さいケースほど、扉体の動揺角度はより小さく、扉体の起立を抑制する抗力が大きくなる事を示している。これらの結果より、扉体の起立を抑制しているのは、扉体の開口部から流入出する水の抵抗であると推察できる。つまり、扉体先端の開口率を小さくし、扉体の動揺を許容する係留機構を用いることで、係留部材に生じる負荷を軽減させることができる。

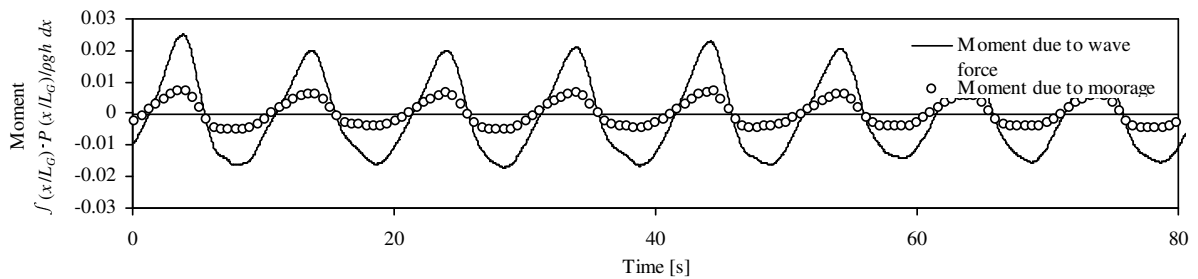
扉体先端の真上の波高および扉体に作用する波圧によるモーメントの位相差を図-3.8 に示す。図-3.8 より、扉体に生じる流体力によるモーメントは、扉体上の水面の波形が $\theta=\pi$ に差し掛かった付近で最大値を示している。これは、正弦曲線の勾配は、 $\theta=\pi$ において負の傾きが最大となるためである。本研究の実験条件において、周期 4s の規則波の波長は、扉体の長さより若干長い程度であり、扉体に大きなモーメントを作用させることはない。波長が扉体長さに対して十分に長い正弦波形については、波形勾配が同一であった場合、扉体上の水面勾配（あるいは、負の水面勾配）の最大値は一定値に近づくはずであり、扉体に生じる波圧によるモーメントの最大値も一定に近づくはずである。しかし、扉体への作用モーメントは、図-3.6 に示すように、作用波の周期が長くなるのに従って増加する傾向を示す。周期の長い波を水路で造波すると、波の峰は切り立ち、波の谷は平滑化されて、正弦曲線から徐々に外れる傾向がある。このような波形の波では、 $\varphi=\pi$ で負の勾配が最大とはならず、位相は $\varphi=\pi/2$ の方にずれ、勾配もより急峻となる。図-3.8 より、波周期が長くなるほど、流体力による扉体作用モーメントの位相が $\varphi=\pi$ から $\varphi=\pi/2$ の方に徐々にずれていることから、この現象は明らかである。これらの結果より、本実験の条件では、周期の長い波ほど、最大勾配を与える位相が波の峰側に近づき、波形の最大勾配が増大するため、扉体に生じる波圧によるモーメントの最立値も増加したと考えられる。



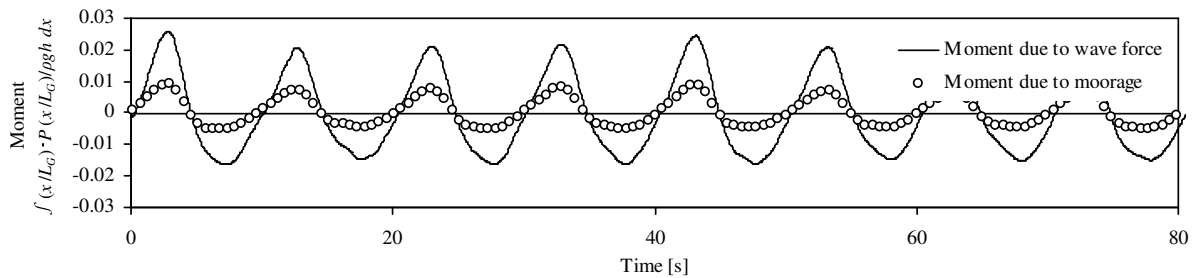
(a) バネ定数 : 0.80 N/mm



(b) バネ定数 : 3.27 N/mm

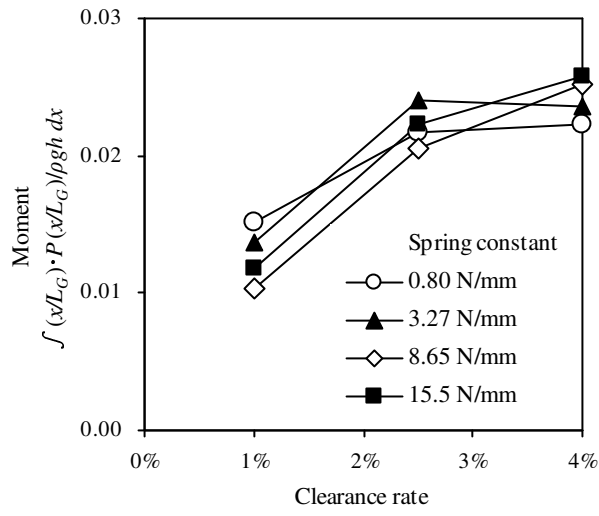


(c) バネ定数 : 8.65 N/mm

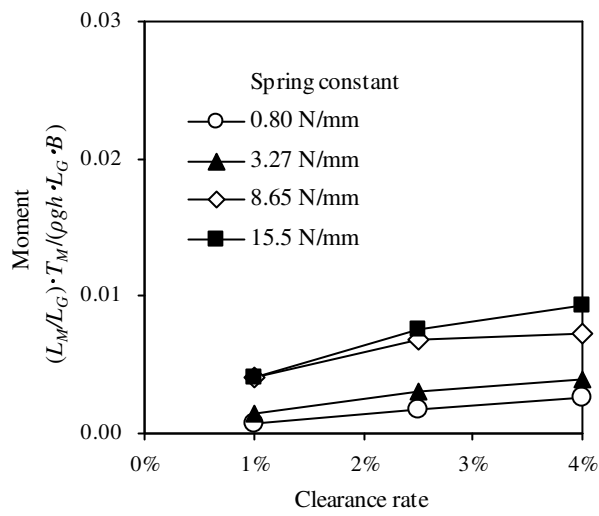


(d) バネ定数 : 15.5 N/mm

図-3.4 周期 10s, 波形勾配 0.04 の規則波作用時における波圧と係留力によるモーメント

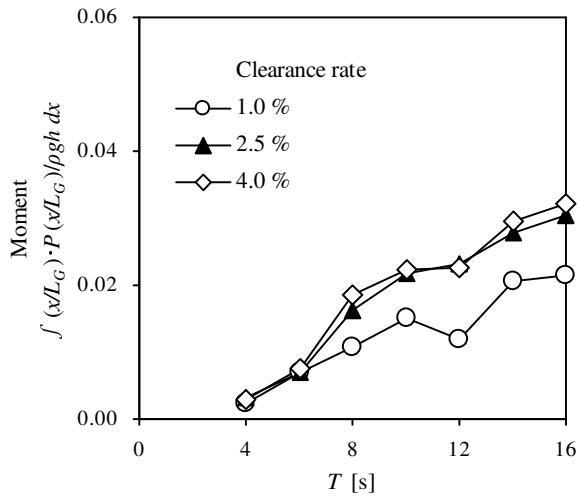


(a) 波圧によるモーメント

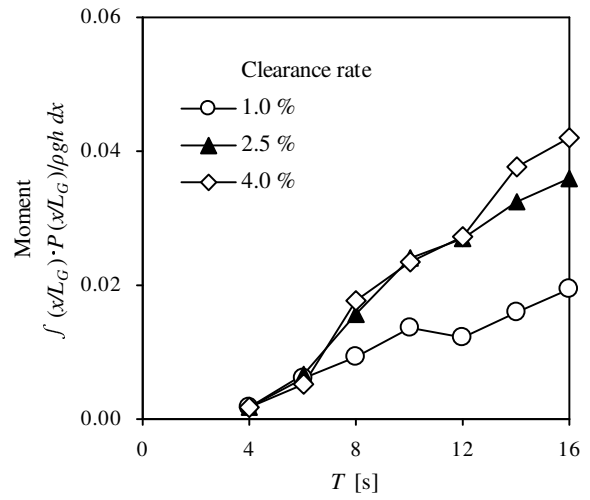


(b) 係留力によるモーメント

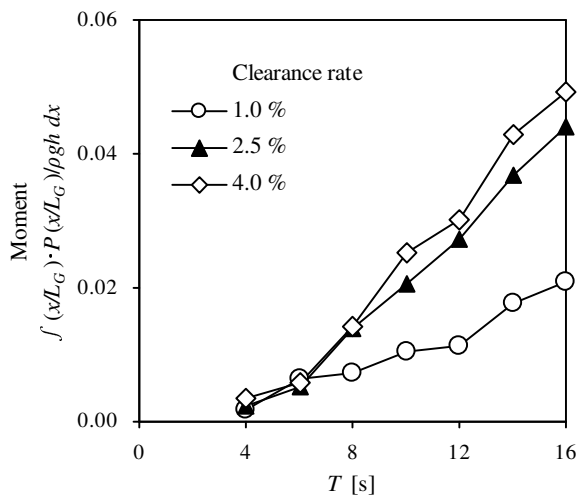
図-3.5 扉体に作用する最大モーメント



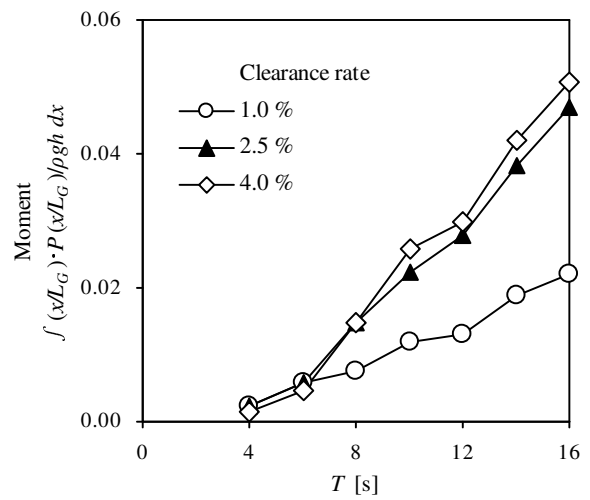
(a) バネ定数 : 0.80 N/mm



(b) バネ定数 : 3.27 N/mm

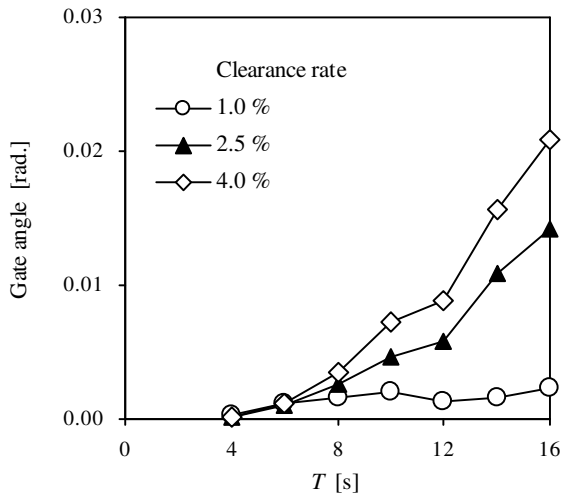


(c) バネ定数 : 8.65 N/mm

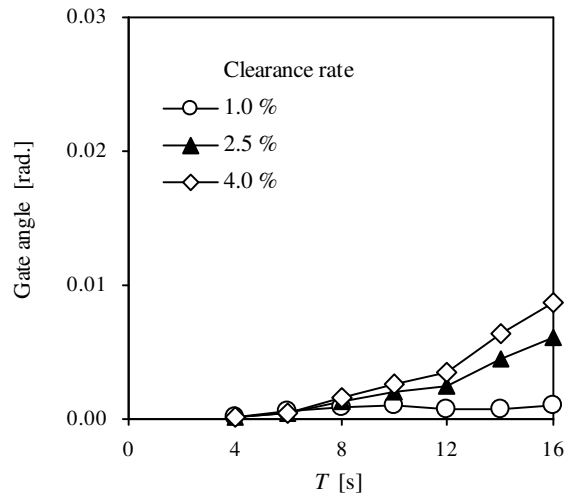


(d) バネ定数 : 15.5 N/mm

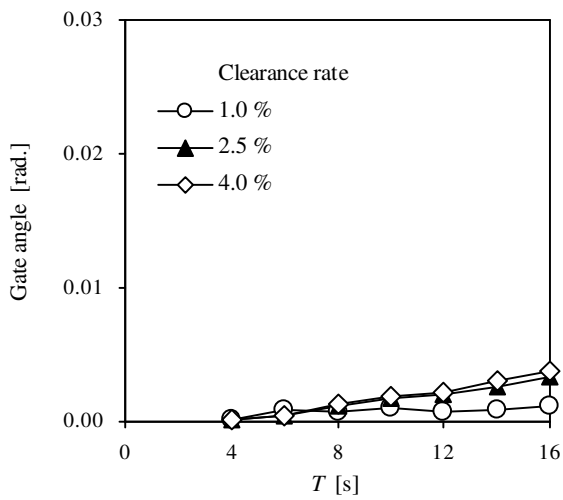
図-3.6 扉体に作用する波圧によるモーメントの最大値



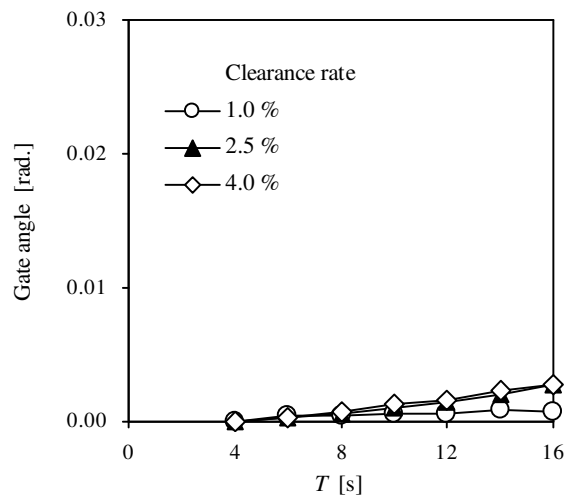
(a) バネ定数 : 0.80 N/mm



(b) バネ定数 : 3.27 N/mm



(c) バネ定数 : 8.65 N/mm



(d) バネ定数 : 15.5 N/mm

図-3.7 扉体の回転動揺角

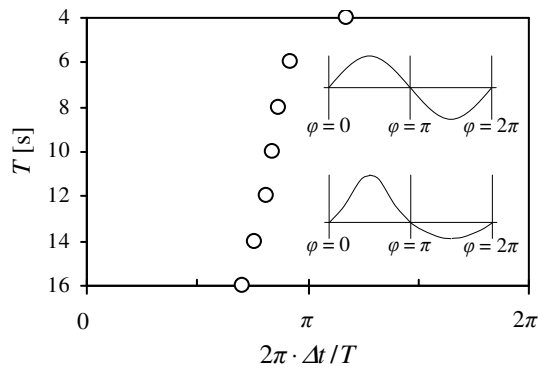


図-3.8 作用波と波圧によるモーメントの位相差

3. 3 浮上状態のフラップゲートの波浪特性

3. 3. 1 評価方法

抵抗板を設置していないフラップゲートにおいて、規則波作用時の扉体角度と波周期の関係を図-3.9に示す。図の縦軸は、初期状態から最大扉体角度までの増分 ($\theta_{max} - \theta_0$) を入射波振幅 a で除した単位振幅あたりの動揺角、横軸は実海域スケールでの周期を示す。図-3.9より、波周期10s以下の領域ではいずれの波形勾配に対しても同等の値を示しているが、10sを越える作用波に対しては単位振幅あたりの動揺角は増加しており、その傾向は波形勾配によって異なることがわかる。これは、入射波に応じて扉体動揺の非線形性が強い領域と弱い領域があることを示している。次項以降において、抵抗板を設置することによる扉体の動揺特性および波圧特性の変化について、作用波の水深波高比および周期を用いて評価を行う。

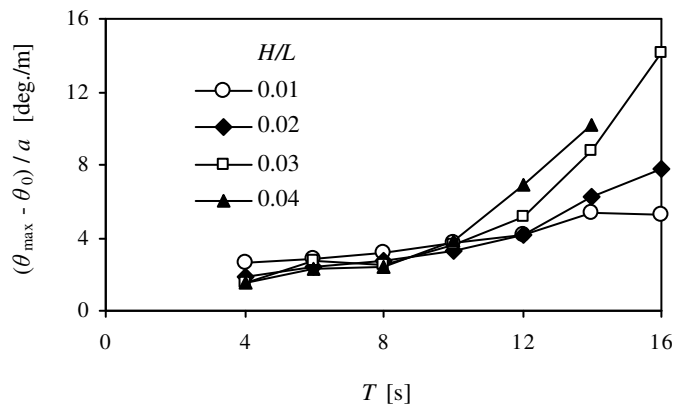


図-3.9 抵抗板を設置しないフラップゲートの単位振幅に対する扉体動揺角

3. 3. 2 扉体動揺特性

抵抗板を設置しないフラップゲートおよび最大面積の抵抗板を設置したフラップゲートにおいて、扉体角度の時間変化を図-3.10に示す。ここでは、波浪の条件ごとに、扉体角度の時間変化を詳細に比較できるように、1周期分のみを記載した。この扉体動揺は、実験水路固有の特性が影響しない範囲において、周期的に繰り返されるものである。扉体角度とは、海底倒伏状態を0度とした水平面に対する扉体の角度を指す。図-3.10において、(a)および(c)は抵抗板を設置しないケース、(b)および(d)は抵抗板を設置したケースを示し、それぞれ、実海域のスケールで周期6sあるいは16sの規則波を作用させた際の実験結果である。また、これらは、波形勾配0.04の入射波を対象としたケースであり、図中の水平の直線は静水状態での扉体の釣合い角度(=43.6度)を示す。図-3.10(a)および(b)のケースを比較すると、両者の扉体角度の変化に顕著な違いは見られない。扉体動揺量の小さい領域では、抵抗板の有無が扉体動揺特性に与える影響は小さいことがわかる。一方、(c)および(d)のケースを比較すると、両者に明確な違いがみられる。抵抗板を設置したフラップゲートは、設置していないケースより短時間で扉体が90度まで起立し、扉体が90度で起立している時間も長いことがわかる。また、扉体角度の最小値については抵抗板を設置していないケースの方が小さく、抵抗板の設置により、扉体の動揺範囲が起立側にスライドしたように見受けられる。

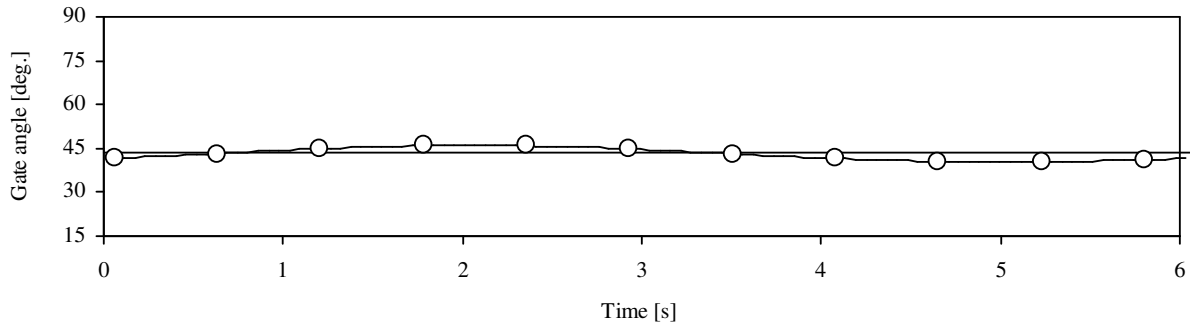
抵抗板の条件を変えた各実験模型について、作用波の周期と水深波高比(=H/h)により扉体角度の最大値および最小値を整理したものを図-3.11に示す。図-3.11において、(a)は抵抗板を設置していないケースであり、(b)、(c)および(d)は、それぞれ抵抗板の長さを115mm、230mmおよび455mm(各抵抗板の長さは、下部テンションロッドの1/4、2/4および3/4に相当する)としたケースの実験結果である。また、実験データを識別するために、作用波の水深波高比の大きい3つのデータに対してA₀~C₀、A₁~C₁、A₂~C₂あるいはA₃~C₃の記号を振り当てた。

図-3.11(a)より、H/hが0.4以下の条件については、扉体の釣合い角度である43.6度を中心として動揺振幅は水深波高比に対して概ね線形的に増加した。このとき、起立側(>43.6度)と倒伏側(<43.6度)の動揺幅は同程度であった。図-3.11(b)~(d)の抵抗板を設置したケースについても、H/hが小さい条件においては、扉体の動揺幅は(a)と同程度であり、抵抗板の設置による扉体の動揺角度の変化は確認できなかった。一方、作用波の水深波高比が比較的大きいケース(H/hが0.4を越えるようなケース)では、H/hが増大するにつれて起立側の動揺幅は2次関数的に増加したが、倒伏側の動揺幅については限定的であり、実験ケースによっては動揺幅が減少するものもあった。また、作用波の周期が長いケースほど、起立方向への動揺量が大きくなる傾向も確認できた。このとき、図-3.11(a)~(d)のいずれにおいても、Cの実験ケースでは、扉体の最大角度は90度に達した(C₀=C₁=C₂=C₃=90度)。また、AあるいはBの実験ケースについては、それぞれの扉体動揺角の最大値がA₀<A₁=A₂=A₃(=90度)あるいはB₀<B₁<B₂<B₃(=90度)の順となっており、抵抗板の面積が増加するにつれて扉体の最大角度が増加している様子が確認できた。一方、倒伏側の動揺幅については、抵抗板の面積が大きいかいケースほど小さくなる傾向がみられ、図-3.10(c)および(d)の扉体角度の時間変化と同様の結果を示した。

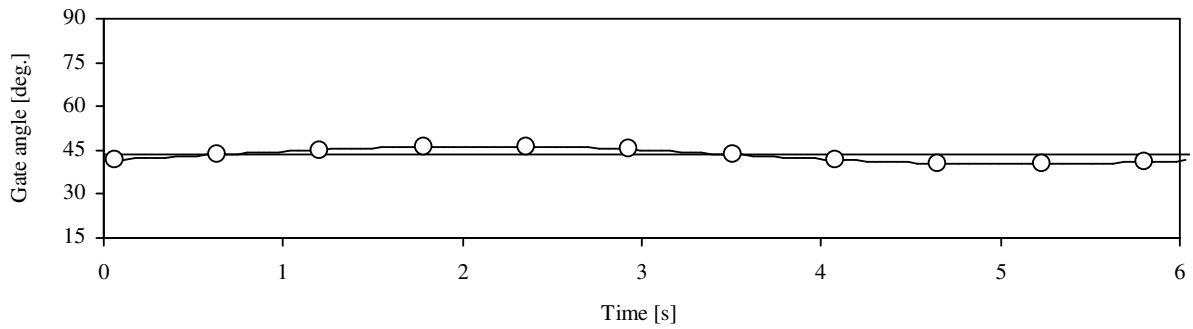
静水域において浮上状態の扉体は、自重によって倒伏方向に作用するモーメントと浮力によって起立方向に作用するモーメントが均衡した状態にある。港外水位の上昇による静水圧の増加あるいは港外からの作用波力によって扉体角度が大きくなると、扉体重心位置と扉体回転中心の水平距離が短くなるため、扉体の自重によって倒伏方向に作用するモーメントは減少する。その結

果、扉体角度が大きくなるほど、港外からの外力に対して扉体は起立方向に動揺し易い状態となる。 $H/h > 0.4$ となるような、作用波の水深波高比が比較的大きい条件下では、扉体の自重によるモーメントが十分に小さくなり、扉体は起立側に動揺し易い状態であったと考えられる。また、扉体に作用する入射波の波高が同一であっても、周期が長くなるにつれて扉体への波力の作用時間は長くなるため、運動抵抗の小さい起立側への動揺幅はより増大する。扉体は入射波の周期と同期して運動する。扉体の起立側への動揺幅が大きくなると、倒伏方向への運動に遅れが生じ、倒伏方向への運動の途中で次の入射波が扉体に作用することとなる。その結果、扉体の往復運動の中心は、運動抵抗の小さい起立側にスライドし、倒伏方向への動揺角が若干減少したと推測できる。

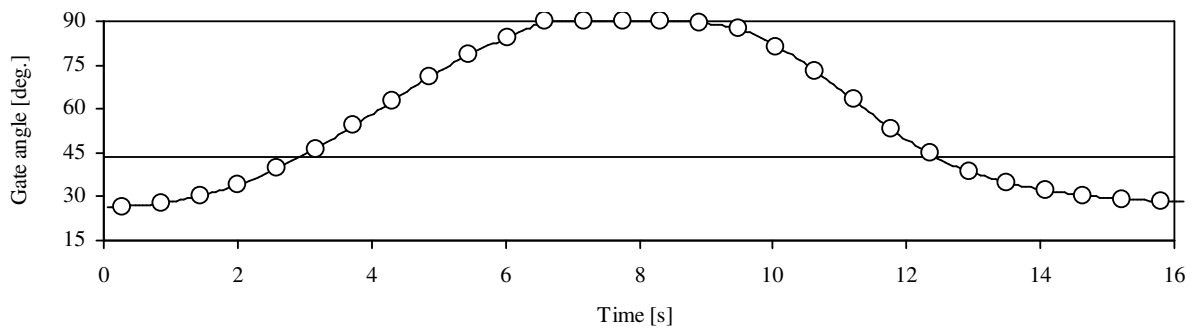
図-3.12 は、扉体と下部テンションロッドとの角度の関係を幾何学的に算出したものである。テンションロッドの角度は、水平面となす角として表示している。図-3.12 より、下部テンションロッドは、扉体が 80 度から 90 度に起立する際に大きく変位する。扉体角度が 80 度程度に達するケースでは、下部テンションロッドに設置した抵抗板が扉体の動揺特性に及ぼす影響が大きくなることがわかる。その結果、抵抗板の作用により、扉体角度の最大値が 80 度を越える $A_0 \sim C_0$ のケースと $A_1 \sim C_1$, $A_2 \sim C_2$ および $A_3 \sim C_3$ のケースとでは、それぞれ動揺角に差異が生じ、抵抗板の面積が増大するにつれてその影響も大きくなったと考えられる。抵抗板は扉体の運動に対する抵抗となるものの、扉体角度が 90 度に接近し、扉体の自重による倒伏方向へのモーメントが非常に小さくなった状態では、扉体の起立方向への運動を抑制する効果は軽微である。一方、倒伏方向への運動時には、抵抗板が扉体運動に対する抵抗となり、倒伏方向への変位量を減少させる。この結果、扉体の往復運動の中心は起立側に移動することとなり、扉体の動揺範囲も起立側にスライドしたと考えられる。



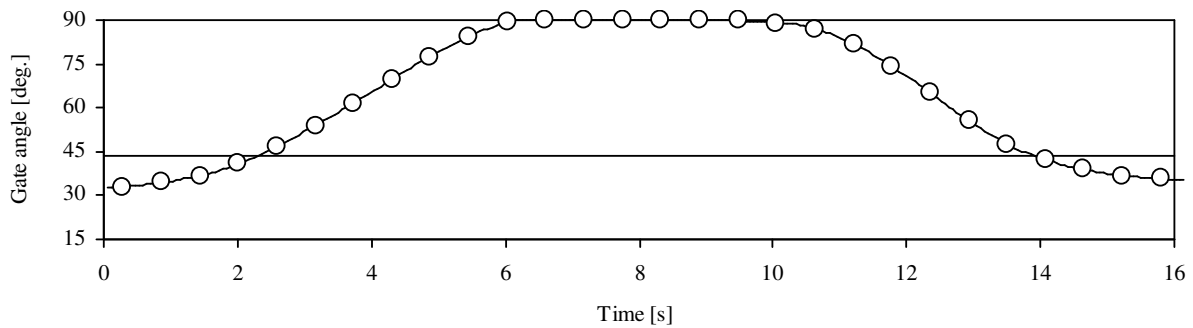
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲートに周期 6s の規則波を作用させたケース



(b) 抵抗板を設置したフラップゲートに周期 6s の規則波を作用させたケース

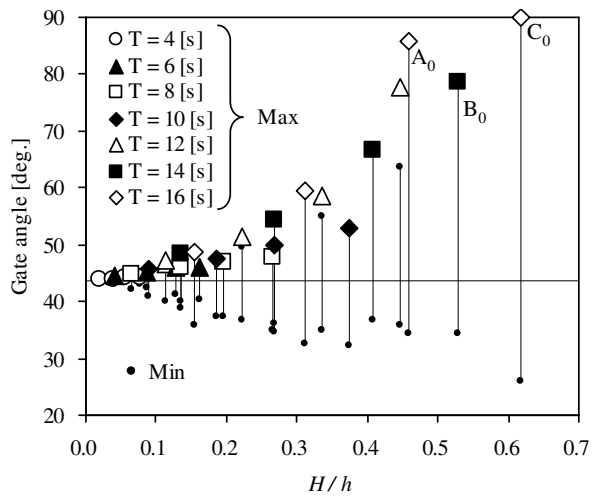


(c) 抵抗板を設置しないフラップゲートに周期 16s の規則波を作用させたケース

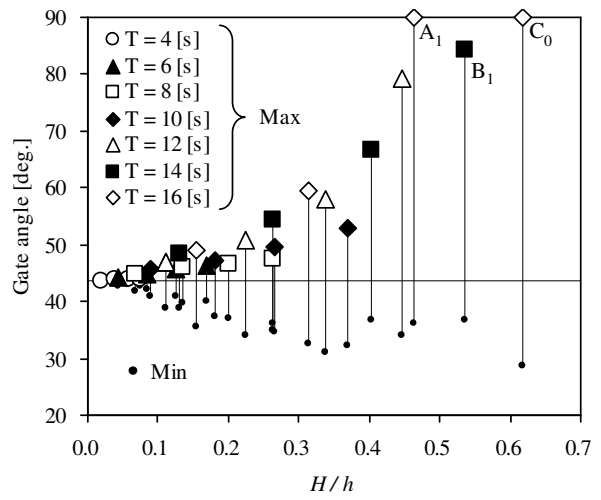


(d) 抵抗板を設置したフラップゲートに周期 16s の規則波を作用させたケース

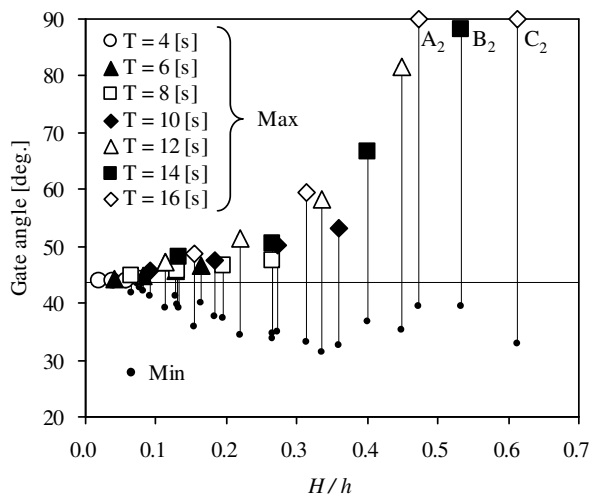
図-3.10 扉体角度の時間変化



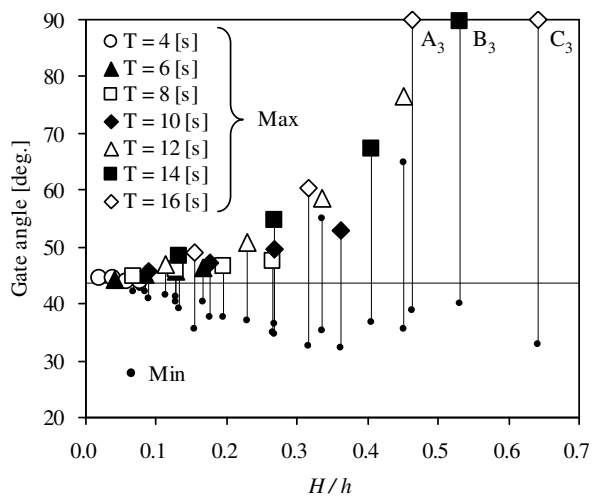
(a) 抵抗板：なし



(b) 抵抗板：115 mm



(c) 抵抗板：230 mm



(d) 抵抗板：345 mm

図-3.11 扉体角度の最大値および最小値

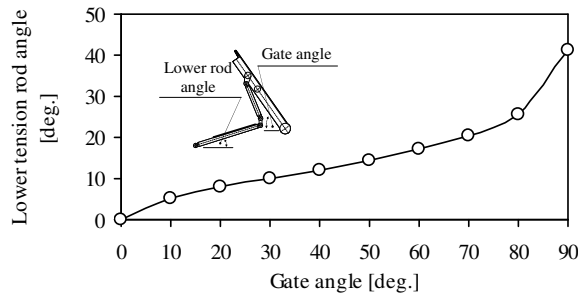


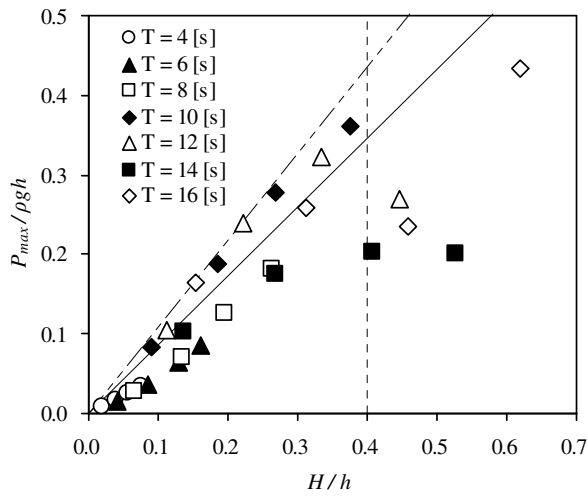
図-3.12 扉体角度と下部テンションロッド角度の関係

3. 3. 3 波圧特性

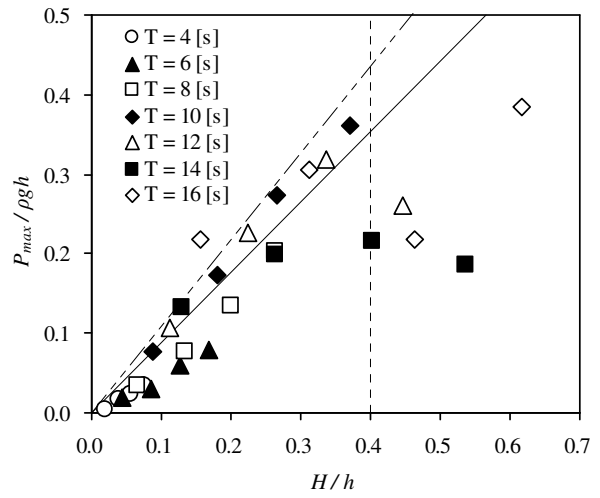
規則波作用時において、扉体に作用する最大波圧を図-3.13に示す。縦軸に示す波圧は、実験水深における静水圧（ $=\rho gh$ ）を用いて無次元化したものである。また、図-3.13では、図-3.11と同様に (a) は抵抗板を設置していないケース、(b)、(c) および (d) は、それぞれ抵抗板の長さを 115mm、230mm および 455mm としたケースを示し、各図とも横軸は水深波高比とした。破線は起立方向への動揺幅が線形的な関係から外れて増加する閾値となった $H/h=0.4$ を、直線は $H/h<0.4$ の実験データに対する近似曲線を、2点破線は固定壁に作用する最大波圧をそれぞれ示したものである。

図-3.13より、 H/h が 0.4 以下のケースでは、フラップゲートに作用する最大波圧は、固定壁に作用する最大波圧と比較して平均で 18.3~20.4%減少した。扉体の起立方向への動揺幅が大きくなる H/h が 0.4 を越えるケースでは、扉体に作用する最大波圧は、固定壁に作用する最大波圧と比較して大幅に低下した。自重によって倒伏方向に生じるモーメントが減少し、扉体の起立方向への動揺幅が大きくなるケースでは、扉体は小さな外力によって起立方向に変位する。そのため、扉体自身が入射波から受ける力積が減少し、扉体への作用波圧も低下したと考えられる。

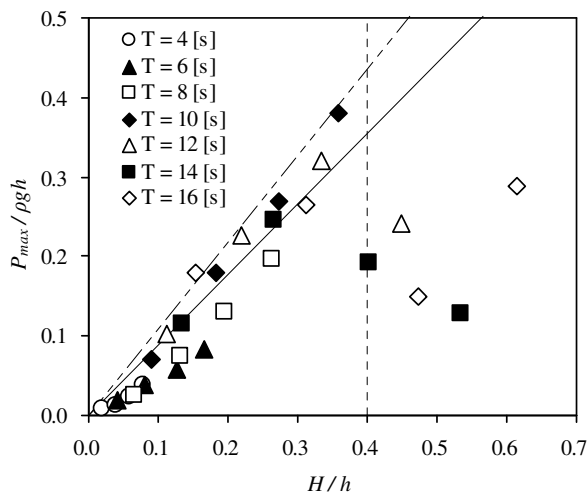
図-3.11においてA~Cの記号を振り当てた作用波の水深波高比の大きい3ケースについて、抵抗板を設置した図-3.13(b)~(d)は、(a)と比較して扉体に生じる最大波圧が減少している様子が確認できる。図-3.11において示したように、抵抗板を設置したケースでは、扉体の動揺範囲が起立側にスライドした。扉体に作用する波圧は、倒伏方向に運動する扉体を起立方向に押し上げるときに最大となる。扉体の動揺範囲が起立側にスライドしたケースでは、扉体を持つ自重によるモーメントが低下しているため、比較的小さい外力によって扉体を起立方向に押し上げることができる。このため、抵抗板を設置したケースでは、扉体への最大作用波圧が減少したと考えられる。



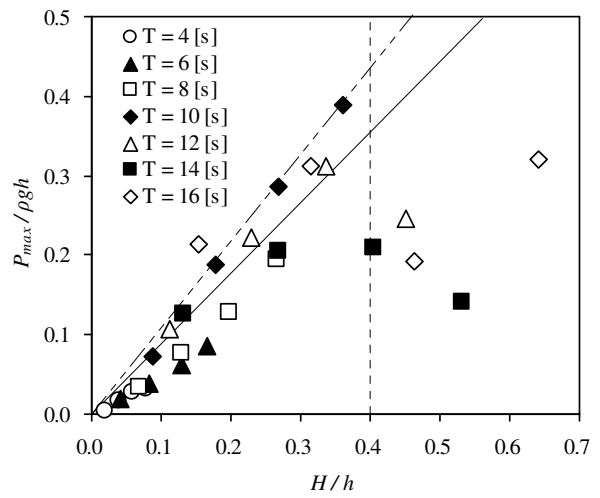
(a) 抵抗板：なし



(b) 抵抗板：115 mm



(c) 抵抗板：230 mm



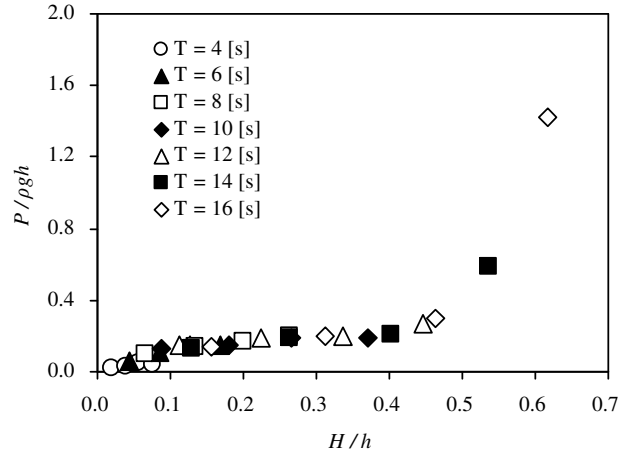
(d) 抵抗板：345 mm

図-3.13 扉体に生じる最大波圧

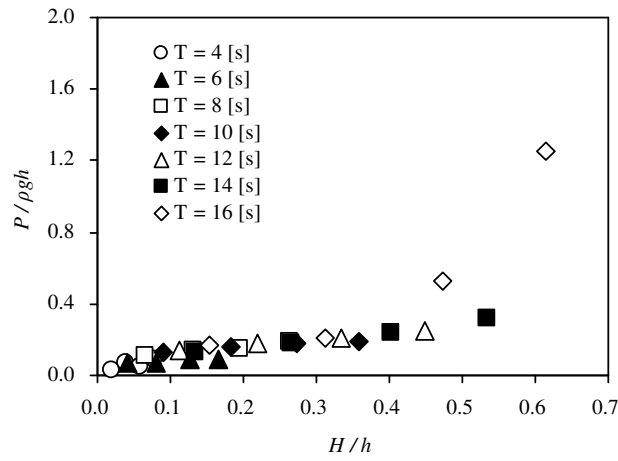
3. 3. 4 抵抗板への作用波圧

3.1.2 項にも示したように、抵抗板への作用圧は、抵抗板の表面と裏面に設置した圧力計により計測される。抵抗板の厚みは水深と比較して十分に薄いため、表面と裏面の差圧を求めることにより静水圧の影響を除くことができ、抵抗板への賞味の作用圧を算出できる。各実験ケースにおいて抵抗板に作用した最大差圧を図-3.14 に示す。図中の横軸は水深波高比、縦軸は基準静水圧(= ρgh) で無次元化した差圧とし、(a)、(b) および (c) は、それぞれ抵抗板の長さを 115mm、230mm および 345mm としたケースを示すものである。

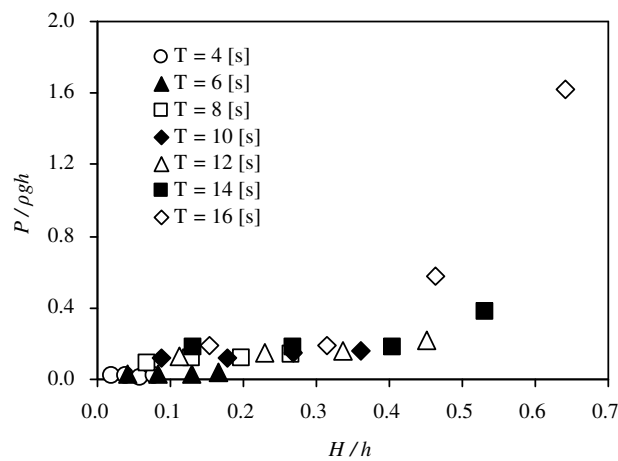
図-3.14 より、抵抗板への作用圧が明確に増加しているのは、図-3.11 において A~C の記号を振り当てた水深波高比の大きい 3 ケースであった。それら 3 ケース以外の実験結果については、扉体への作用波圧と比較して、抵抗板への作用圧が小さかった。抵抗板の設置が扉体の動揺特性に与える影響が小さい領域では抵抗板への作用圧も小さく、動揺特性に与える影響が大きい領域では抵抗板に作用する圧力も大きくなることが確認できた。このとき、抵抗板の面積が小さいケース（抵抗板長さ：115mm）では、周期 16s、波形勾配 $H/L=0.04$ の入射波が作用する際、扉体への最大作用波圧と比較して抵抗板に作用する最大波圧は 4 倍程度となった。これは、作用波からの外力を逃す方向に扉体が運動するのに対して、抵抗板は外力に抗する方向に運動するためである。



(a) 抵抗板：115 mm



(b) 抵抗板：230 mm



(c) 抵抗板：345 mm

図-3.14 抵抗板への最大作用波圧

4章 津波に対する

フラップゲートの防災性能に関する実験的検討

4.1 実験の方法

本章は、水理模型実験により、フラップゲートの津波に対する防災性能を検討する。実験は、2次元造波水路において、港口閉鎖が完了した浮上状態のフラップゲートに対して、周期性の押波初動津波、周期性の引波初動津波あるいは段波性津波を模擬した孤立波を作用させた。本項において、実験設備、計測機器および実験条件について述べる。

4.1.1 実験設備

(1) 実験水路

実験は、京都大学防災研究所宇治川オープンラボラトリ所有の長さ50m、高さ1.5m、幅1mの2次元造波水路を使用して実施した。造波装置は、サーボモータによって造波板を駆動するピストン式であり、両振幅で最大2.0mのストロークを有する。

造波水路内には、段波津波を作成するため、砂と半透過性のマットを用いて傾斜面を構築した。傾斜面は、1/10勾配の斜面を4m作成し、その後、1/100勾配の斜面を10mにわたって作成した。傾斜面の背後にフラップゲート模型を設置し、フラップゲートの后背域は水平とした。模型の周囲は碎石によって構築した。フラップゲート函体部の天端面は、水路の底面から50cmの高さに位置する。水路全体の概略図を図-4.1に、フラップゲート周囲の碎石の様子を図-4.2に、使用した碎石の写真を図-4.3にそれぞれ示す。

水位の計測には、計8台の波高計を用いた。使用した波高計を沖側から順にH1～H8とした。H1は1/10勾配の沖側4mの位置、H2は1/10勾配の開始位置、H3は1/10勾配と1/100勾配の境界、H4およびH5は1/100勾配域をそれぞれ3等分した位置、H6は模型の直前、H7は模型の直後、およびH8はH7の4m背後に、それぞれ設置した(図-4.1参照)。

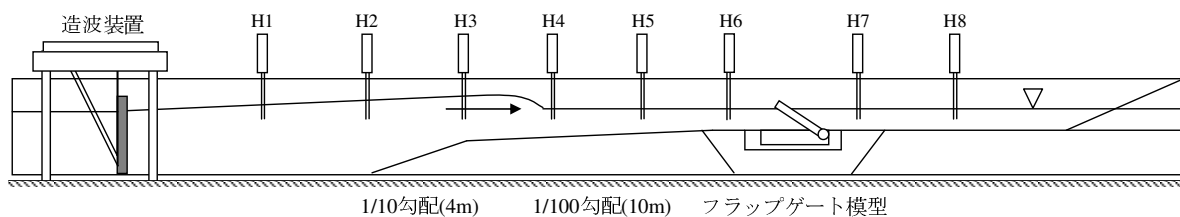


図-4.1 実験設備の概略

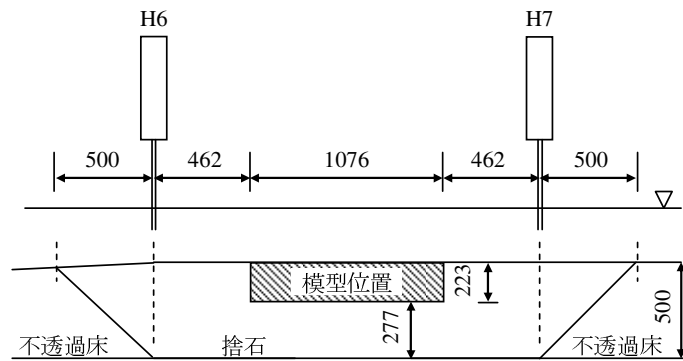


図-4.2 フラップゲート模型周囲の詳細



図-4.3 実験に使用した砕石（5号砕石；13～20mm）

（2）実験模型

実験模型は、3章において示した規則波を対象とした実験と同一のものを使用した（3.1.1項参照）。本実験では、下部テンションロッドに抵抗板を設置したフラップゲートおよび抵抗板を設置していないフラップゲートに加えて、扉体を90度に固定した鉛直壁についても実験の対象とした。鉛直壁は、テンションロッドの代わりに関節部を持たない斜材（図-4.5(b)参照）を使用することで、扉体角度を90度に固定した。

周期性津波を対象とした実験では、引波時に扉体の倒伏を防止する引波対応ストッパー1対を、扉体毎にテンションロッドの外側に設置した。実機における引波対応ストッパーは、扉体と同様、浮力を利用して稼動するが、本実験では所定の角度で固定したものを使用した。引波時において、扉体がストッパーに支持されている状態での扉体の水平面からの角度は40度である。

津波実験にて使用したフラップゲート模型の様子を図-4.4に示す。

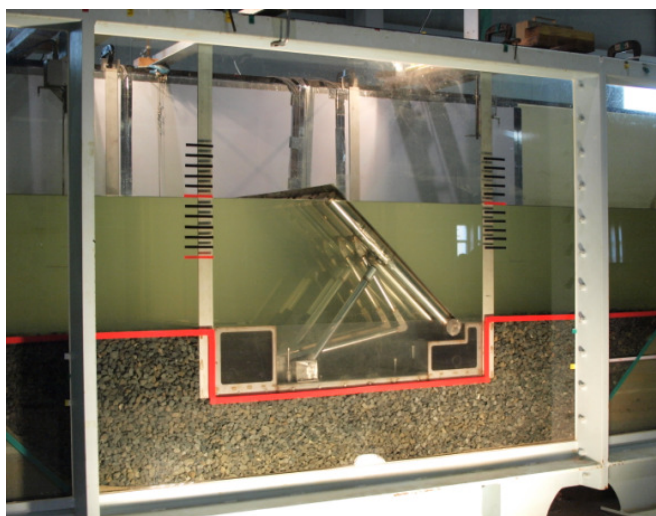


図-4.4 フラップゲート実験模型（写真左：港外側，写真右：港内側）

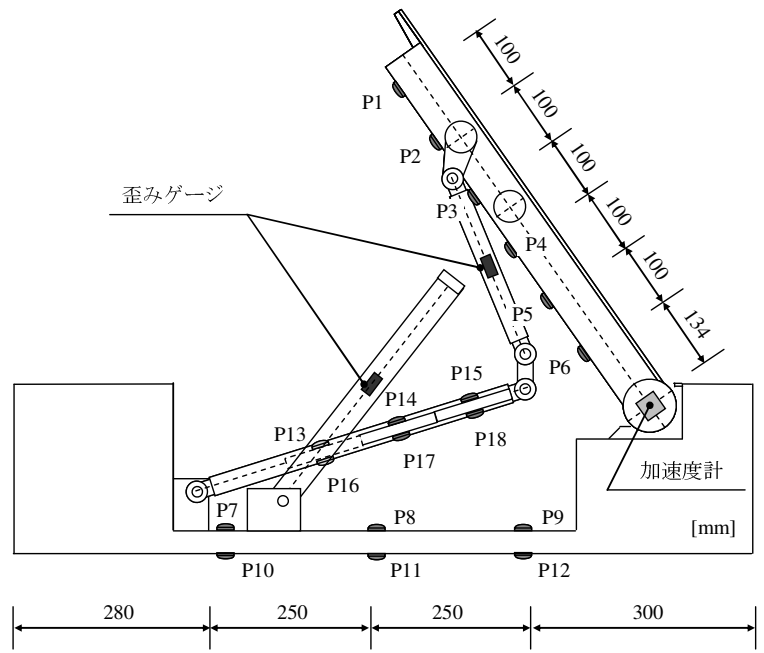
4. 1. 2 計測機器

実験では、波高計、圧力計、加速度計および歪みゲージを計測機器として使用した。波高計の設置位置については4.1.1(1)項に示したとおりであり、合計8台の波高計を図-4.1のように配置した。

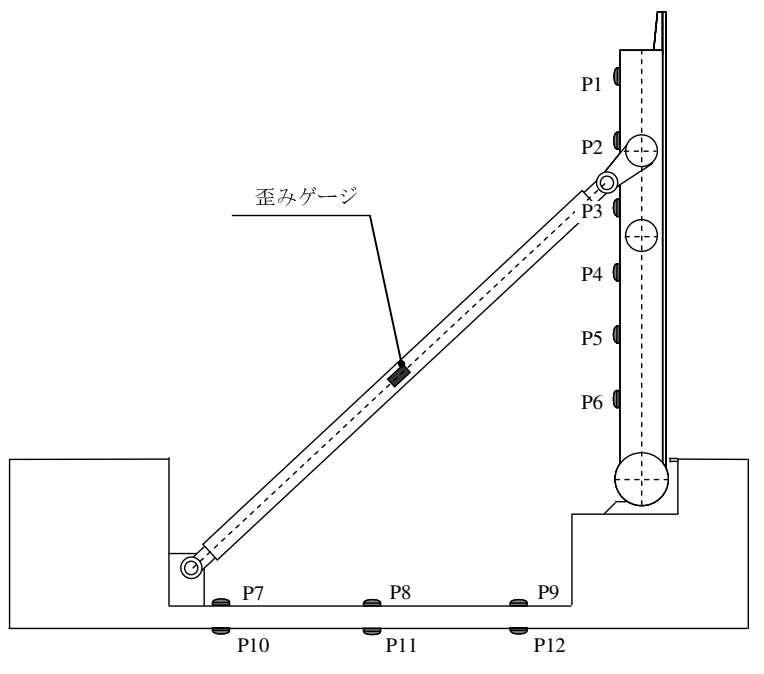
圧力計は合計18台を使用し、その設置位置は図-4.5(a)に示すとおりである。18台の圧力計のうち、6台は扉体の港外側に、6台は抵抗板に、6台は函体の上下面にそれぞれ設置した。扉体、抵抗板および函体上面に設置した圧力計は、規則波を対象とした3章の実験と同一のものである。函体下面に設置した圧力計は、函体上下面に作用する圧力差を推定するためのものであり、P10～P12はP7～P9の裏側にそれぞれ設置した。砕石との接触により函体下面の圧力計が破損しないよう、P10～P12の圧力計にはSUS製の板を用いて保護した。また、鉛直壁を使用した実験では抵抗板を用いないため、扉体に設置した圧力計6台と函体に設置した圧力計6台の計12台を使用した（図-4.5(b)参照）。

扉体回転軸に設置した加速度計は、規則波を対象とした実験で使用したものと同一のものであり、扉体の動的な傾斜角の計測に使用した。鉛直壁を対象とした実験では、扉体の角度は計測しない。

歪みゲージはテンションロッド、引波対応ストッパーおよび鉛直壁を支える斜材に作用する軸力を計測するために使用した。フラップゲートについては、中央の扉体に設けたテンションロッド1対と引波対応ストッパー1対にそれぞれ2台ずつ計4台の歪みゲージを設置した。鉛直壁では、中央の扉体を固定するための斜材1対に2台の歪みゲージを設置した（図-4.5参照）。フラップゲートのテンションロッドには引張力のみが、引波対応ストッパーには圧縮力のみが作用し、鉛直壁を支える斜材には引張力と圧縮力の双方が作用する。



(a) フラップゲート



(b) 鉛直壁

図-4.5 計測機器の設置位置

4. 1. 3 実験条件

周期性津波を対象とした実験は、水深 13m の実海域を想定した。また、段波性津波は、引波によって水位が低下した際に発生するものとし、水深 7m の実海域を想定した実験水深のもとで実験を行った。周期性津波および段波性津波を対象とした各実験における水深は、それぞれ 42.4cm および 22.8cm に相当する。

段波性津波および周期性津波は、造波板を初期位置から 1 周期分動かすことにより作成した。造波板の動作の様子を図-4.6 において模式的に示す。実験では、造波板のストロークおよび稼動周期を変えることで、段波性津波を 2 ケース、周期性の押波初動津波を 4 ケース、および周期性の引波初動津波を 4 ケース、計 10 ケースの孤立波を作成し使用した。各孤立波を作成するための造波板のストロークと周期、および各孤立波が想定する実海域における津波の条件を表-4.1 に示す。段波性津波のうち一方はフラップゲートの直前で碎波する碎波段波とし、他方はフラップゲート設置位置より十分沖側で碎波して到来する波状段波とした。また、いずれの段波も、段波の最大振幅が水深と同程度 ($H_{\max}/h \approx 1.0$) となるよう調整し作成した。函体内に扉体を格納した状態で、波高計 H1 および H6 にて計測した各孤立波の時間波形を図-4.7 に示す。図-4.7 の横軸および縦軸は、ともに実験スケールでの時間および水位変化を示したものである。

規則波を対象とした実験と同様に、下部テンションロッドに設置した抵抗板の面積を変化させた。抵抗板は、表-3.3 と同一の条件で設置した。本津波実験では、抵抗板の面積を変えた 4 タイプのフラップゲート模型および扉体を 90 度で固定した鉛直壁の、計 5 タイプの模型を使用した。

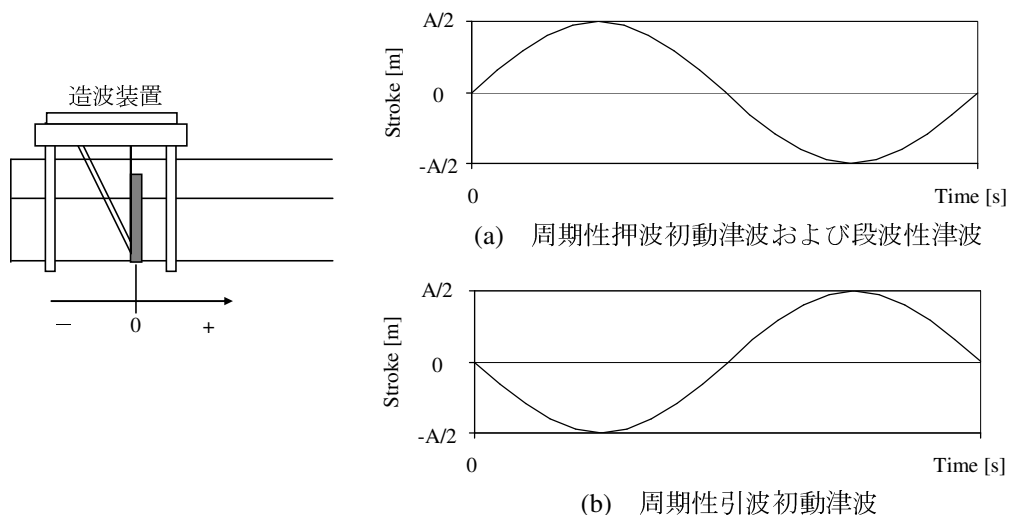
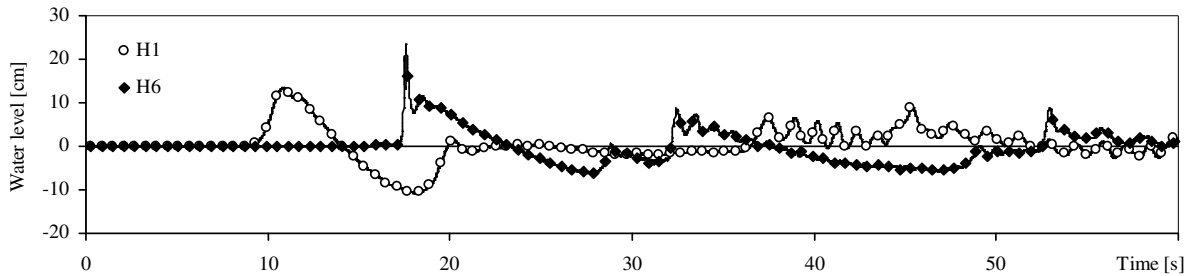


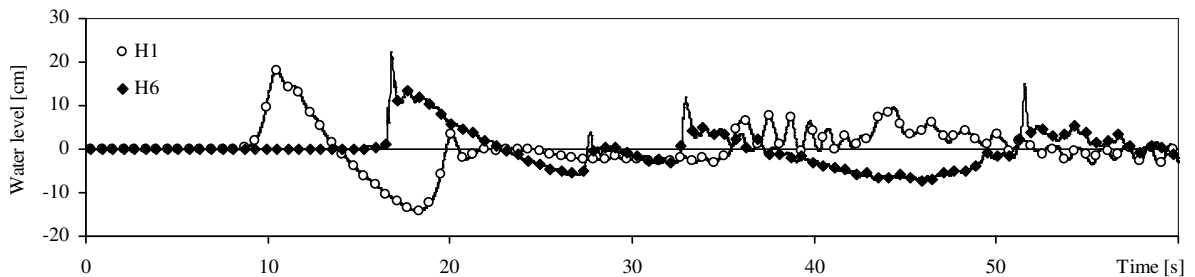
図-4.6 実験で使用する孤立波作成時の造波板変位

表-4.1 孤立波作成時の条件

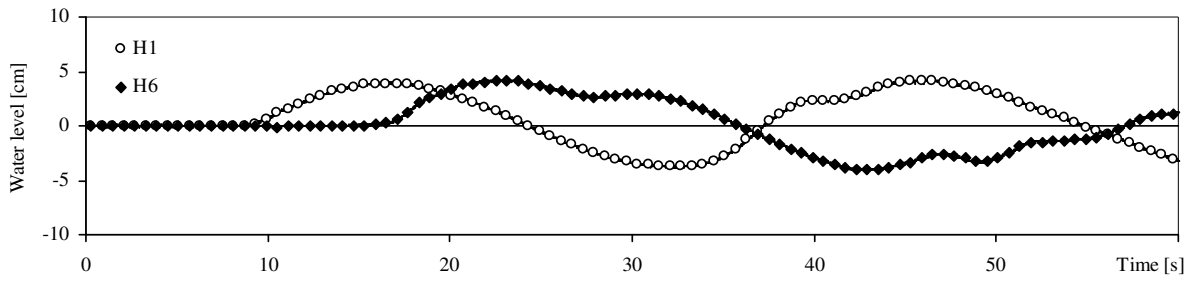
	ストローク [m]	周期 [s]	実機スケールにおける想定津波
段波性津波	1.4	10	H=7 m の碎波段波
	1.8	10	H=7 m の波状段波
周期性押波初動津波	1.2	30	H=2 m, T=3 min
	1.6	30	H=3 m, T=3 min
	1.4	40	H=2 m, T=4 min
	1.8	40	H=3 m, T=4 min
周期性引波初動津波	1.2	30	H=2 m, T=3 min
	1.6	30	H=3 m, T=3 min
	1.4	40	H=2 m, T=4 min
	1.8	40	H=3 m, T=4 min



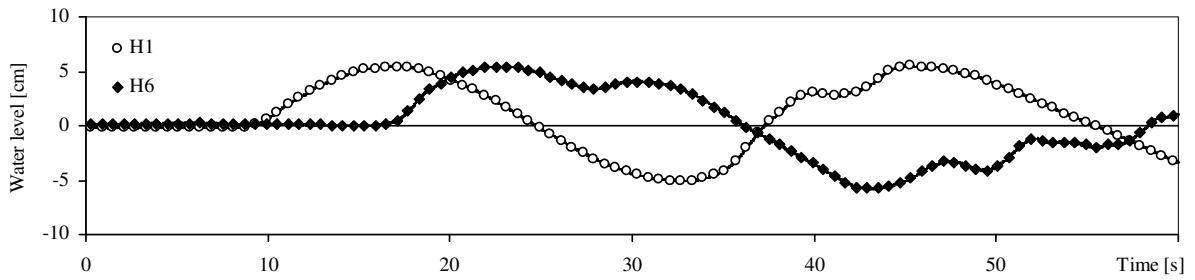
(a) 波高 7m を想定した碎波段波



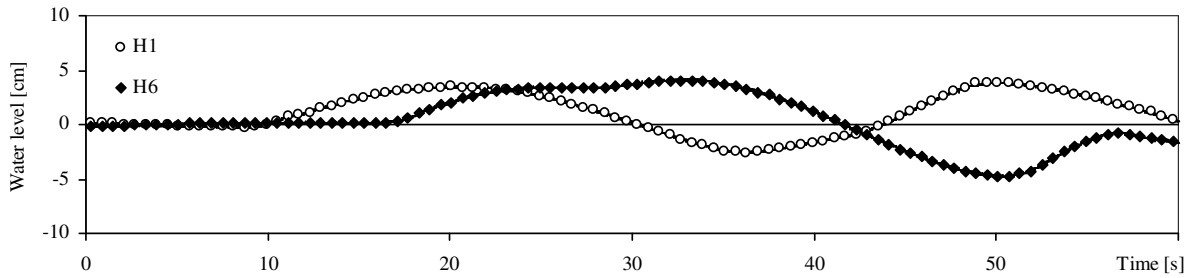
(b) 波高 7m を想定した波状段波



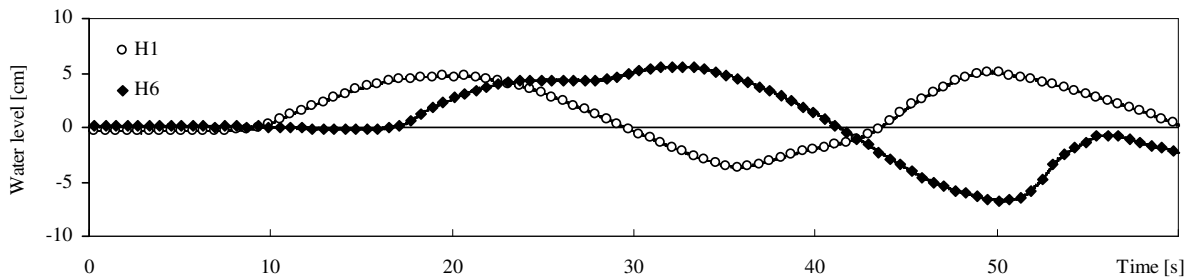
(c) 波高 2m, 周期 3min.を想定した周期性の押波初動津波



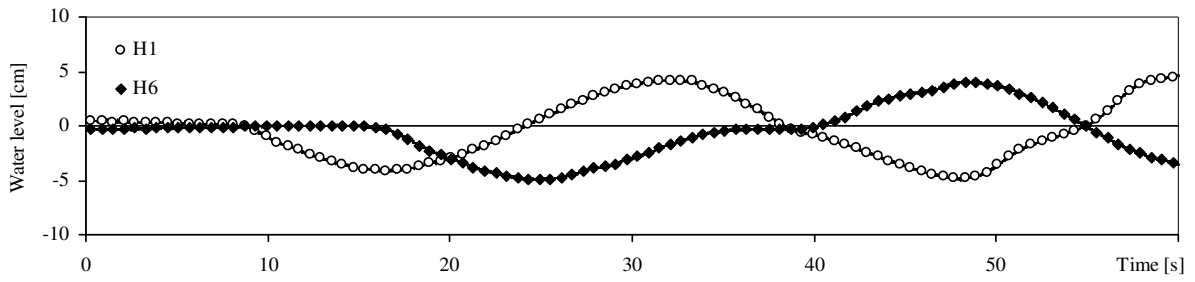
(d) 波高 3m, 周期 3min.を想定した周期性の押波初動津波



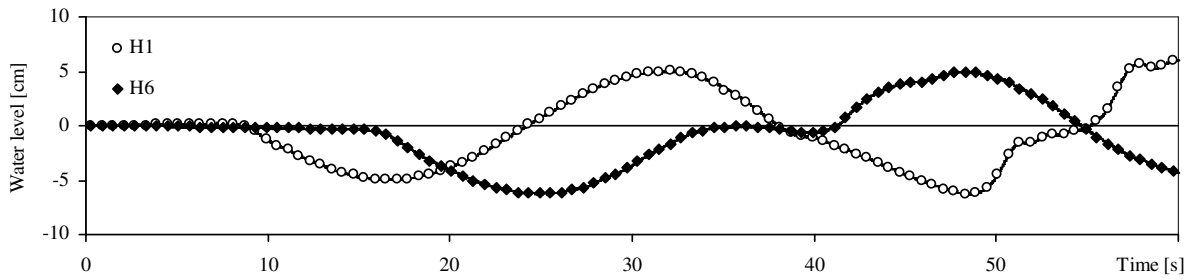
(e) 波高 2m, 周期 4min.を想定した周期性の押波初動津波



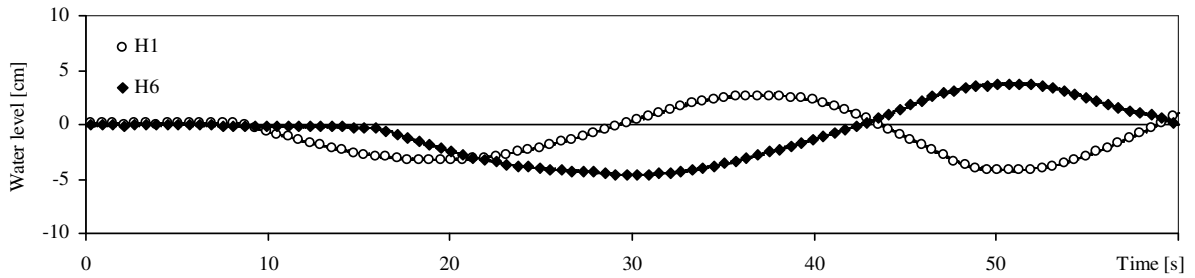
(f) 波高 3m, 周期 4min.を想定した周期性の押波初動津波



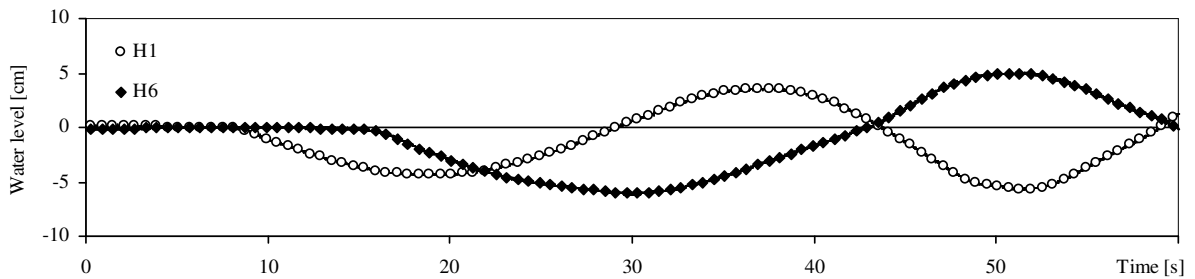
(g) 波高 2m, 周期 3min.を想定した周期性の引波初動津波



(h) 波高 3m, 周期 3min.を想定した周期性の引波初動津波



(i) 波高 2m, 周期 4min.を想定した周期性の引波初動津波



(j) 波高 3m, 周期 4min.を想定した周期性の引波初動津波

図-4.7 実験で使用了した孤立波の時間波形

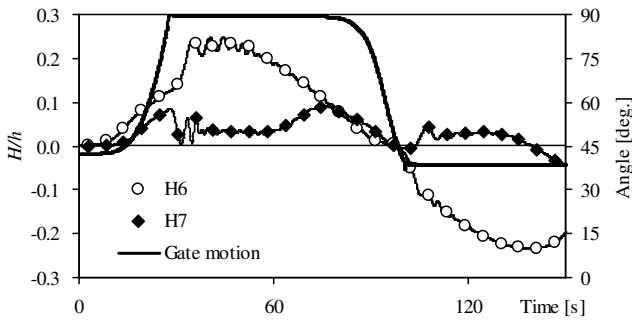
4. 2 周期性津波に対するフラップゲートの応答特性

4. 2. 1 港内水位の変動

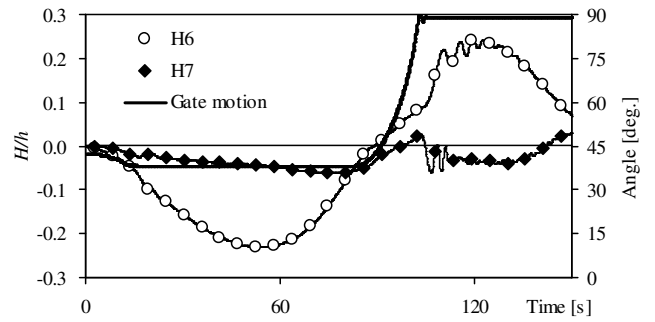
フラップゲートあるいは鉛直壁に周期性津波を作用させた際の、港内外水位の時間変化を図-4.8に示す。ここで、港内外の水位変化とは、フラップゲートあるいは鉛直壁の沖側および岸側に設置したH6およびH7の波高計による計測値である(図-4.2参照)。また、フラップゲートを対象として実施した実験ケースについては、水平面からの扉体の角度も図中に併記した。(a)～(c)は押波初動津波作用時、(d)～(f)は引波初動津波作用時における水位変化を示したものであり、それぞれ抵抗板を設置しないフラップゲート、最大面積の抵抗板を設置したフラップゲート、および鉛直壁の順に表示した。各図中、左縦軸は水深波高比、右縦軸は扉体角度、横軸は実海域スケールでの時間をそれぞれ示す。ここで示した周期性津波は、実海域のスケールで周期3分、波高3mを想定した孤立波によるものであり、図-4.7の(d)および(h)に相当する。

図-4.8の(a)と(b)、あるいは(d)と(e)をそれぞれ比較すると、抵抗板を設置したことによって港内外の水位変化が変化している様子は確認できない。津波作用時においてフラップゲートが港内の水位を保持する上で、例えば扉体の起立に遅れが生じるなど、抵抗板がフラップゲートの防災性能に悪影響を及ぼさないことがわかる。図-4.8(a)あるいは(b)より、フラップゲートに押波初動津波が作用し扉体が起立する際、港内へ孤立波が伝播している様子が確認できる。しかし、これらの発生波による水位変動は、津波の到来による港外側の水位変動と比較して十分に小さく、フラップゲートの背後地が被災する水準のものではない。また、本実験は2次元実験であるため、港内を模擬するフラップゲート背後の水域面積が狭い。一方、実際の港湾における港内面積は十分大きいことが予測され、実際の港内における水位変動は、実験結果と比較してもより小さいものになるものと推測できる。図-4.8(d)あるいは(e)より、引波作用時においても、扉体の倒伏を支える引波対応ストッパーにより扉体が所定の角度で支持されているため、港内の水位を適切に保持できていることが確認できる。

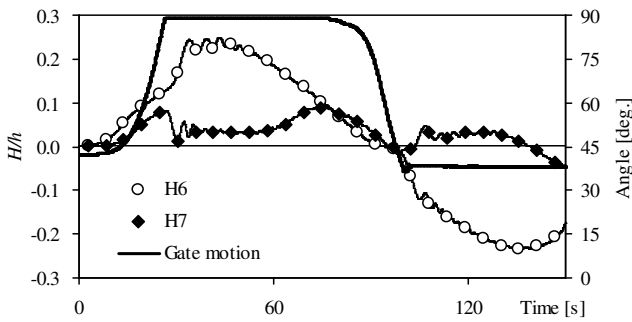
以上より、周期性津波に対して港内水位を維持する上で、フラップゲートは津波防災施設として要求される性能を十分に満たしているといえる。



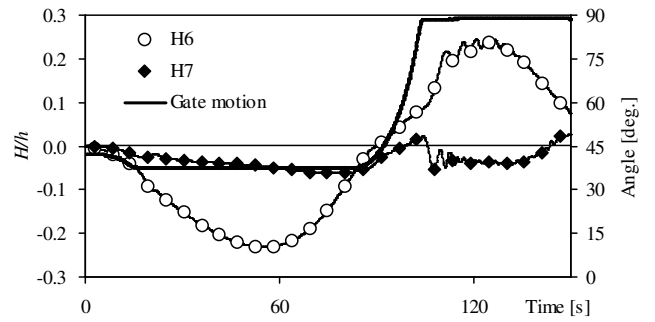
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



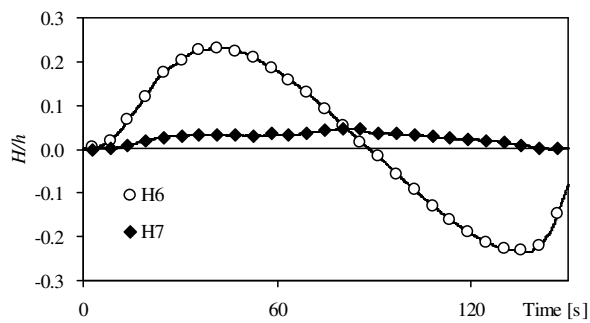
(d) 抵抗板を設置しないフラップゲート



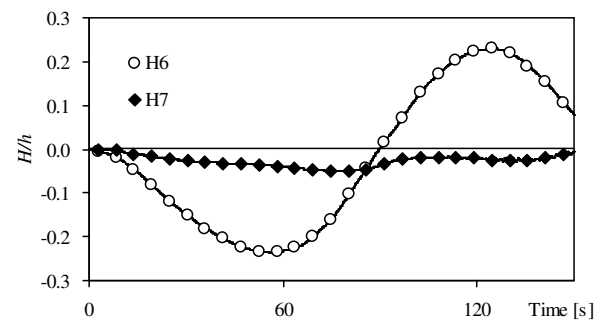
(b) 抵抗板を設置したフラップゲート



(e) 抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 鉛直壁



(f) 鉛直壁

図-4.8 周期性津波作用時における港内外水位の時間変化
 ((a)~(c) : 押波初動津波作用時, (d)~(f) : 引波初動津波作用時)

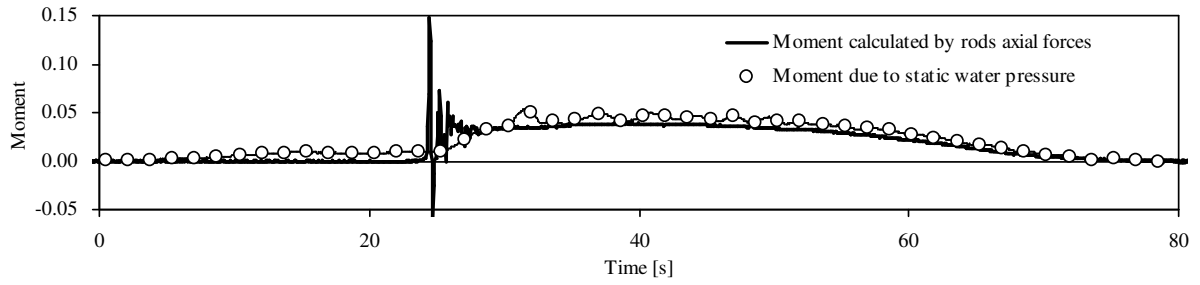
4. 2. 2 テンションロッドへの作用軸力

図-4.9 は、押波津波作用時において、フラップゲートあるいは鉛直壁の扉体にテンションロッドを介して作用する、扉体回転軸周りのモーメントの時間変化を示したものである。これらの扉体への作用モーメントは、テンションロッドに生じる軸力に回転軸からロッド係留点までの距離を乗じて算出したものである。また、比較のため、港内外の水位差（波高計 H6 および H7 より算定）による静水荷重が扉体に与える扉体回転軸周りのモーメントについても併記した。図-4.9 において、縦軸は初期水深における静水圧および扉体長を用いて無次元化したモーメント、横軸は実海域スケールでの時間を示す。ここで、縦軸に示したモーメントは、扉体が起立する方向、つまりテンションロッドに引張力が作用する方向を正として表示している。また、(a) は抵抗板を設置していないフラップゲート、(b)、(c) および (d) は抵抗板を設置したフラップゲート、(e) は鉛直壁をそれぞれ対象とした実験ケースを示したものである。

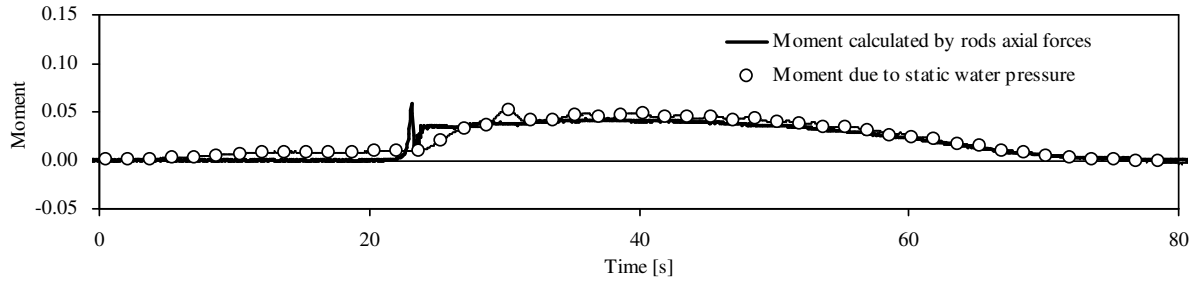
図-4.9(e) より、鉛直壁を対象としたケースでは、テンションロッドの軸力より算出した扉体への作用モーメントと港内外の水位差より算出した扉体への作用モーメントがほぼ同等であることがわかる。したがって、周期性の押波初動津波作用時における鉛直壁のテンションロッドへの作用荷重は、港内外の水位差から推定できる。次に、図-4.9 (a) ～ (d) に示すフラップゲートを使用した実験ケースをそれぞれ比較すると、テンションロッドには扉体の起立完了時に衝撃的な荷重が作用し、その後、港内外の水位差による静水荷重が生じていることがわかる。このとき、抵抗板を設置していない(a) のケースでは、テンションロッドに作用する最大軸力が、港内外の水位差を支持するために必要な荷重の 3～4 倍に達している。一方、(b) ～ (d) のように抵抗板を設置したケースでは、テンションロッドに作用する衝撃荷重を低減できており、抵抗板の面積が大きくなるに従って、それらの荷重の低減効果も増大している。この結果、抵抗板を設置したテンションロッドに作用する荷重は、鉛直壁を対象としたケースと同様に、港内外の水位差を支持するために必要な荷重と同程度にまで抑制されている。

フラップゲートのテンションロッドは、引張方向に作用する軸力は支持できるものの、圧縮についてはロッドの関節部分が折り曲がるため、圧縮方向の荷重が生じることはない。しかしながら、図-4.9 (a) のケースでは、テンションロッドに衝撃的な引張力が作用した直後に、負の荷重、つまり圧縮方向の力が作用しているように見える。これは、テンションロッドに対して実際に生じた圧縮力ではなく、扉体の起立に伴う衝撃的な引張方向の荷重により、ロッド自体を縦方向に伸縮させる振動が生じたためと考えられる。この振動の周波数を調べると、テンションロッドの 1 次モードの固有振動数（約 10.4Hz）と概ね一致しており、この現象の要因はロッドの振動によるものであったと推測できる。

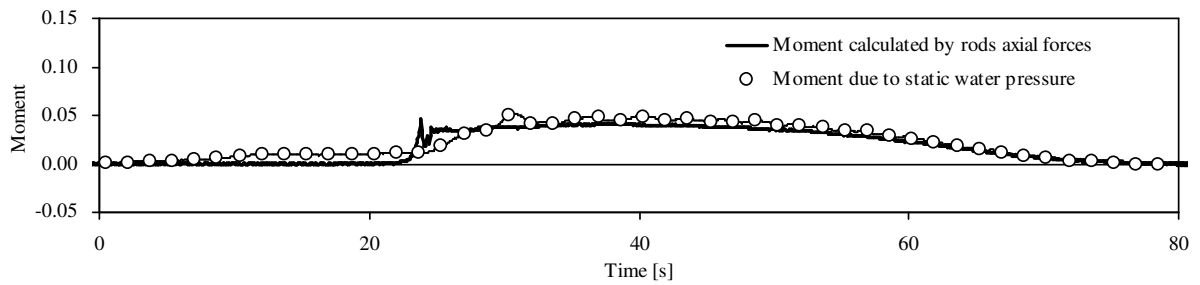
抵抗板を設置することで、テンションロッドに作用する荷重を十分に低減でき、かつ、ロッド自体の振動を抑制することもできるため、フラップゲートの防災性能を担保する上で、抵抗板の重要性は非常に高いことがわかった。



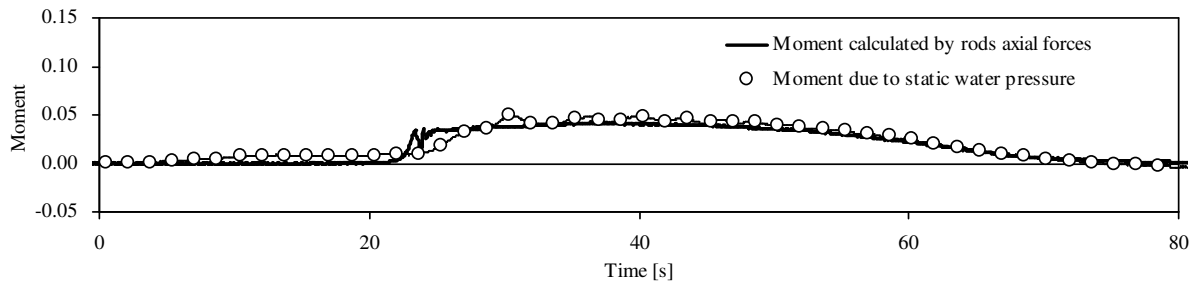
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



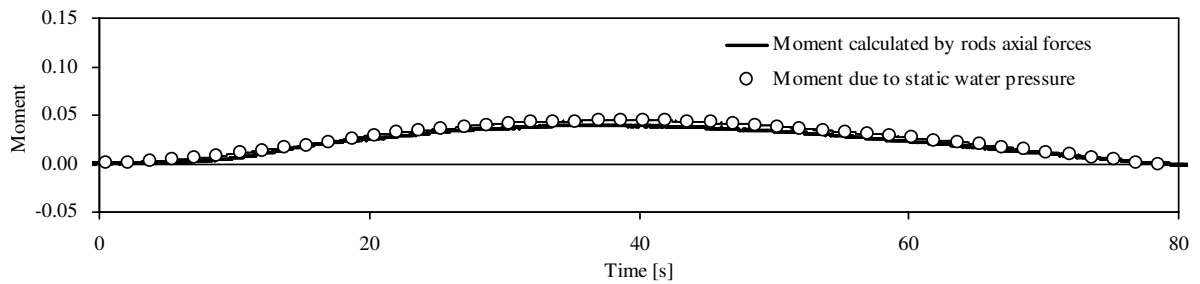
(b) 115mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 230mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(d) 345mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(e) 鉛直壁

図-4.9 押波津波時における扉体への作用モーメント

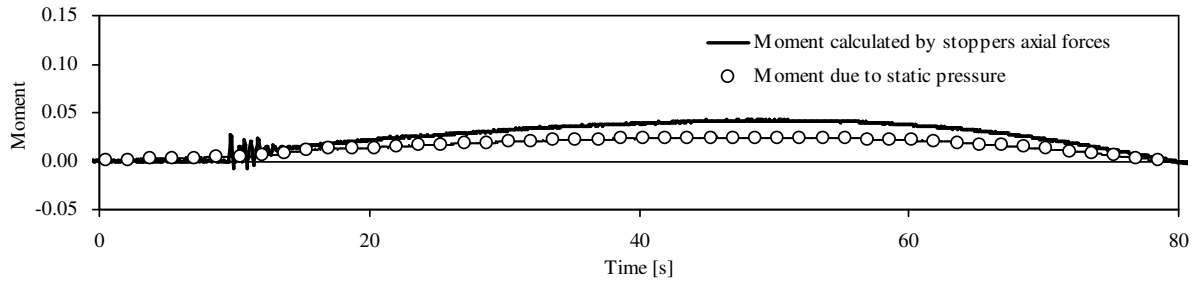
4. 2. 3 引波対応ストッパーへの作用軸力

図-4.10 は、引波津波作用時において、フラップゲートの引波対応ストッパーあるいは鉛直壁のテンションロッド（扉体を90度に固定する斜材）を介して作用する、扉体回転軸周りのモーメントの時間変化を示したものである。図-4.9と同様に、扉体への作用モーメントは、ストッパーあるいはテンションロッドに生じる軸力に回転軸から作用点までの距離を乗じることで算出した。港内外の水位差によって扉体に生じるモーメントについても、波高計H6およびH7を用いて算出し図中に併記した。また、各図の縦軸と横軸、物理量の無次元化の方法、および(a)～(e)の実験ケースについても押波津波時と同様に表示した。ただし、縦軸に示すモーメントの向きについては、図-4.9とは逆に表示しており、扉体が倒伏する方向、つまり引波対応ストッパーに圧縮力が作用する方向を正とした。

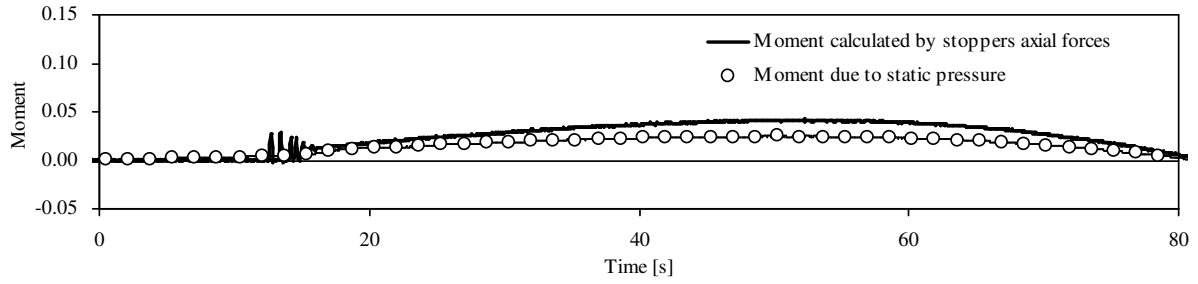
図-4.10(e)より鉛直壁に引波初動津波を作用させたケースでは、テンションロッドの軸力および港内外の水位差よりそれぞれ算出した扉体作用モーメントを示す曲線が、両者とも概ね同じ値を示している。この結果は、押波津波を対象とした実験ケースで得た結果（図-4.9(e)参照）と同様であり、引波津波作用時であっても鉛直壁を固定する斜材に作用する軸力は、港内外の水位差より推定できることがわかる。図-4.10(a)～(d)のフラップゲートに引波津波を作用させたケースでは、水位差より算出したモーメントと比較して、ストッパーの軸力より算出したモーメントが大きい値を示している。押波津波作用時におけるフラップゲートの扉体起立角度が90度であるのに対して、引波津波作用時にストッパーによって支持されている状態での扉体の水平面からの角度は40度である。そのため、引波対応ストッパーは、港内外の水位差による荷重に加えて、扉体自体の重量も支持しなければならない。したがって、ストッパーに作用する軸力を用いて算出したモーメントが、水位差から算出したモーメントと比較して大きくなっている。

フラップゲートの引波対応ストッパーより算出したモーメントは、扉体がストッパーに接触した際、わずかに振動している様子が確認できる。テンションロッドとは逆に、引波対応ストッパーには引張方向への荷重は生じないため、これらの振動の要因もストッパー自体の振動によるものと考えられる。これらの振動の発生は、抵抗板を設置したケースでもほとんど変化しておらず、抵抗板によるストッパーの振動の軽減は期待できない。しかし、押波津波作用時においてテンションロッドに生じた振動と比較して、引波津波作用時のストッパーに生じる振動は十分に小さいため、構成する部材への影響は軽微であると考えられる。

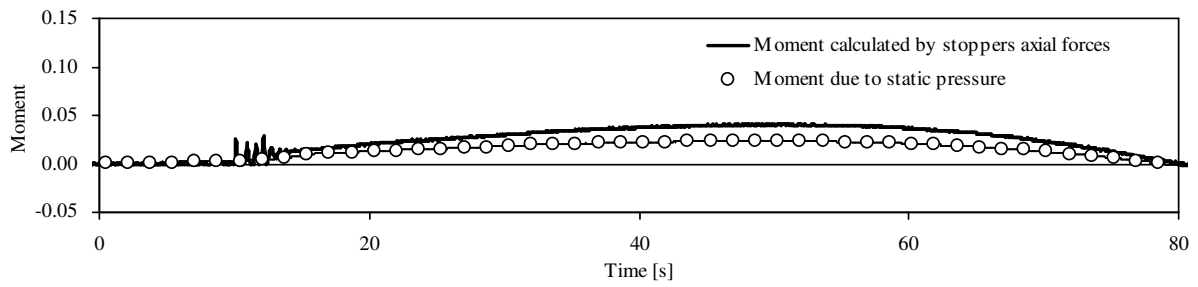
以上の結果より、引波津波作用時において引波対応ストッパーに作用する軸力は、港内外の水位差と扉体の重量を考慮することで推定でき、構成する部材に影響を与えるような過剰な外力は生じていないことが確認できた。



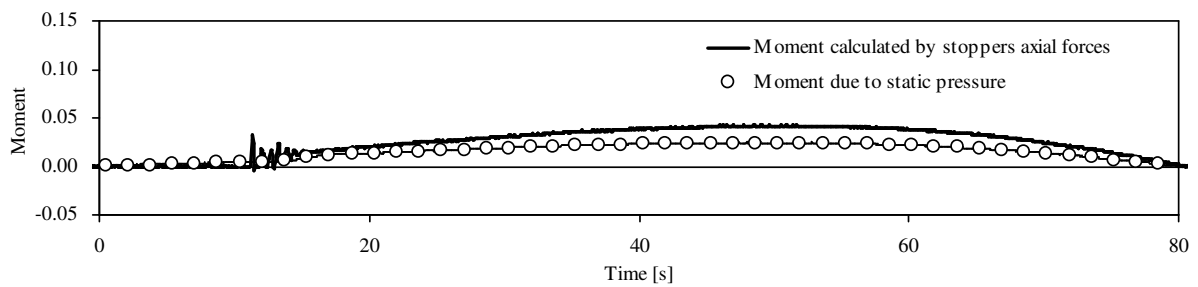
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



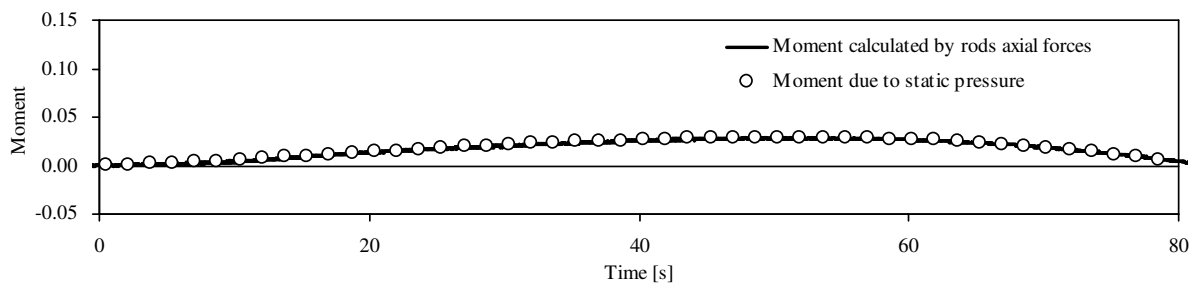
(b) 115mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 230mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(d) 345mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(e) 鉛直壁

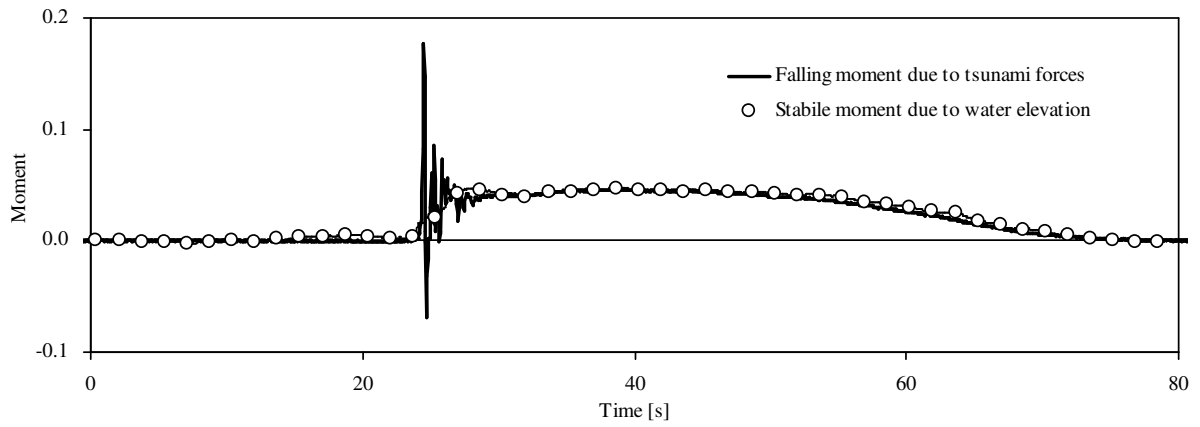
図-4.10 引波津波時における扉体への作用モーメント

4. 2. 4 転倒に対する函体の安定性

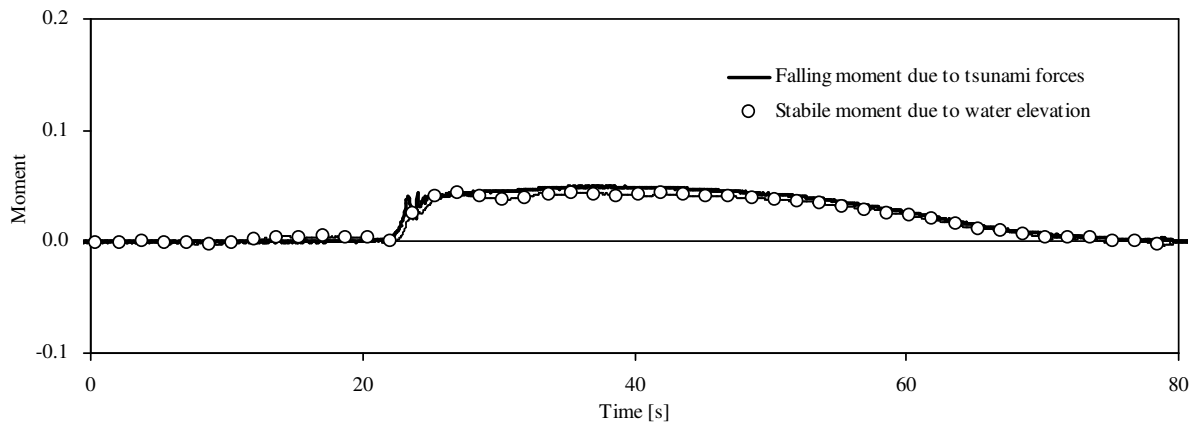
フラップゲートの断面形状はL字型であり、その底面は港外側に広い面積を有する。そのため、港外側の水位が港内側と比較して高い場合は、フラップゲートの底面、つまり函体には港内外の静水圧差により下向きの力が生じる。一方、港外側の水位が低下する引波津波時には、函体は上向きの力を受けることとなる。押波津波作用時のフラップゲートは、津波波力によって転倒方向へのモーメントが作用するものの、港外水位の上昇により、フラップゲートを安定化させる方向へのモーメントも同時に作用する。また、引波津波作用時には、港外水位の低下によってフラップゲートを転倒させる方向へのモーメントが作用するが、それと同時に引波対応ストッパーを介して函体に作用するモーメントは、フラップゲートを安定化させる方向に生じる。函体の安定性を評価するためには、函体を転倒させる方向に作用するモーメントとともに、安定化させる方向に作用するモーメントについても同時に検討する必要がある。そこで、前者を転倒モーメント、後者を安定化モーメントとして両者の関係性を評価する。各モーメントの算定には、押波津波を対象としたケースでは函体の岸側下端（図-4.5 (a) および (b) における函体左下隅）を、引波津波を対象としたケースでは函体の沖側下端（図-4.5 (a) および (b) における函体右下隅）をそれぞれ回転の中心とした。フラップゲート自体の重量によるモーメントは、常に函体を安定化させる方向に作用する。フラップゲートの自重による安定化モーメントの増分については、必要に応じて言及することとする。

図-4.11 および図-4.12 に、押波初動津波および引波初動津波作用時において函体に生じるモーメントの時間変化をそれぞれ示す。各図中、(a) は抵抗板を設置しないフラップゲート、(b) は最大面積の抵抗板（抵抗板長さ：345mm）を設置したフラップゲート、および(c) は鉛直壁を使用した実験結果を示したものである。図の縦軸は初期水深における静水圧および函体の長さ（1076mm）を用いて無次元化したモーメント、横軸は実海域スケールでの時間を示す。また、転倒モーメントについては転倒する方向を正、安定化モーメントについては安定性が增大する方向（転倒とは反対の方向）を正としており、転倒モーメントを示す曲線が安定化モーメントを示す曲線より上側にある場合、函体の安定性が十分でないことを示す。

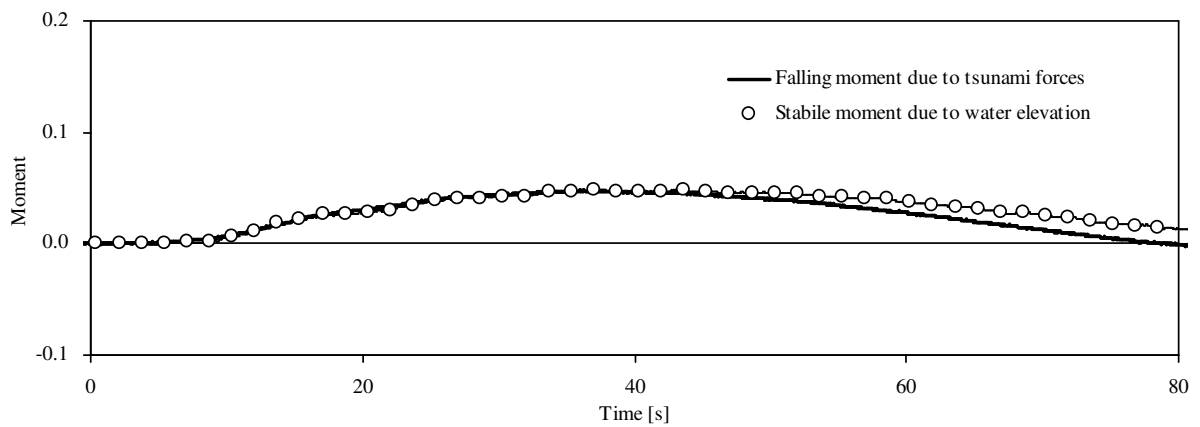
図-4.11 より、抵抗板を設置していない(a)のケースでは、扉体の起立動作が急停止する際に生じる衝撃荷重によって、転倒モーメントが大きく振動している様子が確認できる。このとき、転倒モーメントが安定化モーメントを大幅に上回っており、函体の安定性が十分でないように見受けられる。ただし、フラップゲートの自重を考慮することによる安定化モーメントの増分は、各図の縦軸の量に換算すると 0.280 に相当する。そのため、これを安定化モーメントに加算した場合、函体の安定性は十分に確保される。抵抗板を設置した(b)のケースでは、扉体起立完了時の衝撃荷重が十分に緩和されており、函体に生じる転倒モーメントと安定化モーメントは概ね同程度であった。周期性の押波津波作用時において、フラップゲートあるいは鉛直壁に作用する津波波力による転倒モーメントは、衝撃的な転倒モーメントの変動分を除くと、港外水位上昇による安定化モーメントと概ね同程度であることが確認できる。これより、L字型の断面形状が、構造物自体の安定性を向上させていることがわかる。図-4.12 では、(a)、(b) および(c)の結果に顕著な差異はみられないが、共通して、転倒モーメントが安定化モーメントを上回っている様子が確認できる。これは、港外側と比べて港内側の水位が高いことにより、函体下面に上向きの力が作用したためである。しかし、前述したように、フラップゲートの自重分を安定化モーメントに加算することで、函体は転倒に対する安定性を十分に確保できていることがわかる。



(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート

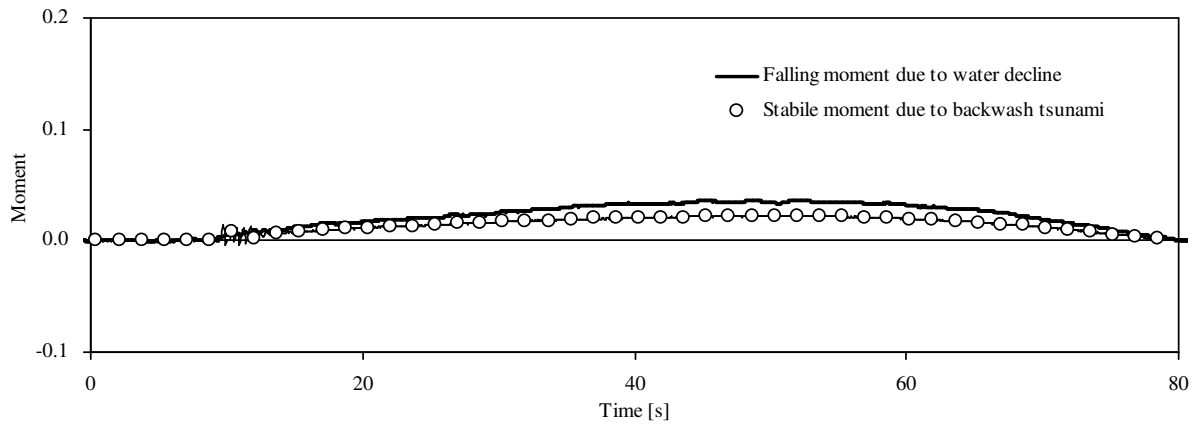


(b) 抵抗板を設置したフラップゲート

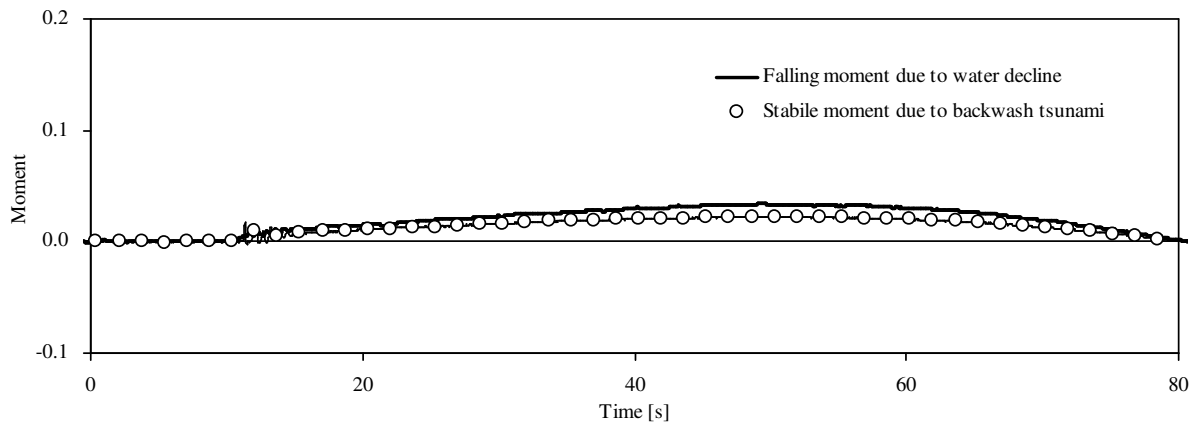


(c) 鉛直壁

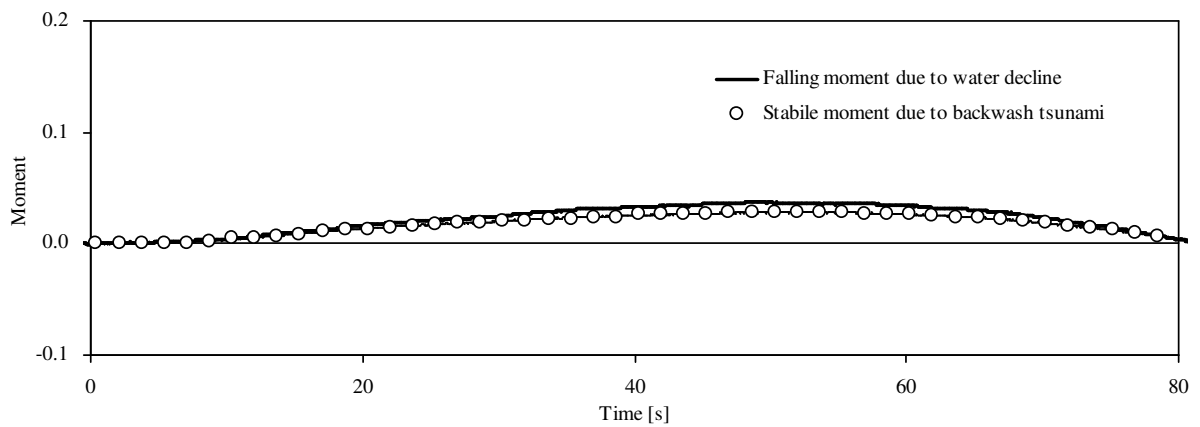
図-4.11 押波津波時における函体への作用モーメント



(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



(b) 抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 鉛直壁

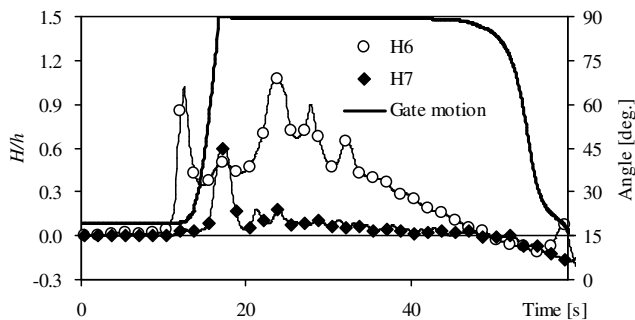
図-4.12 引波津波時における函体への作用モーメント

4. 3 段波性津波に対するフラップゲートの応答特性

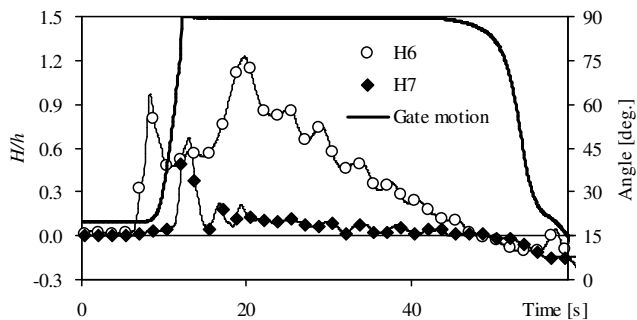
4. 3. 1 港内水位の変動

フラップゲートあるいは鉛直壁に段波性津波を作用させた際の、港内および港外水位の時間変化を図-4.13に示す。図-4.8と同様に、港外の水位変化については波高計 H6 を、港内の水位変化については波高計 H7 をそれぞれ使用して計測したものであり、水平面からの扉体角度の時間変化についても各図中に併記した。(a)～(c)はフラップゲートの直前で碎波して作用する碎波段波を対象としたケース(図-4.7(a)参照)、(d)～(f)はフラップゲート設置位置より十分に沖側で碎波して到来する波状段波を対象としたケース(図-4.7(b)参照)であり、それぞれ抵抗板を設置しないフラップゲート、最大面積の抵抗板を設置したフラップゲート、および鉛直壁の順に表示した。各図中、左縦軸は水深波高比、右縦軸は扉体角度、横軸は実海域スケールでの時間をそれぞれ示す。

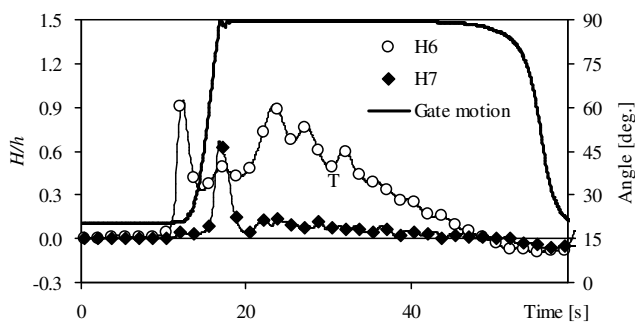
フラップゲートを対象とした図-4.13の(a)、(b)、(d)および(e)のケースでは、扉体が起立した直後に、港内に孤立波が発生しているのがわかる。扉体は、津波の波力により速やかに起立する。港内に生じた孤立波は、扉体の起立により押し出された水塊によって発生したものであり、フラップゲートの扉体上を越流したものではない。これらの港内発生波の波高は、港外側における最大水位と比較して半分程度であり、また、到来する段波津波による水塊の大部分はフラップゲートによって遮断することができている。よって、フラップゲートは、周期性の津波と同様に段波性の津波に対しても十分な減災能力を有しているといえる。抵抗板を設置していないケース((a)あるいは(d))と抵抗板を設置したケース((b)あるいは(e))を比較しても、両者の港内側の水位変動に顕著な差はみられない。これより、周期性の津波を対象としたケースと同様、段波性の津波に対しても抵抗板の設置によるフラップゲートの防災能力の低下は認められない。図-4.13(c)および(e)より、鉛直壁を使用したケースにおいても港内水位に若干の上昇がみられる。これは、扉体間および函体下部の碎石層からの漏水によるものであり、フラップゲートを使用したケースでも同程度の漏水が生じていると推定される。



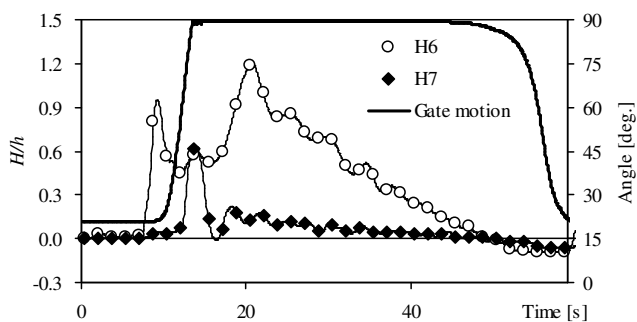
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



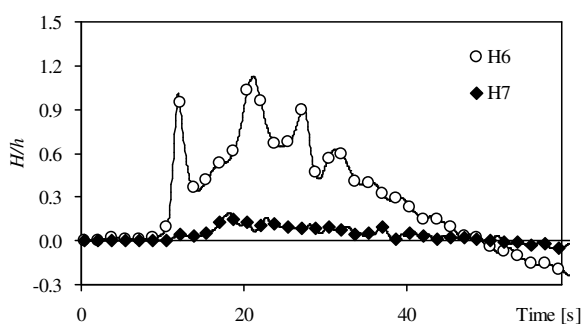
(d) 抵抗板を設置しないフラップゲート



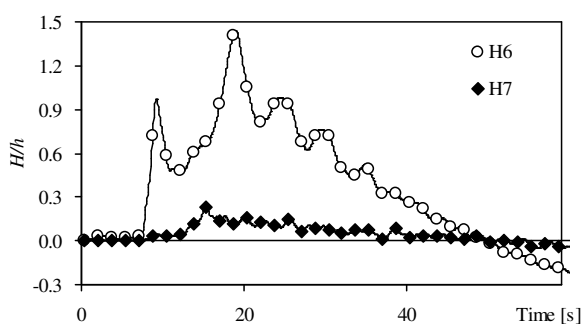
(b) 抵抗板を設置したフラップゲート



(e) 抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 鉛直壁



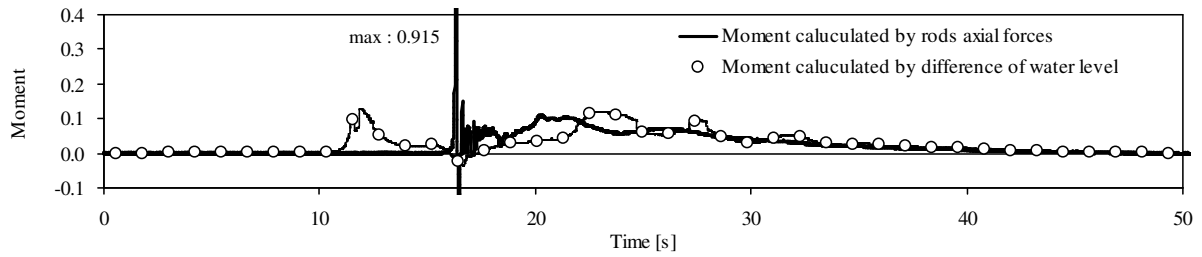
(f) 鉛直壁

図-4.13 段波性津波作用時における港内外水位の時間変化
 ((a)~(c) : 碎波段波作用時, (d)~(f) : 波状段波作用時)

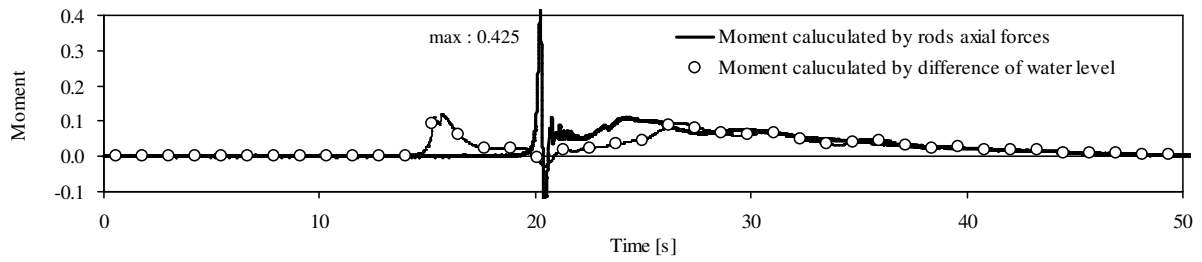
4. 3. 2 テンションロッドへの作用軸力

図-4.14 および図-4.15 は、砕波段波および波状段波作用時において、フラップゲートあるいは鉛直壁にテンションロッドを介して作用する、扉体回転軸周りのモーメントの時間変化を示したものである。図-4.9 と同様に、各図の扉体への作用モーメントは、テンションロッドに生じる軸力に回転軸からロッド係留点までの距離を乗じて算出したものである。比較のため、港内外の水位差（波高計 H6 および H7 より算定）より推定した扉体への作用モーメントも図中に併記した。港内外の水位の評価に使用する波高計は、扉体から幾分離れた位置に設置されている（図-4.2 参照）。そのため、段波のように、水位の時間変化が大きい波形に対しては、扉体に作用する静水圧を正確には表現できない。しかし、扉体の起立が完了し、港外側の水位が十分に上昇した後の状態においては、波高計を使用した水位の評価により、港内外水位差が扉体に及ぼすモーメントを概算できるものと考えられる。各図において、縦軸は初期水深における静水圧および扉体長を用いて無次元化したモーメント、横軸は実海域スケールでの時間を示す。縦軸に示したモーメントは、テンションロッドに引張力が作用する方向を正として表示している。図-4.14 および図-4.15 とともに、(a) は抵抗板を設置していないフラップゲート、(b)、(c) および (d) は抵抗板を設置したフラップゲート、(e) は鉛直壁をそれぞれ使用した実験ケースを示したものである。

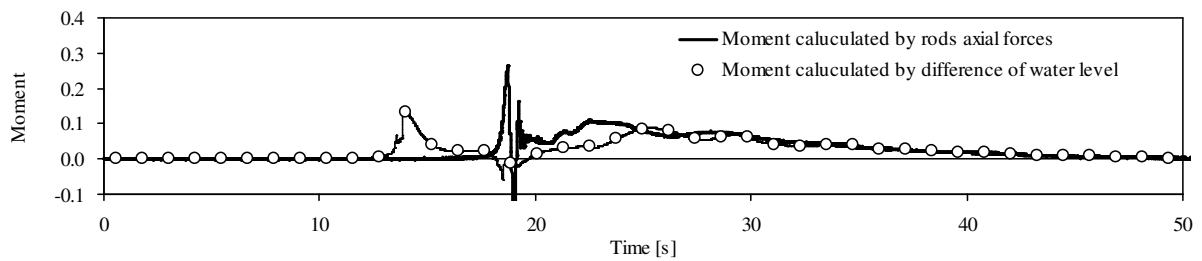
図-4.14 および図-4.15 より、港内外の波高計から推定したモーメントを示す曲線が、テンションロッドに荷重が作用するより前に、一時的に正の値を示している様子が確認できる。これらは、沖側の波高計 H6 の地点を段波津波が通過したことを表しており、扉体に対して実際にモーメントが作用したのではない。その後、ロッド軸力より算定したモーメントが正の値を示している。これらは、フラップゲートでは扉体が起立して静止した瞬間に、鉛直壁では段波が扉体に到達した瞬間に、それぞれ最大値をとっているものと考えられる。フラップゲートを対象としたケースでは、抵抗板を設置することで、テンションロッドへの作用荷重が大きく軽減されており、抵抗板の面積が増大するに従って、それらの荷重が徐々に減少している様子が確認できる。最大面積の抵抗板を設置したフラップゲートでは、鉛直壁と同程度にまで扉体に作用するモーメントを軽減できた。フラップゲートのテンションロッドに作用する荷重が、扉体の起立完了直後に振動しているのが確認できる。これらは、4.2.2 項でも指摘したように、実際にロッドに作用した荷重ではなく、ロッド自体が軸方向に伸縮する振動を歪ゲージが捉えたものである。段波の到達から若干の時間が経過した後、港内外の水位が比較的安定した状態では、ロッド軸力より算定したモーメントと水位差より推定したモーメントが概ね一致していることがわかる。



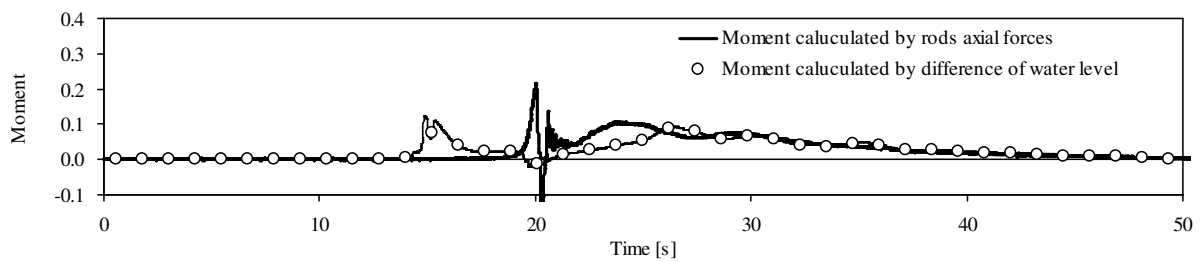
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



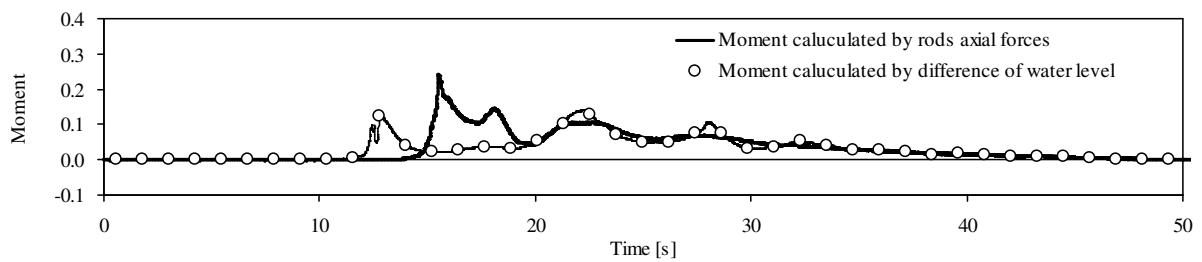
(b) 115mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 230mm の抵抗板を設置したフラップゲート

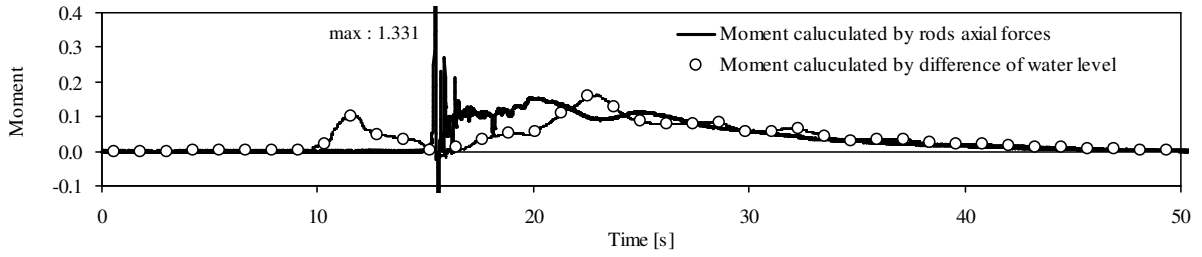


(d) 345mm の抵抗板を設置したフラップゲート

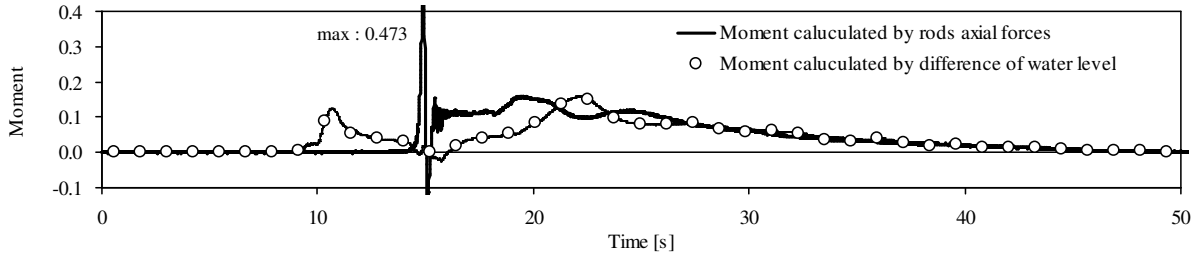


(e) 鉛直壁

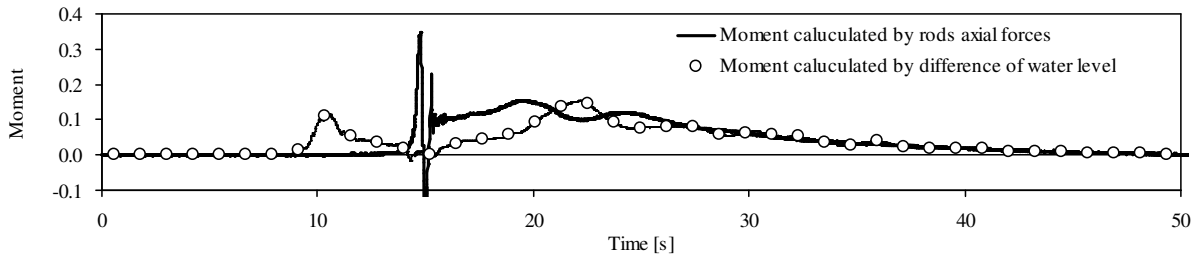
図-4.14 碎波段波時における扉体への作用モーメント



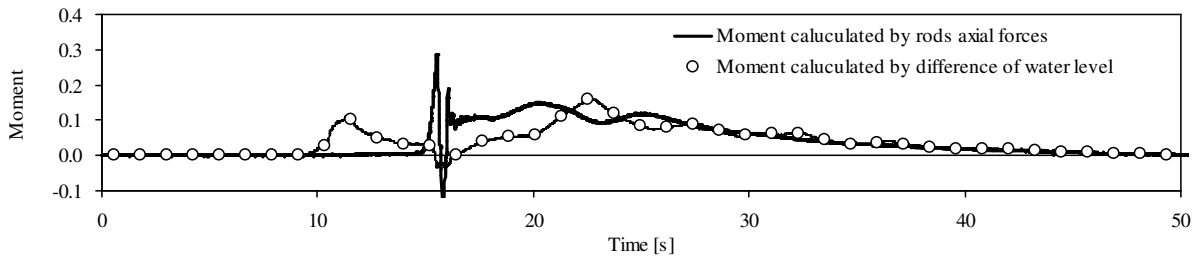
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



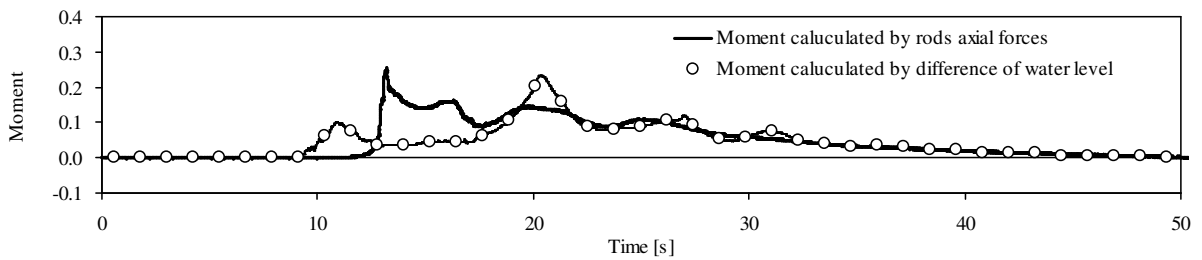
(b) 115mmの抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 230mmの抵抗板を設置したフラップゲート



(d) 345mmの抵抗板を設置したフラップゲート



(e) 鉛直壁

図-4.15 波状段波時における扉体への作用モーメント

4. 3. 3 扉体および抵抗板への作用波圧

図-4.16 は、段波作用時において、フラップゲートあるいは鉛直壁に作用する最大波圧の鉛直分布を示したものである。フラップゲートについては、抵抗板を設置していないケースと最大面積の抵抗板を設置したケースについて表示した。これらの波圧は、水深の増加による静水圧の上昇分は取り除いたものであり、段波津波による動圧分のみを表している。また、図-4.17 は、段波作用時において、フラップゲートの抵抗板に生じる最大差圧を示したものである。図-4.16 および図-4.17 の横軸に示す圧力は、段波の最大振幅における静水圧を用いて無次元化したものである。

図-4.16 より、抵抗板を設置することでフラップゲートの扉体に作用する波圧が 1/3～1/4 程度に軽減できているのが確認できる。また、フラップゲートの扉体に作用する波圧は $z/H_{max}=0.0\sim 0.5$ で最大となっているのに対して、鉛直壁では $z/H_{max}=0.5\sim 1.0$ で最大値を示している。フラップゲートでは、扉体の起立に伴って扉体港外側に新たな空間を生じるため、段波により到来する水塊はその空間に流れ込む。一方、鉛直壁では、到来した段波は扉体との接触により、その流れの方向を上方に向けることとなる。これらの両者の違いにより、扉体への最大波圧の作用高さが異なると考えられる。抵抗板を設置したフラップゲートおよび鉛直壁に段波が作用した際の水面の様子を図-4.18 に示す。鉛直壁を使用したケースでは、段波が上方に飛沫を上げている様子が確認できる。図-4.14 あるいは図-4.15 の (d) および (e) を比較した際、テンションロッドを介して扉体に作用するモーメントの最大値は同程度であった。しかし、図-4.16 では、抵抗板を設置したフラップゲートの扉体に作用する波圧は、鉛直壁と比較して十分に小さい。これらの結果より、テンションロッドに作用する荷重は、扉体の運動に起因する慣性力によるところが大きいと推測できる。

図-4.17 より、抵抗板には初期水深の 6～9 倍程度の差圧が作用しているのがわかる。これらの作用差圧は、抵抗板の面積が増大するにつれて減少しており、できるだけ大きい面積の抵抗板を使用することが望ましいといえる。

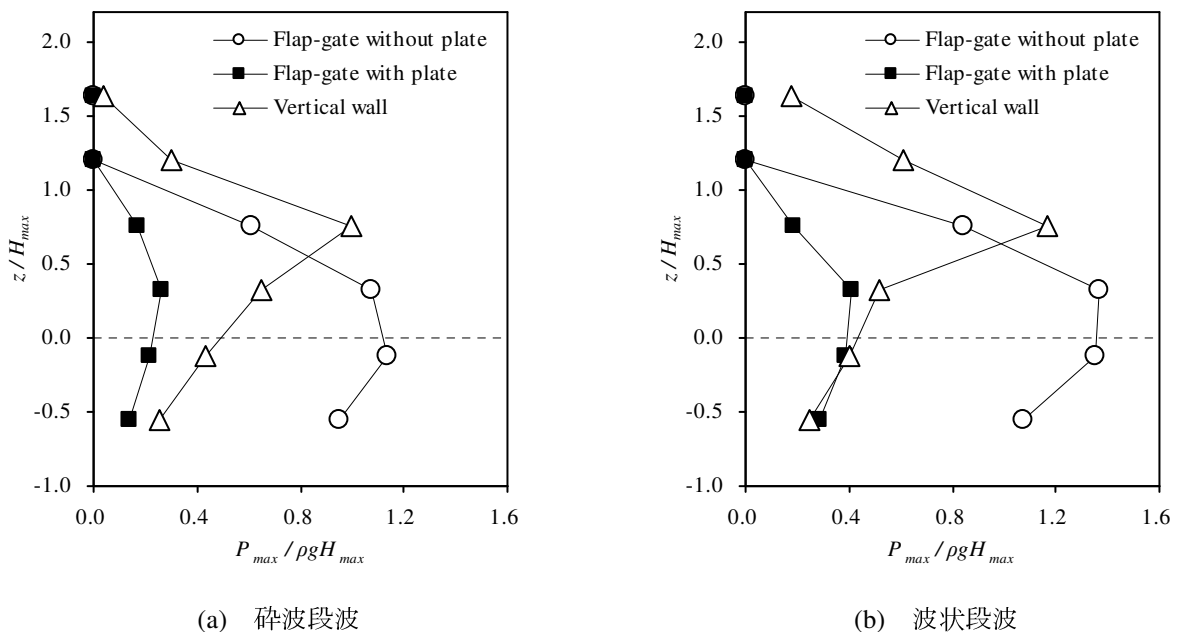


図-4.16 段波作用時における扉体への最大作用波圧の鉛直分布

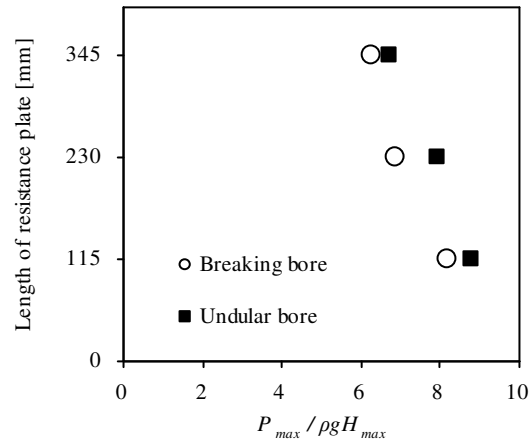
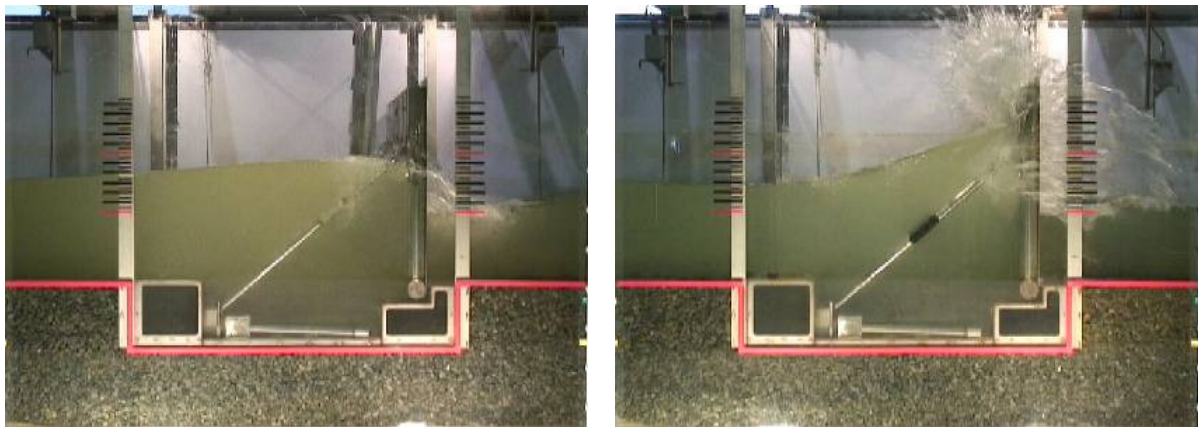


図-4.17 段波作用時における抵抗板への作用差圧の最大値



(a) 抵抗板を設置したフラップゲート

(b) 鉛直壁

図-4.18 段波作用時における水面の様子と比較

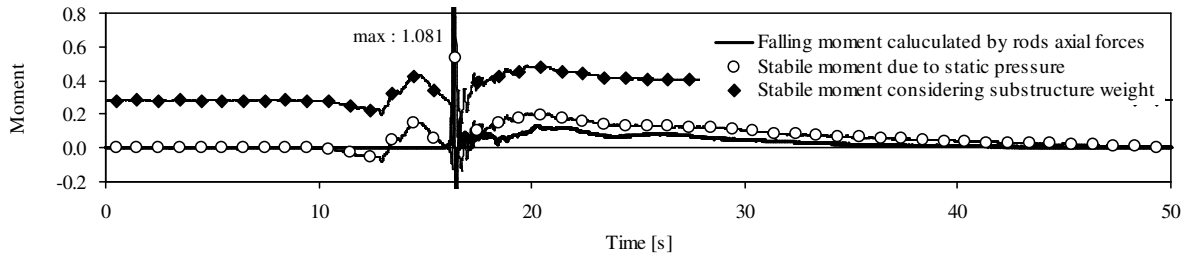
4. 3. 4 転倒に対する函体の安定性

図-4.19 および図-4.20 は、砕波段波および波状段波作用時において、函体に生じるモーメントの時間変化をそれぞれ示すものである。函体に生じるモーメントとは、4.2.4 項でも記したように、函体を転倒させる方向に作用する転倒モーメントと安定化させる方向に作用する安定化モーメントを表す。転倒モーメントの算定にはテンションロッドに作用する荷重を、安定化モーメントの算定には函体の上下面に作用する圧力差を用い、函体の岸側下端を回転の中心とした。フラップゲートの自重は、函体を安定化させる方向に作用するため、安定化モーメントに加算したものととして図中に併記した。各図中、(a)は抵抗板を設置しないフラップゲート、(b)、(c)および(d)は抵抗板を設置したフラップゲート、(e)は鉛直壁を使用した実験結果を示したものである。図の縦軸は初期水深における静水圧および函体の長さ(1076mm)を用いて無次元化したモーメント、横軸は実海域スケールでの時間を示す。フラップゲートの自重によるモーメントは、各図の縦軸の値に換算すると0.280に相当する。また、転倒モーメントは転倒する方向を正、安定化モーメントについても安定性が増加する方向を正として表示しており、転倒モーメントを示す曲線が安定化モーメントを示す曲線より上側にある場合、函体の安定性が十分でないことを表す。

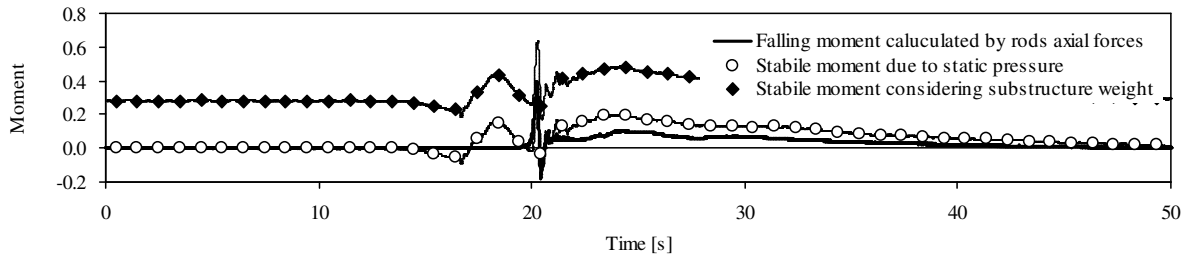
図-4.19 および図-4.20 より、鉛直壁を使用したケースでは、函体に作用する転倒モーメントと安定化モーメントは比較的類似した曲線を示した。一方、(a)～(d)に示すフラップゲートの函体に作用する双方のモーメントについては、それぞれ異なる傾向を示した。鉛直壁では、函体と扉体にはほぼ同時に津波波力が作用するのに対して、フラップゲートでは扉体の起立運動により、函体と比較して扉体への波力の作用が若干遅れるためであると考えられる。段波が扉体に及ぼすモーメント(図-4.14 および図-4.15 参照)と同様に、使用する抵抗板の面積を増大させることで、フラップゲートの函体に生じる転倒モーメントの最大値も低減できた。また、最大面積の抵抗板を使用することで、フラップゲートの函体に作用する転倒モーメントの最大値は、鉛直壁のケースと同程度となっており、さらに、静水圧によって函体に作用する安定化モーメントと概ね同じ水準にまで低減できている。また、フラップゲートあるいは鉛直壁に最大波力が作用した時点から数秒(4～5秒程度)が経過した後は、函体に作用する転倒モーメントは、それぞれ類似した曲線を示した。これは港内外の水位差による水平力が、扉体軸受およびテンションロッドを介して函体に作用しているものであり、港外水位が十分に上昇した後は、模型の違いによる転倒モーメントの差異は生じないことがわかる。

フラップゲートを対象としたケースでは、扉体の起立により函体に衝撃的な転倒モーメントが作用した際、安定化モーメントも同時に上昇している様子が各図から確認できる。テンションロッドは函体底板の上面に定着されており、圧力計も同じ面に設置されている。テンションロッドに強い荷重が生じると、函体底板にもその衝撃が伝達し、圧力計においても短時間で大きな圧力変化が計測されることとなる。このような安定化モーメントの変動分については、函体の安定性を増加させるモーメントとしては期待できないものと推測できる。フラップゲートあるいは鉛直壁のいずれにおいても、函体に生じる安定化モーメントが段波津波到来の直前に、一時的に負の値を示している。これは、模型沖側の砕石上を段波津波が通過した際、砕石槽内の静水圧が一時的に上昇するためである。これにより、函体には上向きの力が作用し、その安定性が一時的に低下したと考えられるが、自重を考慮することで、転倒に対する安定性は十分に保持できている。

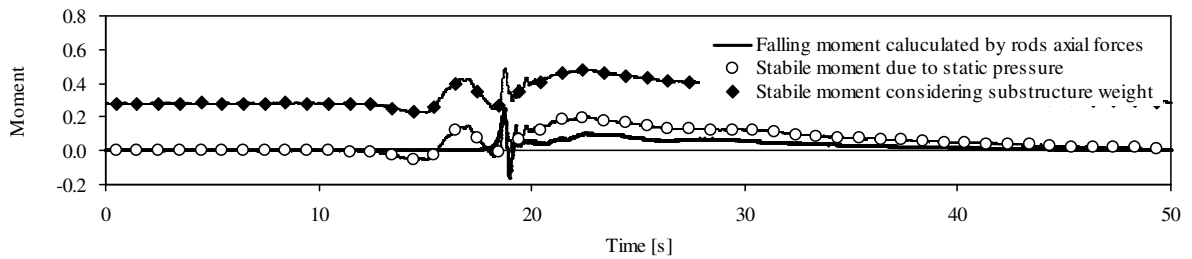
以上より、段波作用時のフラップゲートの転倒に対する安定性は、必要な面積の抵抗板を使用し、設備自体の重量を加算することで、十分に確保できるものと考えられる。



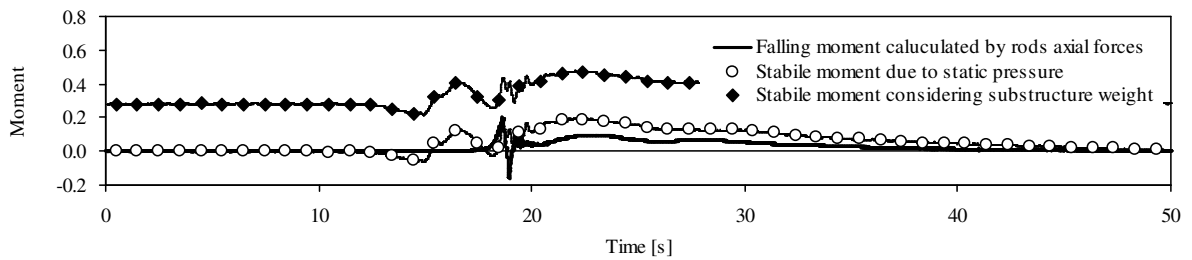
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



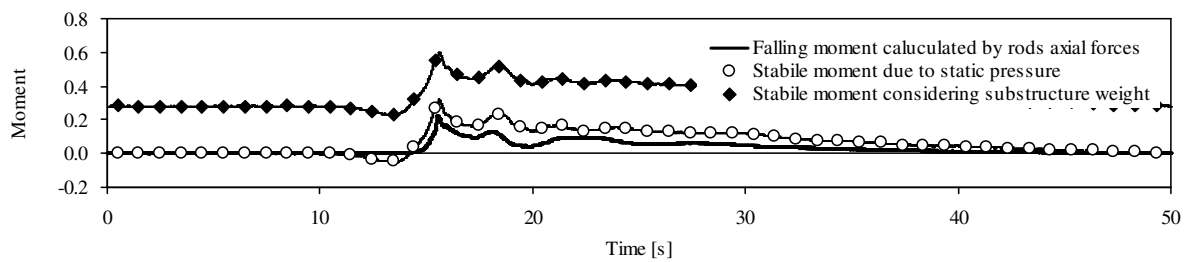
(b) 115mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 230mm の抵抗板を設置したフラップゲート

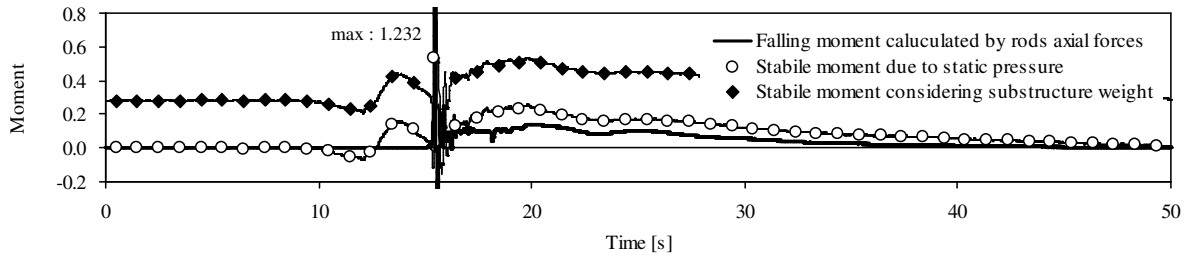


(d) 345mm の抵抗板を設置したフラップゲート

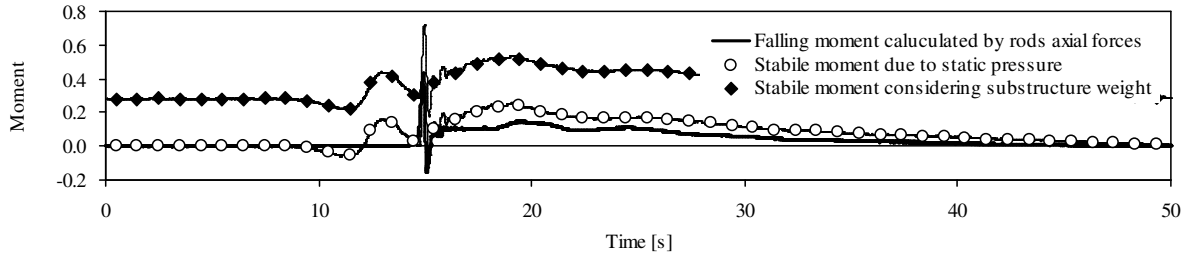


(e) 固定式ゲート

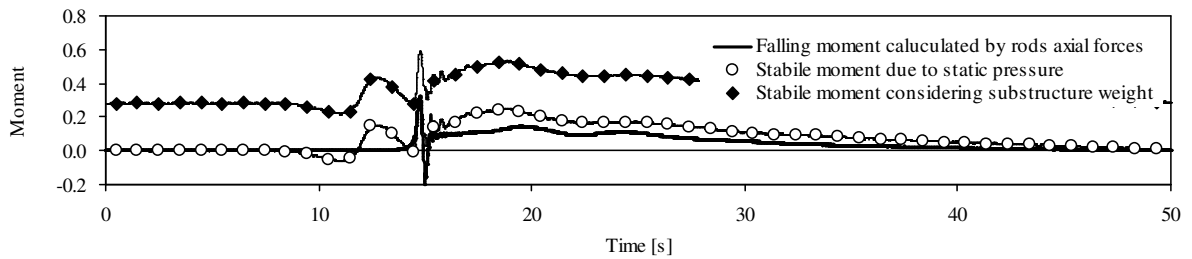
図-4.19 砕波段波時における函体への作用モーメント



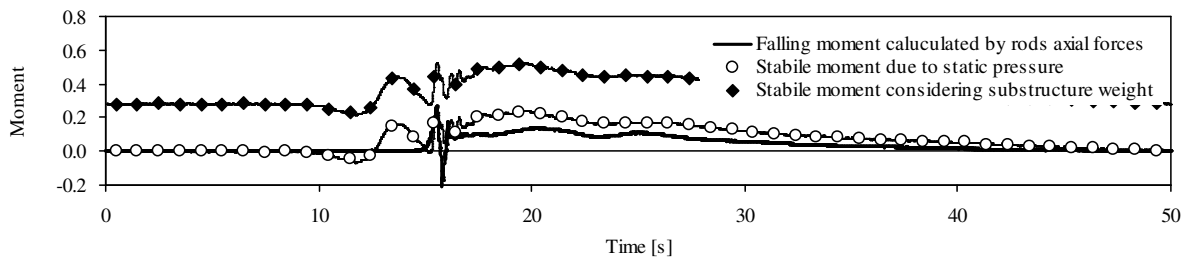
(a) 抵抗板を設置しないフラップゲート



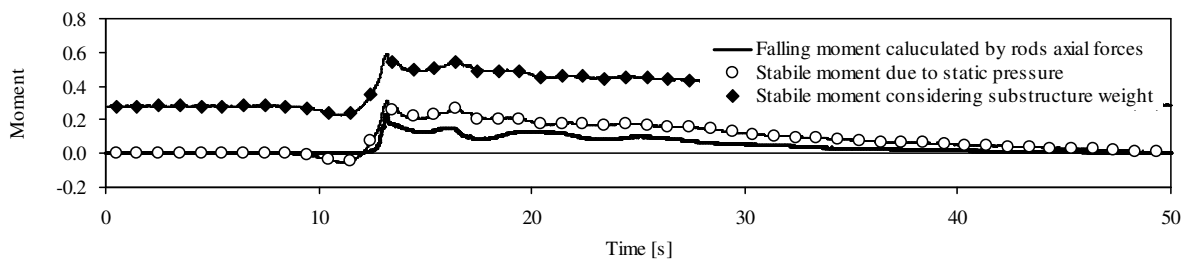
(b) 115mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(c) 230mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(d) 345mm の抵抗板を設置したフラップゲート



(e) 鉛直壁

図-4.20 波状段波時における函体への作用モーメント

5章 波浪および津波に対する フラップゲートの応答特性に関する数値流体解析

5. 1 数値解析モデル

波浪および津波に起因する流体力によるフラップゲート扉体部の運動特性ならびに波圧特性を数値計算により評価するためには、流体と構造体を連成して扱える手法が必要となる。そこで、構造体の大運動を流体領域内で扱うことが可能な重合格子法を用いて、フラップゲートの運動解析を試みた。また、フラップゲートは、水位の変化に対して俊敏に追従して運動する構造物であり、気液 2 相流場での数値解析が不可欠である。気液境界面の構築には、界面の形状を鋭敏に表現できるレベルセット法を採用した。数値解析は、水理模型実験と同様に 2 次元領域を対象とした。以下、本項において、各解析手法について述べる。

5. 1. 1 重合格子法

(1) 概要

従来、有限差分法により流体解析を行う場合、単一格子系の構造格子を用いる方法が主であった。また、流れ場の中に配置された構造物周りの流れや、流路形状の不連続に伴う流れの変化などの問題が、流体解析の対象としてたびたび扱われている（前の分とつながっていない）。このような問題に対して、流れの中の構造物の寸法や流路の角度など解析条件を変えるためには、単一の構造格子を使用する場合、そのつど計算格子を作成し直さなければならない。一方、主格子中に補助格子を配置する重合格子法を使用する場合には、計算格子の再構築にかかる手間は格段に少なくてすむ。さらに、重合格子法の特長として、主格子中の流れから受ける流体力に対応して補助格子を変位させることで、比較的容易に流体と構造体の連成解析を行うことができる。

フラップゲートの扉体部は、海底に回転軸を持ち、1 自由度の回転運動（ピッチング）のみを許容する構造体である。したがって、扉体周りに作用する圧力および粘性力に回転軸からの距離を乗じ、扉体の全周にわたって積分することで、扉体に作用するモーメントを容易に算出することができる。しかし、固定された主格子と回転変位する補助格子とが格子点を共有することなく重なり合っているため、各格子間での物理量の受け渡しには、重合格子法特有のアルゴリズムが必要となる。このアルゴリズムについて、次項 5.1.1 (2) にてその詳細を述べる。扉体の変位量は、周囲の流場が適正にバランスし定常解が得られるまで、擬似時間ステップでの繰返し計算を行うことで導出している。ここで、擬似時間とは、陰的な計算における内部反復の時間スケールを表すものである。変位量の計算については、5.1.1 (3) 項にて述べる。また、実時間あるいは擬似時間に対する積分法については、5.1.3 (4) 項にて詳細を示す。

(2) 物理量の内挿

重合格子の概念を2次元円柱まわりの格子を例にとり図-5.1に示す。図では、斜線部は円柱内部、破線は主格子、実線は補助格子をそれぞれ表している。主格子は「■」で示すように物体内に格子点をもっているため、これらの格子点（以後、HOLE と呼称）を計算から除外する必要がある。また、物体のごく近傍の格子点も物体形状および物体まわりの物理量の変化を表現するには解像度が不足しているため計算から除外する。HOLE まわりの「□」で示した主格子点は、補助格子から物理量が内挿される点であり、主格子領域の境界条件となる。

HOLE は、物体から数周目の補助格子における周方向（物体に沿う方向）の曲線を HOLE 境界としたときに、その内部に含まれる主格子点を指す。物体近傍の主格子点が、HOLE 境界の内部か外部のいずれに存在するかは、以下の方法により判定する。まず、判定されるべき格子点 P に最も近い HOLE 境界上の補助格子点 Q を求める。つぎに、点 Q での HOLE 境界の外向き法線ベクトル \mathbf{n} と、点 Q から主格子点 P への位置ベクトル \mathbf{a} との内積を算定する。その計算値が正であった場合、格子点 P は HOLE 境界外部の点であり、負であった場合は境界内部の点といえる。

$$(\mathbf{n}, \mathbf{a}) = \begin{cases} \leq 0 & \text{HOLE} \\ & \dots\dots\dots (1) \\ > 0 & \text{Not HOLE} \end{cases}$$

補助格子から内挿される主格子点（図-5.1 では「□」で表示）の判別には、各主格子点に立てたフラグを利用する。HOLE 点でのフラグは $\text{flag}_{ij}=1$ 、それ以外の点では $\text{flag}_{ij}=0$ とし、

$$\sum_{i=i_0-1}^{i_0+1} \text{flag}_{i,j_0} + \sum_{j=j_0-1}^{j_0+1} \text{flag}_{i_0,j} \geq 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

を満たす (i_0, j_0) が、内挿の対象となる格子点とする。

内挿される主格子点が、補助格子におけるいずれのセルから物理量を内挿するかについては、次式により判定する。

$$\begin{aligned} f_{AB}(x_P, y_P) f_{AB}(x_G, y_G) f_{CD}(x_P, y_P) f_{CD}(x_G, y_G) &\geq 0 \quad \dots\dots\dots (3) \\ f_{BC}(x_P, y_P) f_{BC}(x_G, y_G) f_{DA}(x_P, y_P) f_{DA}(x_G, y_G) &\geq 0 \end{aligned}$$

ここで、A~D は図-5.2 に示す補助格子点を、 $f_{AB}(x, y)=0$ は直線 AB を、点 (x_P, y_P) は内挿される主格子点の座標を、点 (x_G, y_G) はセル ABCD 内の任意の点の座標をそれぞれ表す。

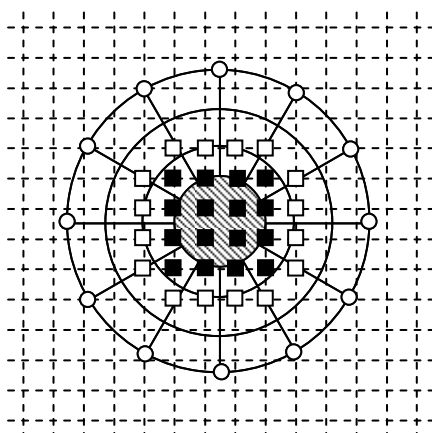


図-5.1 重合格子の概念図

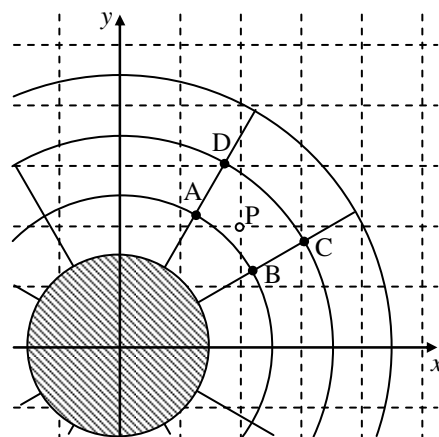


図-5.2 CELL の判別と内挿

内挿には、以下に示す 2 次元の線形内挿 (bi-linear interpolation) を用いる。

$$\begin{bmatrix} x_p \\ y_p \\ q_p \end{bmatrix} = (1-X)(1-Y) \begin{bmatrix} x_A \\ y_A \\ q_A \end{bmatrix} + X(1-Y) \begin{bmatrix} x_B \\ y_B \\ q_B \end{bmatrix} + XY \begin{bmatrix} x_C \\ y_C \\ q_C \end{bmatrix} + (1-X)Y \begin{bmatrix} x_D \\ y_D \\ q_D \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (4)$$

式 (4) の上 2 式を用いて X , Y を求め、それらを 3 つ目の式に用いて物理量 q_p の内挿を行う。補助格子の最外周の境界 ‘○’ についても同様の方法により算定され、主格子から補助格子へ物理量が内挿される。

(3) 変位量の計算

主格子における物理量の計算は HOLE 点を除いた領域で計算され、HOLE との境界にあたる格子点には補助格子から物理量が内挿されることを先に述べた。また、補助格子については、補助格子の最外周の格子点に主格子から物理量が内挿されることで、領域内の計算がなされる。ここで、実時間における計算時間間隔を Δt 、擬似時間における計算時間間隔を $\Delta \tau$ とし、両者は $\Delta t \geq \Delta \tau$ の関係を満たしているものとする。擬似時間 τ における計算は、実時間ステップでの計算が 1 回なされる毎に複数回行われ、計算の安定性を向上させるとともに扉体変位量の計算が行われる。扉体変位量の計算は、擬似時間において、所定の収束条件が満たされるまで繰返し実施され、その実時間ステップにおける適正な扉体位置として算出される。実時間における計算では、擬似時間ステップで得た扉体変位量に基づいて扉体を変位させた上で、物理量の移流計算がなされる。

実験模型では、テンションロッドが設置されていることにより、扉体角度が 90 度を越えることはない。本数値解析では、扉体が 90 度に達した際、扉体の角速度および角加速度を数値的に 0 に置き換える処理を行うことで、扉体角度が 90 度を越えないようにした。

5. 1. 2 レベルセット法

(1) 概要

レベルセット法は、異なる相の相界面を追跡することを目的とする界面捕捉法の 1 つである。界面捕捉法の中でも、VOF (Volume of Fluid) 法は各計算セルに占める気液の体積分率のみを用いて良好な解が得られるため、頻りに利用されてきた。しかし、VOF 法は相界面の分布幅を制御できないため、例えば、1 格子幅で気液が変化するような鋭い界面となることもあれば、10 格子幅で滑らかに変化する鈍い界面となることもありうる。鋭い界面は、実際の現象に近い計算精度の面からは望ましいが、計算の安定性は低い。また、鈍い界面についてはその逆のことがいえる。

一方、レベルセット法は、相界面での安定性と鋭敏性を併せ持つ計算手法であるといえる。それは、相界面より液相側が正、気相側が負となるような垂直距離関数 (レベルセット関数) を用いて相界面の位置を捕捉しているためであり、相界面の曲率や法線方向についても比較的精度良く求めることができる。また、レベルセット関数 f は相界面に有限な厚さ α を持たせることができ、密度や粘性係数のように相界面で急激に変化するものでも、その相に応じて値を分布させ、比較的安定した計算を行うことができる。密度および粘性係数は、以下の式を用いて各計算セルに付与される。

$$\rho = \begin{cases} \rho_w & f \geq \alpha \\ \rho_a & f \leq -\alpha \\ \tilde{\rho} + \Delta\rho \sin(\pi f / 2\alpha) & \text{otherwise} \end{cases} \dots\dots\dots (5)$$

$$\mu = \begin{cases} \mu_w & f \geq \alpha \\ \mu_a & f \leq -\alpha \\ \tilde{\mu} + \Delta\mu \sin(\pi f / 2\alpha) & \text{otherwise} \end{cases} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 ρ_w は液相の密度、 ρ_a は気相の密度、 μ_w は液相の粘性係数、 μ_a は気相の粘性係数をそれぞれ示す。また、 $\tilde{\rho}$ 、 $\Delta\rho$ 、 $\tilde{\mu}$ および $\Delta\mu$ は、それぞれ以下の式により与えられる。

$$\tilde{\rho} = (\rho_w + \rho_a) / 2, \quad \Delta\rho = (\rho_w - \rho_a) / 2 \dots\dots\dots (7)$$

$$\tilde{\mu} = (\mu_w + \mu_a) / 2, \quad \Delta\mu = (\mu_w - \mu_a) / 2 \dots\dots\dots (8)$$

レベルセット法における界面の概念図を図-5.3 に示す。界面厚さを制御できる点に加えて、グリッドスケール以下で界面を捕捉できる点についても、レベルセット法のすぐれた特徴といえる。

レベルセット関数 f の移流は、以下の移流方程式を解くことにより行われる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) f = 0 \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 \mathbf{u} は流速を表すベクトルである。相界面からの垂直距離関数であるレベルセット関数 f を移流方程式により移流させると、流体の移動速度と界面変化の伝播速度が異なるため、垂直距離関数としての性質が失われる。そこで、レベルセット関数 f を、常に界面からの距離関数として保持するために、再初期化が必要となる。この再初期化の概念について、次項 5.1.2 (2) にて記述する。

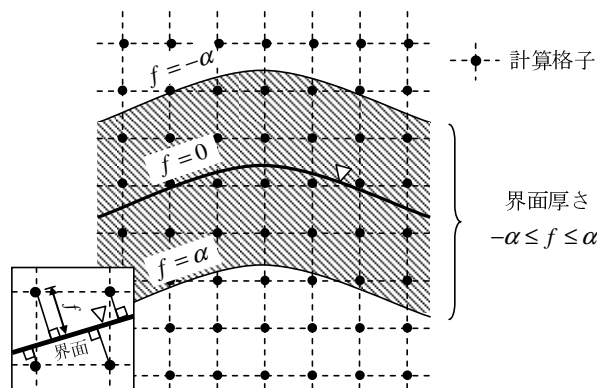


図-5.3 レベルセット法 の概念図

(2) 再初期化の概念

再初期化には以下の式を用いる。

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \text{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) \dots\dots\dots (10)$$

$$\operatorname{sgn}(f^0) = \frac{f^0}{\sqrt{(f^0)^2 + \varepsilon^2}} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 τ は反復計算における擬似時間、 f^0 は移流された直後、再初期化する前のレベルセット関数、 ε は微小量、 sgn は f^0 の符号をそれぞれ示す。式 (10)、(11) は、各点におけるレベルセット関数の勾配 $|\nabla f|$ が 1 から外れた分を誤差として修正することを意味し、修正されたレベルセット関数は次の時刻の初期値として用いられる。これにより、相界面以外の点で $|\nabla f|=1$ となり、実際の相界面の正確な位置を探し出すことをせずに、相界面からの垂直距離関数を作り出すことができる。

しかし、再初期化には、界面の移動に伴い質量の保存性に問題が生じる。その対策として、質量保存処理を施した再初期化手法を採用する。ここでは、Heaviside 関数 H_α と呼ばれるレベルセット関数 f の関数を使用した。

$$H_\alpha = \begin{cases} 1 & f \leq -\alpha \\ 1 - \frac{f + \alpha}{2\alpha} - \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi f}{\alpha}\right) & |f| \leq \alpha \\ 0 & f \geq \alpha \end{cases} \dots\dots\dots (12)$$

この Heaviside 関数 H_α を用いて、式 (10) を以下のように修正する。

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \operatorname{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) + \zeta H'_\alpha(f) |\nabla f| \dots\dots\dots (13)$$

再初期化の前後において、セル内での Heaviside 関数 H_α の積分値が不変であればそのセル内での質量が保存されるため、以下の関係式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \int_\Omega H_\alpha(f) d\Omega}{\partial \tau} &= \int_\Omega H'_\alpha(f) \frac{\partial f}{\partial \tau} d\Omega \\ &= \int_\Omega H'_\alpha(f) \cdot \left\{ \operatorname{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) + \zeta H'_\alpha(f) |\nabla f| \right\} d\Omega \dots\dots\dots (14) \\ &= 0 \end{aligned}$$

ここで、 Ω は質量保存を考えるセル領域を示すものである。式 (14) より、 ζ は以下の式で表示できる。

$$\zeta = - \frac{\int_\Omega H'_\alpha(f) \cdot \operatorname{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) d\Omega}{\int_\Omega H'_\alpha(f)^2 \cdot |\nabla f| d\Omega} \dots\dots\dots (15)$$

移流方程式の空間微分項の離散化には、3 次精度風上差分法を用いる。また、時間積分には、レベルセット関数に関する擬似時間項を付加した上で、陰的方法である LU 分解対称ガウス・ザイデル法 (LU-SGS 法) を使用した。

5. 1. 3 支配方程式と数値計算法

(1) 記号

本章を通して用いる記号を示す。ここに示した記号以外のものを使用する場合には、適宜指定

する.

- x : x 方向座標
- y : y 方向座標
- p : 圧力
- u : x 方向流速
- v : y 方向流速
- t : 時間
- τ : 擬似時間
- β : 擬似圧縮係数
- q : 基本量ベクトル
- h : 保存量ベクトル
- E_x : x 方向流束ベクトル
- E_y : y 方向流束ベクトル
- E_{xu} : x 方向粘性流束ベクトル
- E_{yv} : y 方向粘性流束ベクトル
- A_x : x 方向流束ヤコビアン行列
- A_y : y 方向流束ヤコビアン行列
- ν : 動粘性係数
- Re : レイノルズ数
- c_x : x 方向擬似音速
- c_y : y 方向擬似音速
- f_x : x 方向外力
- f_y : y 方向外力
- n : 実時間ステップ
- m : 擬似時間ステップ
- (i, j) : x 方向に i 番目, y 方向に j 番目の格子点

(2) 2次元非圧縮性流体の支配方程式

本研究では, 非圧縮性流体を対象としている. また, 非圧縮性流体の計算手法として擬似圧縮性法を使用するため, 非圧縮性ナビエ・ストークス方程式に擬似時間微分項を加えた擬似圧縮性ナビエ・ストークス方程式を支配方程式として使用する. 擬似時間に対する定常解が得られたとき擬似時間微分項は 0 となり, この方程式の解は非圧縮性ナビエ・ストークス方程式と等しくなる. 支配方程式を以下に示す.

$$\frac{1}{\beta} \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + f_x \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] + f_y \quad \dots\dots\dots (18)$$

支配方程式を，保存型ベクトルを用いて表示すると次の式となる．

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial \mathbf{E}_{xu}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_{yv}}{\partial y} \right] + \mathbf{F} \quad \dots\dots\dots (19)$$

支配方程式に現れる各ベクトルは次のように表される．

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} p \\ u \\ v \end{pmatrix}, \quad \mathbf{h} = \begin{pmatrix} 0 \\ u \\ v \end{pmatrix}, \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\mathbf{E}_x = \begin{pmatrix} \beta u \\ u^2 + p \\ uv \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_y = \begin{pmatrix} \beta v \\ uv \\ v^2 + p \end{pmatrix}, \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\mathbf{E}_{xu} = \begin{pmatrix} 0 \\ \partial u / \partial x \\ \partial v / \partial x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_{yv} = \begin{pmatrix} 0 \\ \partial u / \partial y \\ \partial v / \partial y \end{pmatrix}, \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (23)$$

支配方程式の x 方向および y 方向の移流項に対する流束ヤコビアン行列は，次のように定義される．

$$A_x = \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial \mathbf{q}} = \begin{pmatrix} 0 & \beta & 0 \\ 1 & 2u & 0 \\ 0 & v & u \end{pmatrix}, \quad A_y = \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial \mathbf{q}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \beta \\ 0 & v & u \\ 1 & 0 & 2v \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (24)$$

また，この流束ヤコビアン行列の相似変換は，それぞれ次のようになされる．

$$A_x = R_x \Lambda_x R_x^{-1}, \quad A_y = R_y \Lambda_y R_y^{-1} \quad \dots\dots\dots (25)$$

ここで， Λ_x ， Λ_y ， R_x ， R_y ， R_x^{-1} および R_y^{-1} は以下の行列である．

$$\Lambda_x = \begin{pmatrix} u & 0 & 0 \\ 0 & u + c_x & 0 \\ 0 & 0 & u - c_x \end{pmatrix}, \quad \Lambda_y = \begin{pmatrix} v & 0 & 0 \\ 0 & v + c_y & 0 \\ 0 & 0 & v - c_y \end{pmatrix}, \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$R_x = \frac{1}{2\beta c_x^2} \begin{pmatrix} 0 & \beta c_x & -\beta c_x \\ 0 & u(u + c_x) + \beta & u(u - c_x) + \beta \\ 2\beta & v(u + c_x) & v(u - c_x) \end{pmatrix}, \quad R_y = \frac{1}{2\beta c_y^2} \begin{pmatrix} 0 & \beta c_y & -\beta c_y \\ -2\beta & u(v + c_y) & u(v - c_y) \\ 0 & v(v + c_y) + \beta & v(v - c_y) + \beta \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$R_x^{-1} = \begin{pmatrix} -v & -uv & u^2 + \beta \\ -u + c_x & \beta & 0 \\ -u - c_x & \beta & 0 \end{pmatrix}, \quad R_y^{-1} = \begin{pmatrix} u & -v^2 - \beta & uv \\ -v + c_y & 0 & \beta \\ -v - c_y & 0 & \beta \end{pmatrix} \dots\dots\dots (28)$$

式中の c_x と c_y は、それぞれ x 方向と y 方向擬似音速成分であり、次のように定義される。

$$c_x = \sqrt{u^2 + \beta}, \quad c_y = \sqrt{v^2 + \beta} \dots\dots\dots (29)$$

本解析では、擬似音速 β は次のように固定した。

$$\beta = 1 \dots\dots\dots (30)$$

(3) 空間微分項の離散化

慣性項の計算は、2次精度風上差分を用いて行った。例えば $\partial E_x / \partial x_{(i,j)}$ は、次のように表せる。

$$\frac{\partial E_x}{\partial x_{(i,j)}} = \frac{E_{x(i+1/2,j)} - E_{x(i-1/2,j)}}{\Delta x} \dots\dots\dots (31)$$

$$E_{x(i+1/2,j)} = \frac{1}{2} \{ E_x(\mathbf{q}_r) + E_x(\mathbf{q}_l) - |A_x|(\mathbf{q}_r - \mathbf{q}_l) \} \dots\dots\dots (32)$$

上式は、次の関係を用いて計算される。

$$|A_x| = R_x |A_x| R_x^{-1} \dots\dots\dots (33)$$

$$\mathbf{q}_r = \mathbf{q}_{(i+1,j)} - \frac{1}{2} (\mathbf{q}_{(i+2,j)} - \mathbf{q}_{(i+1,j)}) \dots\dots\dots (34)$$

$$\mathbf{q}_l = \mathbf{q}_{(i,j)} + \frac{1}{2} (\mathbf{q}_{(i,j)} - \mathbf{q}_{(i-1,j)}) \dots\dots\dots (35)$$

拡散項の計算は、3つの格子点を用いた差分法を使用した。例えば $\partial E_{xu} / \partial x_{(i,j)}$ は、次のように表せる。この式は、格子幅が等間隔のとき2次精度となる。

$$\frac{\partial E_{xu}}{\partial x_{(i,j)}} = \frac{2E_{xu(i+1,j)}}{h_1(h_1+h_2)} - \frac{2E_{xu(i,j)}}{h_1 h_2} + \frac{2E_{xu(i-1,j)}}{h_2(h_1+h_2)} \dots\dots\dots (36)$$

$$h_1 = x_{(i,j)} - x_{(i-1,j)}, \quad h_2 = x_{(i+1,j)} - x_{(i,j)} \dots\dots\dots (37)$$

(4) 時間に対する積分法

実時間に対する積分は2次精度の後退差分法を使用した。離散式は、次のようになる。

$$\left(\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \right)^{n+1,m+1} = \frac{3\mathbf{h}^{n+1,m+1} - 4\mathbf{h}^n + \mathbf{h}^{n-1}}{2\Delta t} \dots\dots\dots (37)$$

本解析で使用した擬似圧縮法では、各時間段階における、擬似時間に対する収束解が必要となる。前述のように、擬似時間に対する数値積分には、LU-SGS法を使用した。支配方程式を完全陰解法により変形すると、次の式が得られる。

$$\left[I'_t + \left\{ \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} - \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial E'_{xu}}{\partial x} + \frac{\partial E'_{yv}}{\partial y} \right) \right\} \right] \Delta \mathbf{q}^{n+1,m} = \left[\mathbf{Q}(\mathbf{q}^{n+1,m}) - \left(\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \right)^{n+1,m} \right] \dots\dots\dots (38)$$

ここで、 I'_t は、

$$I'_t = \begin{pmatrix} \frac{1}{\Delta \tau} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau} \end{pmatrix} \dots\dots\dots (39)$$

となる。左辺の $\Delta \mathbf{q}^{n+1,m}$ 、および慣性項と拡散項との和を表す $\mathbf{Q}(\mathbf{q})$ は、次の式で与えられる。

$$\Delta \mathbf{q}^{n+1,m} = \mathbf{q}^{n+1,m+1} - \mathbf{q}^{n+1,m} \dots\dots\dots (40)$$

$$\mathbf{Q}(\mathbf{q}) = - \left(\frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial y} \right) + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \mathbf{E}_{xu}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_{yv}}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (41)$$

(5) 境界条件

本数値解析では、フラップゲートに作用させる入射波として、周期性押波初動津波、周期波および段波性津波を使用した。

押波初動津波を対象とした数値計算では、流速の水平方向成分が鉛直方向に一様であると仮定した微小振幅波としての長波を使用した。長波の表面波形、境界における流速の鉛直分布は、以下の式で表される。

$$\eta = a \cos(-\sigma t) \dots\dots\dots (42)$$

$$u = \frac{a\sigma}{kh} \cos(-\sigma t) \dots\dots\dots (43)$$

$$v = a\sigma \left(1 + \frac{y}{h} \right) \sin(-\sigma t) \dots\dots\dots (44)$$

ここで、 a は波の振幅、 t は時間、 k は波数、 h は水深、 σ は角周波数を表す。

周期波は、水面変動量、速度の2乗の項および水面勾配を無視しない有限振幅波として与えた。特に、オイラーの運動方程式と連続式に基づいて、微小振幅波と同じ方法で非回転運動を取り扱うストークス波を使用した。ストークス波の表面波形、境界における流速の鉛直分布は、以下の式で表される。

$$\eta = a \cos(-\sigma t) + a^2 k \frac{(2 \cosh^2 kh + 1) \cosh kh}{4 \sinh^3 kh} \cos 2(-\sigma t) + a^3 k^2 \frac{3(8 \cosh^6 kh + 1)}{64 \sinh^6 kh} \cos 3(-\sigma t) \dots\dots\dots (45)$$

$$\frac{u(y,t)}{c} = F_1 \cosh k(h+y) \cdot \cos(-\sigma t) + F_2 \cosh 2k(h+y) \cdot \cos 2(-\sigma t) + F_3 \cosh 3k(h+y) \cdot \cos 3(-\sigma t) \dots\dots\dots (46)$$

$$\frac{v(y,t)}{c} = F_1 \sinh k(h+y) \cdot \sin(-\sigma t) + F_2 \sinh 2k(h+y) \cdot \sin 2(-\sigma t) + F_3 \sinh 3k(h+y) \cdot \sin 3(-\sigma t) \dots \dots \dots (47)$$

ここで、 F_1 、 F_2 および F_3 は、それぞれ以下の関係を満たすものとする。

$$F_1 = \frac{ak}{\sinh kh} \dots \dots \dots (48)$$

$$F_2 = \frac{3 a^2 k^2}{4 \sinh^4 kh} \dots \dots \dots (49)$$

$$F_3 = \frac{3 a^3 k^3 (13 - 4 \cosh^2 kh)}{64 \sinh^7 kh} \dots \dots \dots (50)$$

段波性津波については、造波境界を閉境界とした上で、水柱崩壊により模擬的な津波を発生させた。崩壊させた水柱の容積等、造波の条件については、5.4項において記す。

(6) 計算領域

計算領域の概略を図-5.4に示す。水路長 27.6m の数値波動水路に、フラップゲートの扉体を表す補助格子を図のように配置し、模型実験の条件と合うよう水深を設定した。主格子における格子数は、水平方向 440 グリッド、鉛直方向 65 グリッドとし、図-5.4に示すように、フラップゲート設置位置の周囲については計算格子を密に配置した。また、補助格子は、扉体の長手方向 75 グリッド、扉体の厚さ方向 30 グリッドとして作成し、60×5のセルを使用して扉体部分を形成した。計算領域の沖側を造波境界、岸側を透過境界とし、水深以下の海底床は非計算領域として与えた。

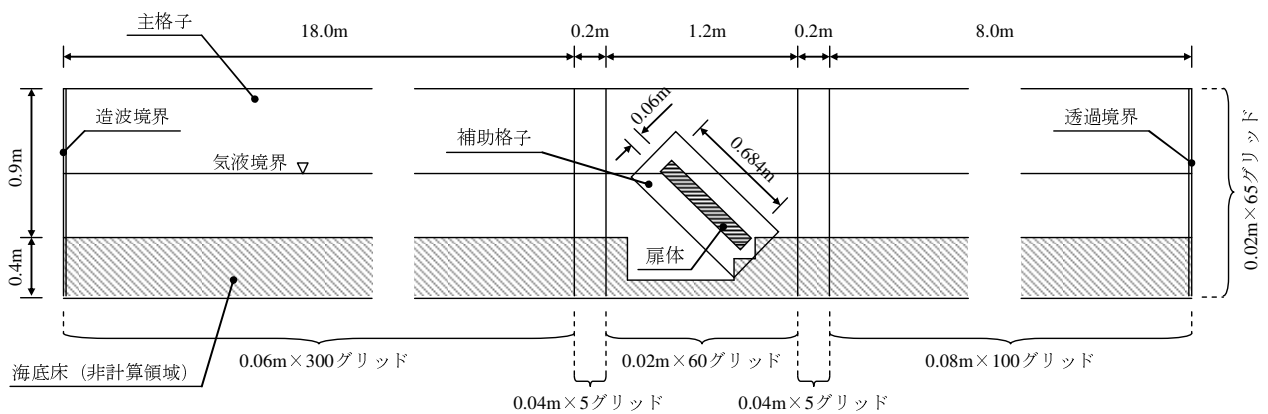


図-5.4 計算領域の概略

5. 2 押波初動津波を対象としたフラップゲート動揺解析

5. 2. 1 解析条件

本数値解析で入射波として使用した押波が初動となる津波は、式(42)~(44)を使用して作成した。入射波の周期は 30s、波高は 12cm とし、これらを実海域のスケールに換算すると、周期 166s、波高 3.6m の孤立波に相当する。また、水深は 42.4cm とした（実海域のスケールでは 13m に相当）。これらの入射波の条件は、4.2 項に示した模型実験の条件と合うように設定したものである。模型実験および数値解析における、波高計の設置位置あるいは水位の出力点を図-5.5 に示す。H2 および H3 については、実験、解析ともに同一の位置で水位の出力を行った。しかし、H1 については、水路長の都合上、水位の出力地点が双方で若干異なる。

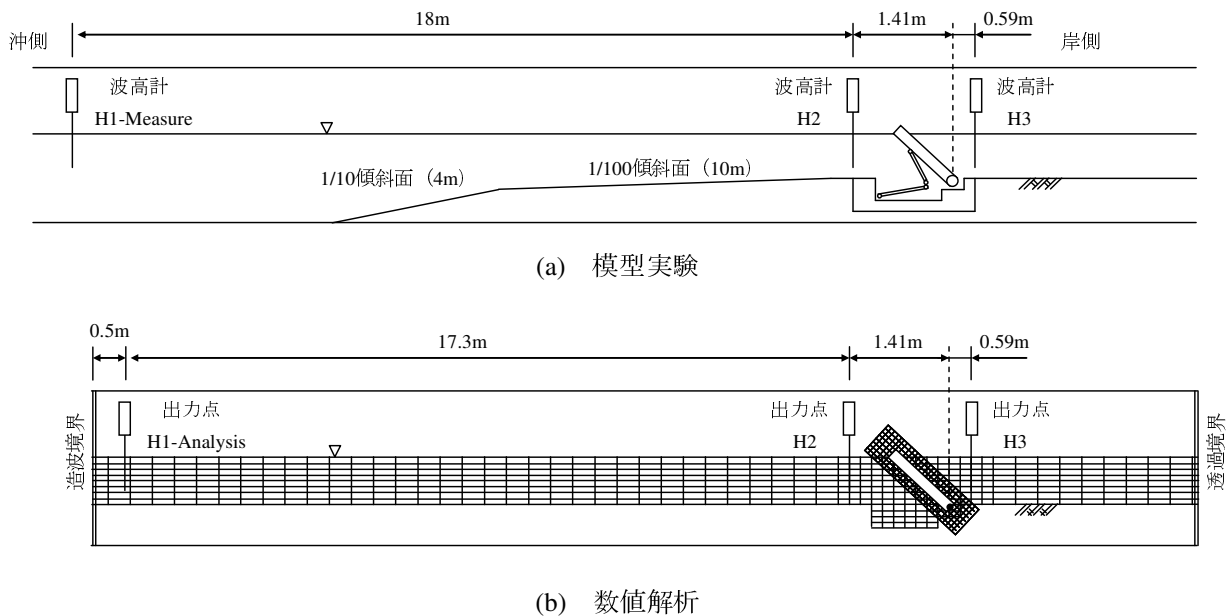


図-5.5 模型実験および数値解析における水位変化の出力地点

5. 2. 2 解析結果

模型実験および数値解析における、フラップゲートの沖側と岸側の水位および扉体角度の時間変化を図-5.6 および図-5.7 に示す。水位変化は、図-5.5 の H1、H2 および H3 における出力値を示すものである。

図-5.6 より、H1 における水位の変動には、実験値と解析値の間に時間的な差異がみられる。これは、模型実験と数値解析とでは、フラップゲート沖側における水深の条件が異なるため、孤立波の伝播速度に違いが生じたためと考えられる。数値解析における孤立波の伝播速度と、極浅海域 ($1/25 \geq h/L$, h : 水深, L : 波長) における長波の理論的な伝播速度とを比較した場合、両者が概ね一致することを確認している。H2 における水位の解析結果では、水位の上昇の様子に実験結

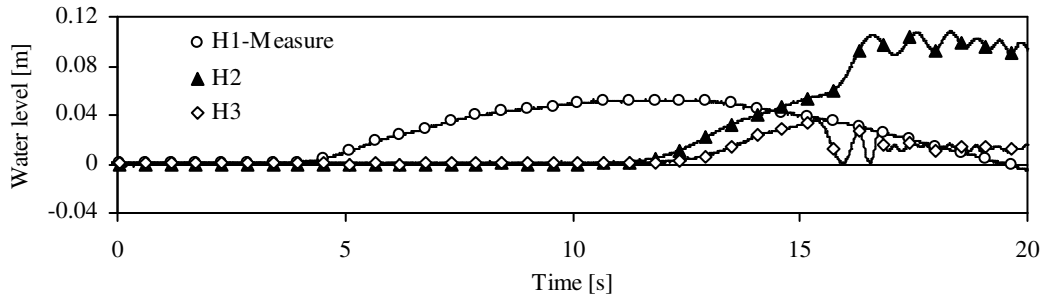
果との違いがみられるものの、フラップゲートに孤立波が作用し、扉体前面の水位が盛り上がる様子、さらに、その後水面が変動する様子について、実験結果と良く一致した。H3における解析結果では、フラップゲートによって港内への孤立波の伝播が遮断されている様子、また、その後の水位変動について、解析結果は実験結果と良く一致した。ただし、扉体起立後における両者の港内の平均水位（H3）を比較すると、解析値は実験値よりも低いことがわかる。これは、実験では、港外から生じる漏水により港内の水位が若干上昇するが、数値解析においては、港内外が完全に遮蔽されており、そのような水位上昇は生じないためである。

図-5.7 より、孤立波来襲時における扉体角度の時間変化について、扉体の起立に要する時間、あるいは、扉体角度が示す曲線の勾配など、解析結果は実験結果と良く一致した。

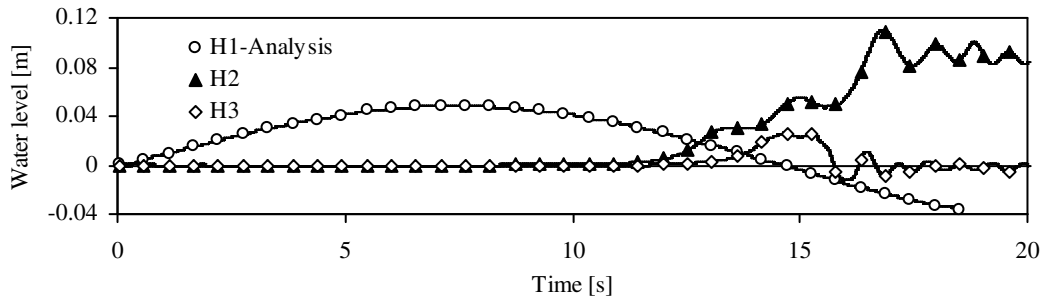
図-5.8 に、扉体起立完了前後の時刻における、数値解析による流速ベクトルのスナップショットを示す。これら (a) ~ (f) の図は、0.32 秒毎の出力結果である。図-5.8 において、白線は計算格子、ベクトルを表示した領域は液相、下方の濃灰色の領域は海底床（函体；扉体格納部）を示すものである。また、扉体の周りに配置された格子が補助格子であり、扉体周りにおける物理量の計算を細密に行うとともに、扉体に働く流体力を算定することで扉体を回転運動させる。

図-5.8 (a) ~ (d) より、扉体に作用する流体力によって、扉体が徐々に起立している様子がわかる。このとき、扉体は港内側に水塊を押し出しながら運動しており、港内領域にも流れが生じているのが確認できる。(d) は扉体起立完了直後の流速の分布を表すものである。扉体角度が 90 度に至り扉体が急停止したことにより、扉体のすぐ左側の水面付近のベクトルが、沖方向に反り返っている様子が再現されている。その後、水面付近に生じた乱れが波状となって沖方向に伝播することで、図-5.6 (b) に示される水面の変動となって現れたと推測できる。

数値解析における扉体の運動特性が実験結果と一致しているということは、扉体の運動取り扱いとその主たる駆動力である流体の圧力、および流速場に関して、その評価の精度が高いことを意味する。これより、本解析モデルが、フラップゲート型構造物を対象とした、流体と構造体とを連成する手法として適切なものであることが確認できた。

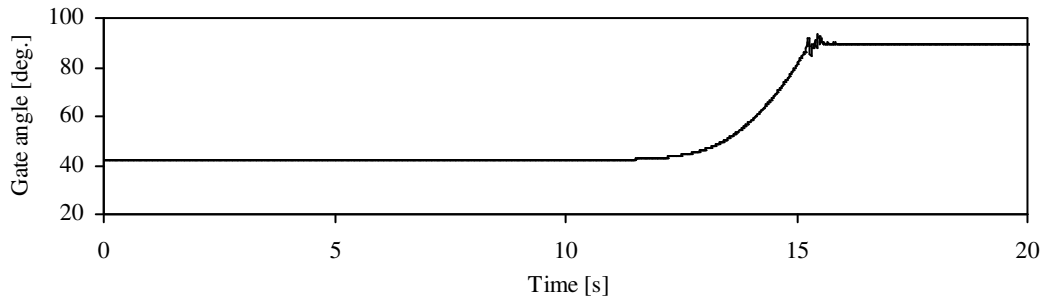


(a) 模型実験

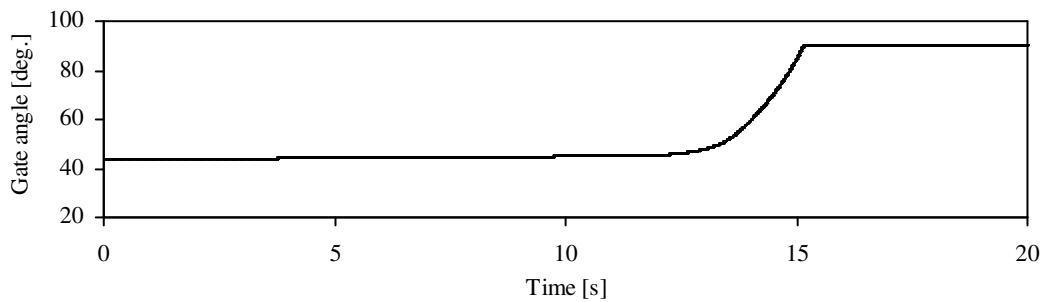


(b) 数値解析

図-5.6 各出力地点における水位の時間変化

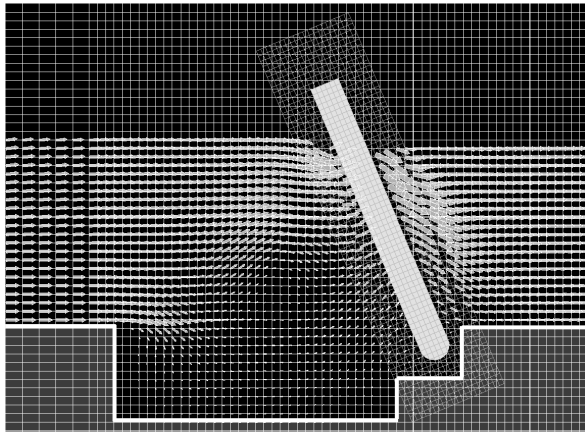


(a) 模型実験

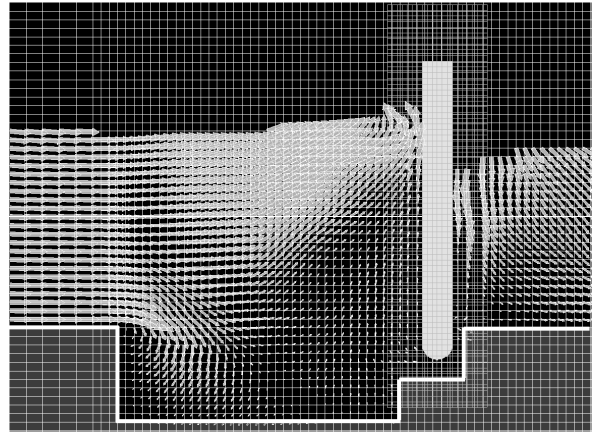


(b) 数値解析

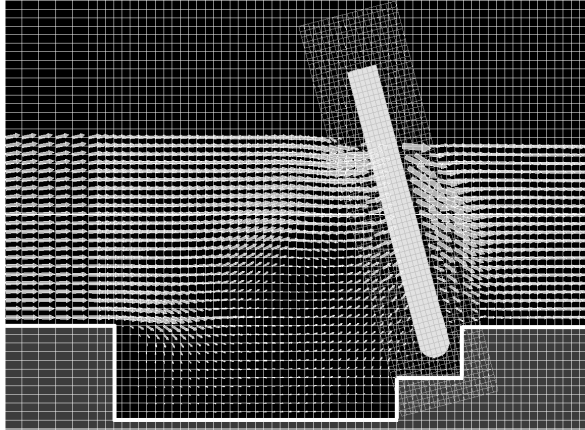
図-5.7 扉体角度の時間変化



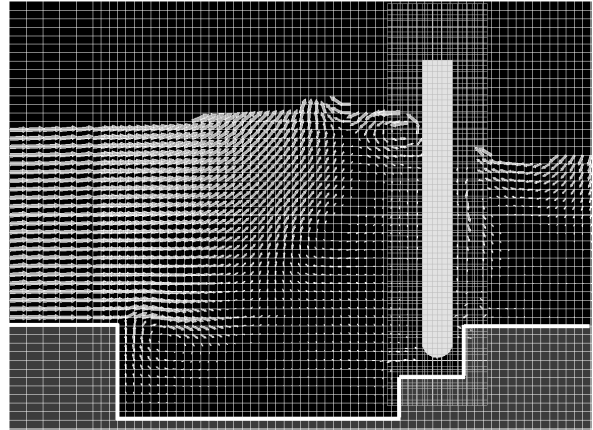
(a) 扉体角度：68度



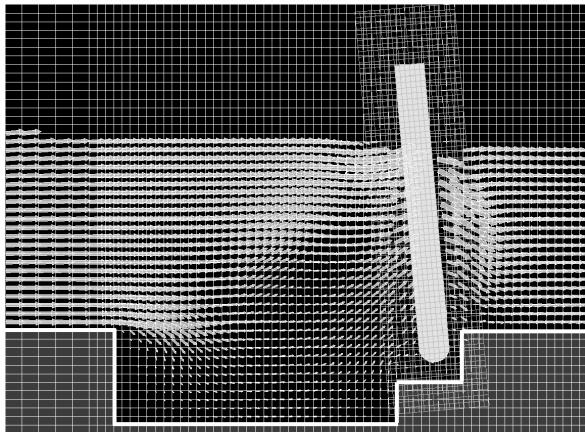
(d) 扉体起立完了時



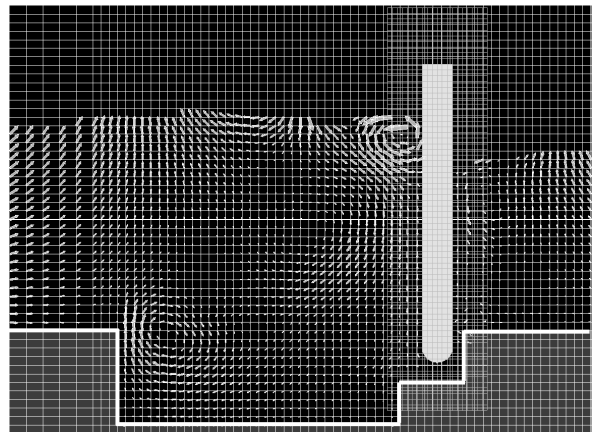
(b) 扉体角度：76度



(e) 扉体起立完了後 0.32s



(c) 扉体角度：85度



(f) 扉体起立完了後 0.64s

図-5.8 数値解析による流速ベクトルのスナップショット

5. 3 周期波を対象としたフラップゲート動揺解析

5. 3. 1 解析条件

本数値解析で入射波として使用した周期波は、式(45)～(50)を使用して作成した。使用した入射波の条件を表-5.1に示す。また、水深は42.4cmとした（実海域のスケールでは13mに相当）。これらの入射波の条件は、3.3項に示した模型実験の条件と合うように設定したものである。模型実験および数値解析における、波高計の設置位置あるいは水位の出力点を図-5.9に示す。H1とH2およびH3とH4は、入射波と反射波を分離するために設置したものであり、それぞれの間隔は50cmとした。

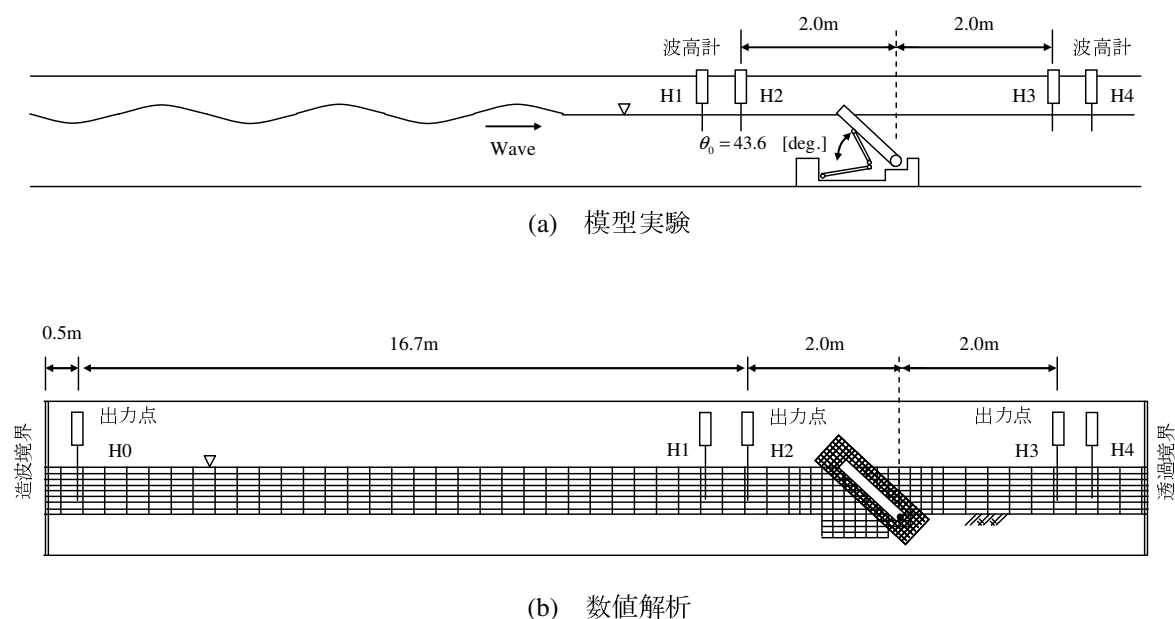


図-5.9 模型実験および数値解析における水位変化の出力地点

表-5.1 入射波の条件

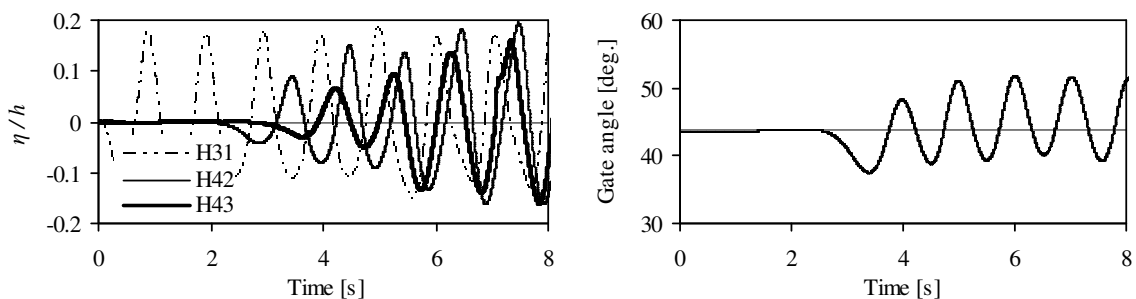
実機	数値解析		
	波周期 T [s]	波高 H [cm]	
		$H/L=0.02$	$H/L=0.04$
8.0	1.44	5.08	10.2
9.0	1.62	5.91	11.8
10.0	1.81	6.71	13.4
11.0	1.99	7.50	15.0
12.0	2.17	8.28	16.6

5. 3. 2 解析結果

図-5.10 に、計算結果の一例として、(a) 港内外の水位および(b) 扉体角度の時間変化を示す。図中、H0, H2 および H3 は、図-5.9(b)における水位の出力点に対応するものである。図-5.10 より、扉体の動揺によって扉体背後の H3 に波が伝播している様子、また、扉体からの反射波によって H2 における波の振幅が途中から変化している様子が確認できる。

模型実験および数値解析による扉体角度の時間変化の 1 周期分を図-5.11 および図-5.12 に示す。図-5.11 は $H/L=0.02$ の入射波、図-5.12 は $H/L=0.04$ の入射波に対する扉体動揺を示すものである。また、縦軸は扉体の釣合角度 θ_0 からの動揺角度を入射波高で除した値、横軸は波周期で無次元化した時間を示し、(a) は波周期 1.44s、(b) は波周期 1.81s、(c) は波周期 2.17s の入射波をそれぞれ作用させた際の結果を示している。さらに、図-5.13 は、図-5.11 および図-5.12 の結果より、扉体動揺角の最大値および最小値を示したものである。

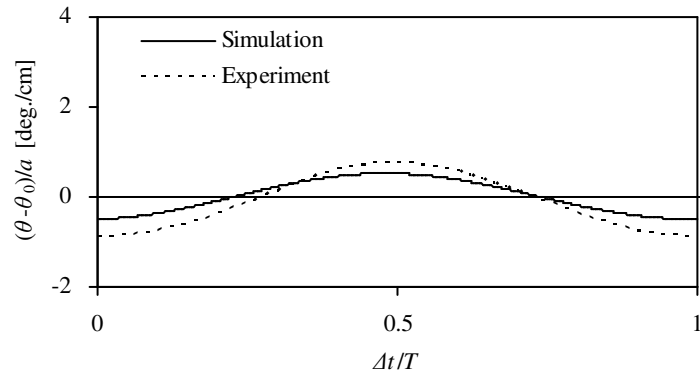
図-5.11 および図-5.12 より、数値解析における扉体角度の時間変化は、実験結果と比較して動揺の振幅が若干小さいものの良く一致した。図-5.13(a) および (b) を比較すると、波形勾配の小さいケースにおいて、実験結果と解析結果の差が大きくなっている様子が確認できる。解析領域における鉛直方向の格子サイズ Δy は 2.0cm であり、波形勾配 $H/L=0.02$ のケースにおける入射波の波高は 5.08~8.28cm である。波高が小さいケースでは格子サイズが十分ではなく、解析の精度が低かったと考えられる。実験では、作用波の周期が長くなるのに伴い、単位振幅あたりの扉体の動揺振幅が増加し、扉体動揺の中心が正方向（扉体が起立する方向）に偏向する傾向がみられた。図-5.13 (b) より、数値解析においても、このようなフラップゲートの動揺特性を再現することができた。一方で、作用波の周期が長くなるほど波高が増大し、格子サイズの影響が小さくなると予測されたが、数値解析と実験結果との動揺振幅の差異は増加する傾向がみられた。数値解析は、模型実験とは異なり、側壁などの影響をまったく受けない完全な 2 次元の条件の下で行われている。このため、奥行き方向への運動量の拡散が生じず、流れ場において比較的規模の大きな渦が発生しやすい。数値解析における扉体の動揺量が実験結果と比較して小さくなった一因として、このような渦の発生による、扉体の付加質量の変化が考えられる。



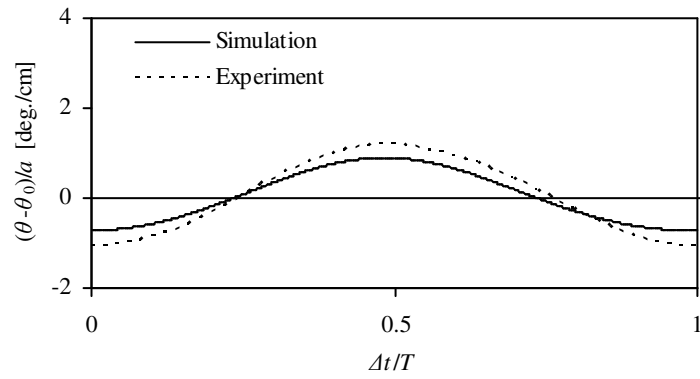
(a) 水位の時間変化

(b) 扉体角度の時間変化

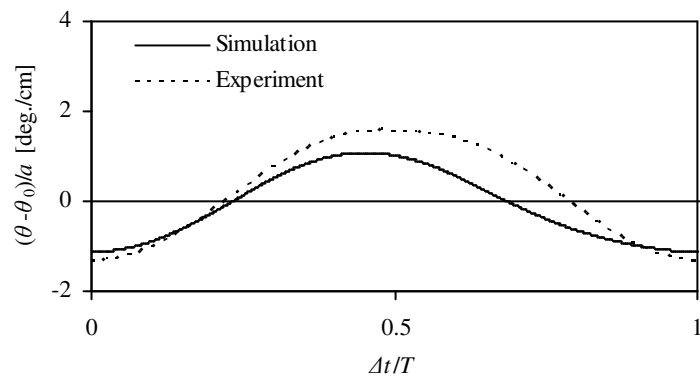
図-5.10 解析結果の一例



(a) $T = 1.44$ s

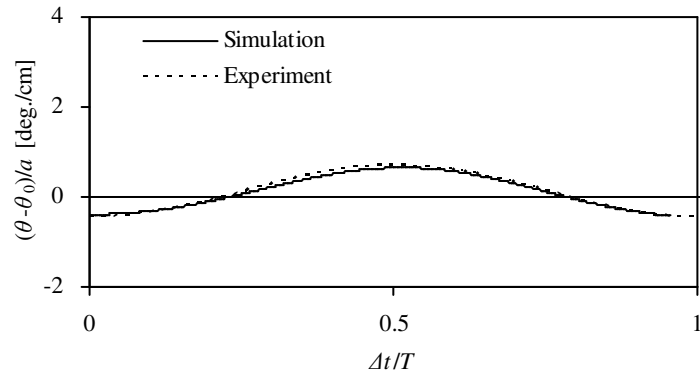


(b) $T = 1.81$ s

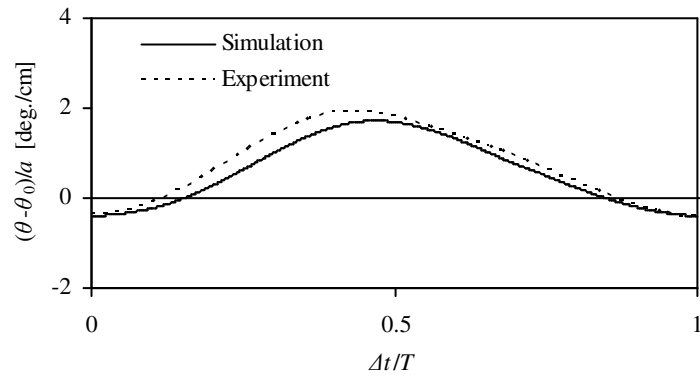


(c) $T = 2.17$ s

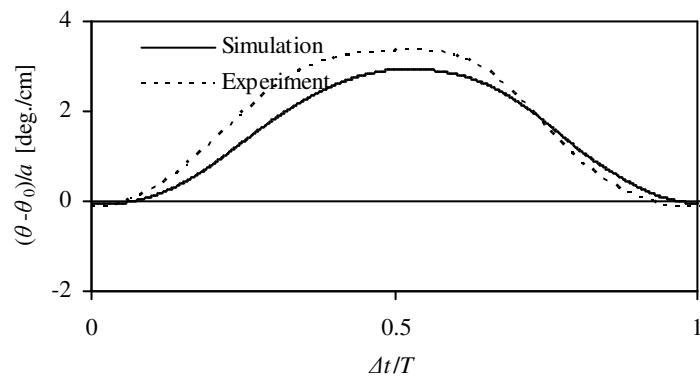
図-5.11 $H/L = 0.02$ の周期波作用時における扉体角度の時間変化



(a) $T = 1.44$ s

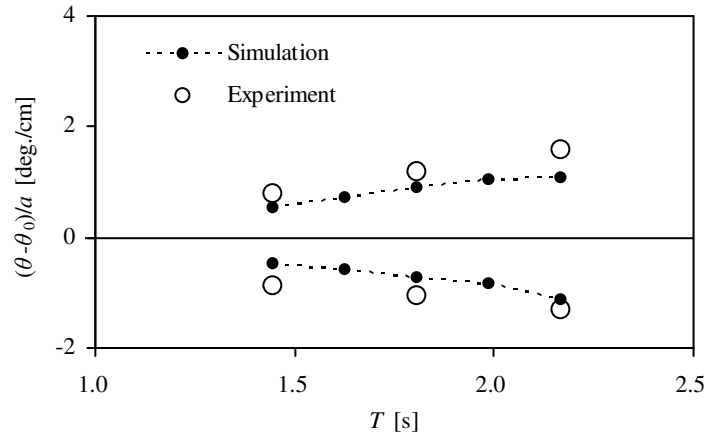


(b) $T = 1.81$ s

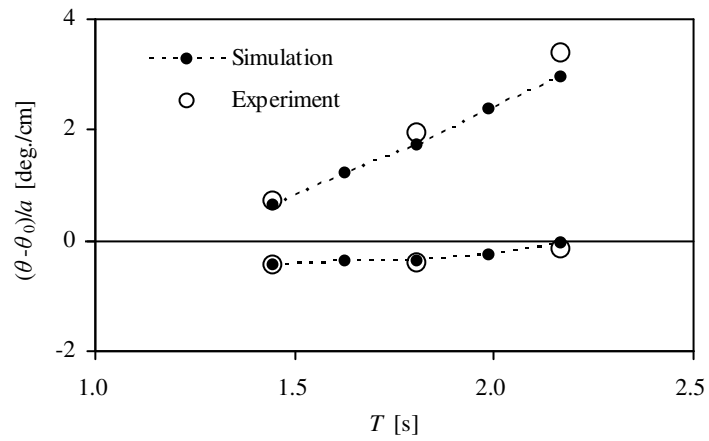


(c) $T = 2.17$ s

図-5.12 $H/L = 0.04$ の周期波作用時における扉体角度の時間変化



(a) $H/L = 0.02$



(b) $H/L = 0.04$

図-5.13 扉体角度の最大値および最小値

5. 4 段波津波を対象としたフラップゲート動揺解析

5. 4. 1 解析条件

4.3 項に示した段波状津波を対象とした実験では、水深を 22.8cm (実機のスケールで 7m に相当) とし、ピストン型の造波装置を用いて発生させた孤立波を砕波させることで段波を模擬した。本数値解析では、前述のように、フラップゲート沖側に水柱を崩壊させることにより段波性の津波を作成している。このため、水深および段波波高の設定が比較的容易であることから、6 ケースの水深の下で数値解析を実施し、それぞれの水深に対して 8 ケースの波高の段波を作成した。水深および崩壊させた水柱の容積を表-5.2 に、解析領域における水柱のイメージを図-5.14 に示す。

また本数値解析では、比較検討のため、扉体角度を 90 度に固定した鉛直壁についても解析の対象とした。

表-5.2 解析の条件

実機									数値解析								
水深 h [m]	水柱容積 V [m ³ /m]								水深 h [m]	水柱容積 V [m ³ /m]							
	case1	case2	case3	case4	case5	case6	case7	case8		case1	case2	case3	case4	case5	case6	case7	case8
5	16900	22600	28200	33900	39500	45200	50800	56500	0.163	0.587	0.782	0.978	1.174	1.369	1.565	1.760	1.956
7	12600	19000	25300	31600	37900	44300	50600	56900	0.228	0.438	0.657	0.876	1.095	1.314	1.533	1.753	1.972
9	6100	12200	18300	24400	30500	36600	42700	48800	0.293	0.211	0.422	0.634	0.845	1.056	1.267	1.479	1.690
11	4700	9300	14000	18600	23300	27900	32600	37300	0.359	0.161	0.323	0.484	0.645	0.807	0.968	1.130	1.291
13	2900	5900	8800	11700	14700	17600	20600	23500	0.424	0.102	0.203	0.305	0.407	0.509	0.610	0.712	0.814
15	2500	5100	7600	10200	12700	15200	17800	20300	0.489	0.088	0.176	0.264	0.352	0.440	0.528	0.616	0.704

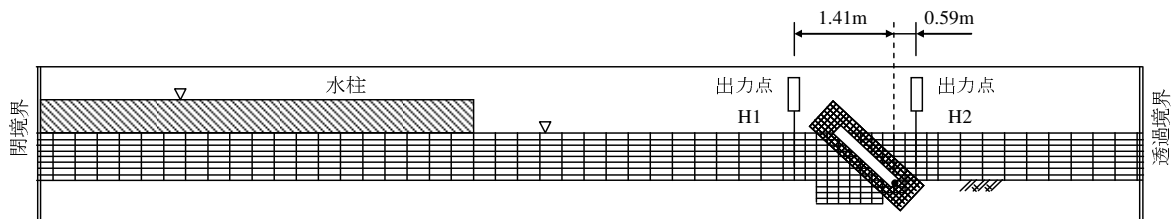


図-5.14 フラップゲート沖側に配置される水柱

5. 4. 2 解析結果

(1) 段波波形および扉体運動

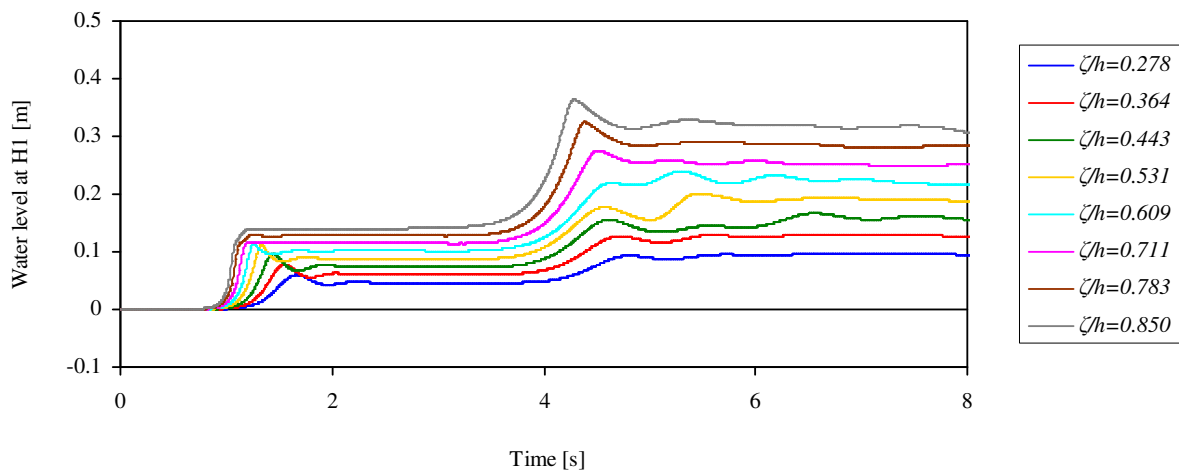
表-5.2 の条件の下で作成した段波の波高を表-5.3 に示す。解析の結果、水深の条件によって分裂性の高い段波もみられたため、第 1 波後の谷における水位と第 2 波における峰の水位との平均値として段波波高を定義した。

図-5.15～図-5.20 に、フラップゲートに段波津波を作用させた際の水位および扉体角度の時間

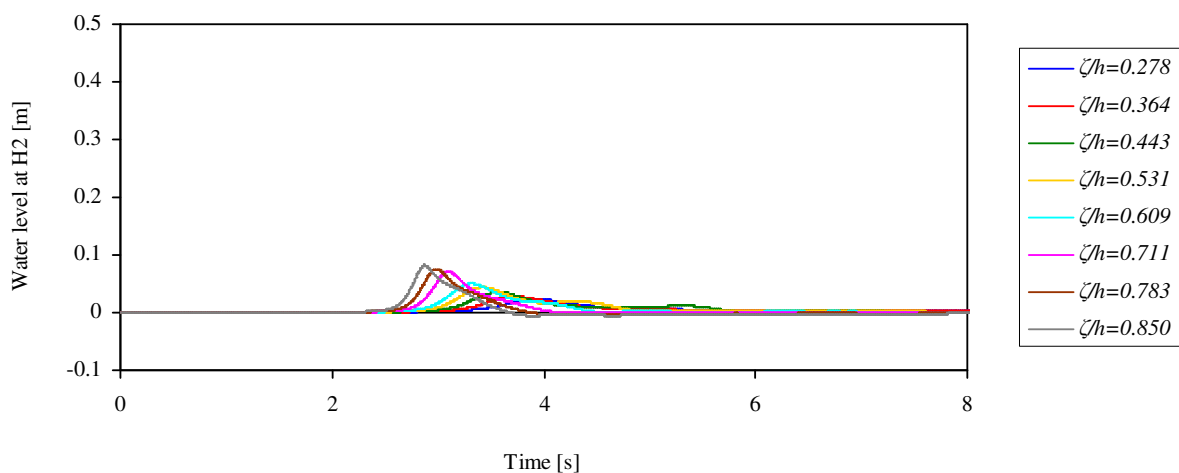
変化を示す。各図中、(a)は扉体沖側 H1 における水位変化、(b)は扉体岸側 H2 における水位変化、(c)は扉体角度をそれぞれ示すものである。図-5.15～図-5.20 より、水深が深いケースほど段波の分裂性が強いことがわかる。扉体の起立運動に伴って、岸側に孤立波が発生している様子が確認でき、段波波高が低いケースでは、扉体が 90 度まで起立しないケースも確認された。また、扉体沖側の水位が 4s 付近から上昇しているが、これらは、扉体によって流れがせき止められ水面が盛り上がったことによるものである。

表-5.3 段波の波高

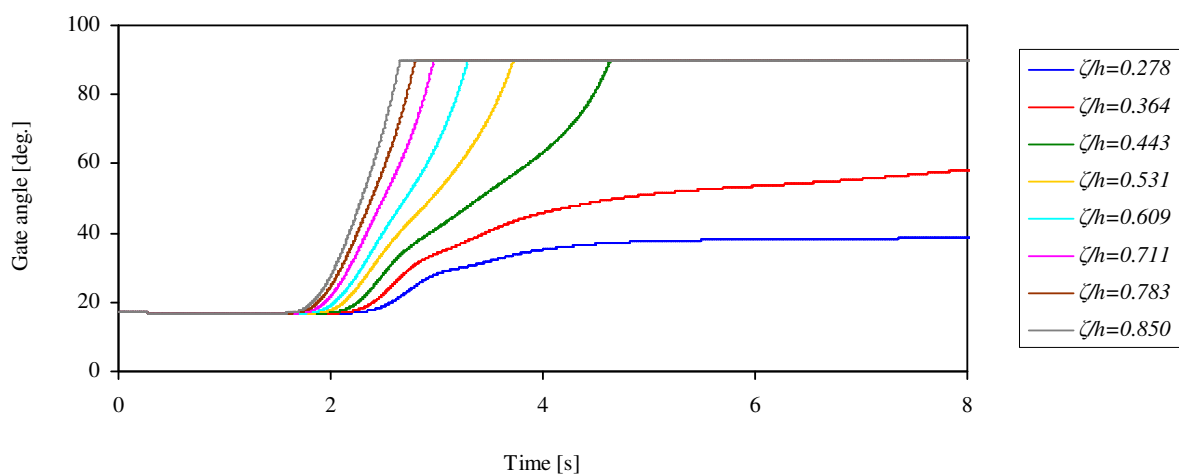
実機			数値解析			ζ/h	津波条件
水深 h [m]	段波波高 ζ [m]	最大振幅 H_{max} [m]	水深 h [m]	段波波高 ζ [m]	最大振幅 H_{max} [m]		
5	1.39	1.83	0.163	0.045	0.060	0.278	case1
	1.82	2.40		0.059	0.078	0.364	case2
	2.22	2.98		0.072	0.097	0.443	case3
	2.65	3.45		0.087	0.112	0.531	case4
	3.05	3.52		0.099	0.115	0.609	case5
	3.56	3.58		0.116	0.117	0.711	case6
	3.92	4.00		0.128	0.130	0.783	case7
	4.25	4.35		0.139	0.142	0.850	case8
7	1.27	1.79	0.228	0.041	0.058	0.181	case1
	1.88	2.73		0.061	0.089	0.269	case2
	2.44	3.68		0.080	0.120	0.349	case3
	3.08	4.40		0.100	0.143	0.440	case4
	3.71	4.14		0.121	0.135	0.530	case5
	4.24	4.69		0.138	0.153	0.606	case6
	4.84	5.09		0.158	0.166	0.692	case7
	5.42	5.56		0.177	0.181	0.774	case8
9	0.86	1.15	0.293	0.028	0.037	0.096	case1
	1.63	2.37		0.053	0.077	0.181	case2
	2.38	3.68		0.077	0.120	0.264	case3
	3.14	5.01		0.102	0.163	0.348	case4
	4.01	4.70		0.131	0.153	0.445	case5
	4.73	5.29		0.154	0.172	0.526	case6
	5.51	5.93		0.180	0.193	0.613	case7
	6.27	6.60		0.204	0.215	0.697	case8
11	0.79	1.04	0.359	0.026	0.034	0.071	case1
	1.49	2.16		0.049	0.070	0.136	case2
	2.17	3.33		0.071	0.108	0.197	case3
	2.91	4.58		0.095	0.149	0.264	case4
	3.56	5.85		0.116	0.191	0.324	case5
	4.39	6.13		0.143	0.200	0.399	case6
	5.11	6.17		0.167	0.201	0.465	case7
	5.85	7.10		0.191	0.231	0.532	case8
13	0.54	0.74	0.424	0.018	0.024	0.042	case1
	1.28	1.73		0.042	0.057	0.099	case2
	1.83	2.64		0.060	0.086	0.141	case3
	2.39	3.58		0.078	0.117	0.184	case4
	2.94	4.54		0.096	0.148	0.226	case5
	3.49	5.57		0.114	0.181	0.268	case6
	3.99	6.54		0.130	0.213	0.307	case7
	4.52	7.54		0.147	0.246	0.348	case8
15	0.71	1.00	0.489	0.023	0.033	0.048	case1
	1.28	2.04		0.042	0.066	0.085	case2
	2.01	3.06		0.065	0.100	0.134	case3
	2.61	4.17		0.085	0.136	0.174	case4
	3.27	5.33		0.107	0.174	0.218	case5
	3.82	6.52		0.125	0.213	0.255	case6
	4.45	7.71		0.145	0.251	0.297	case7
	5.08	9.00		0.165	0.293	0.338	case8



(a) H1 における水位

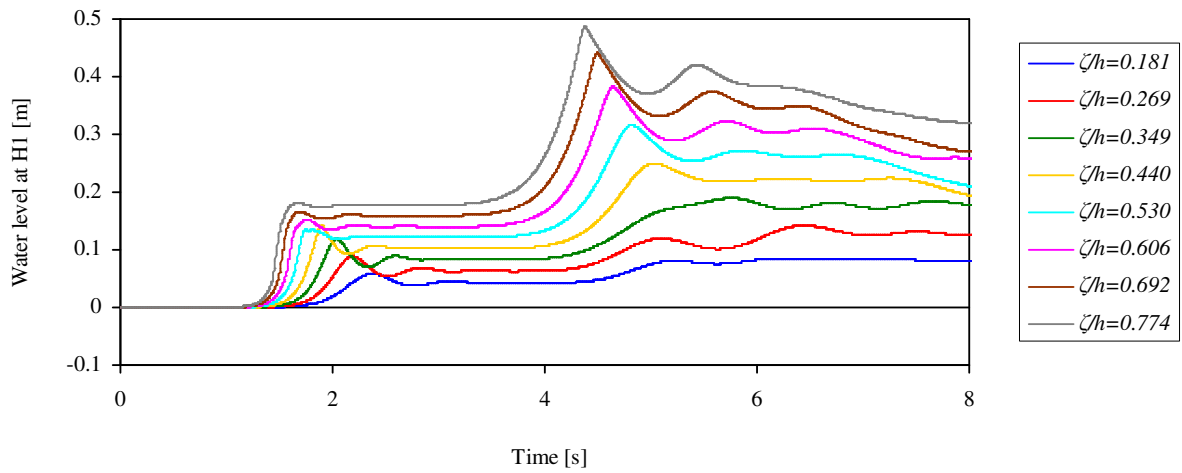


(b) H2 における水位

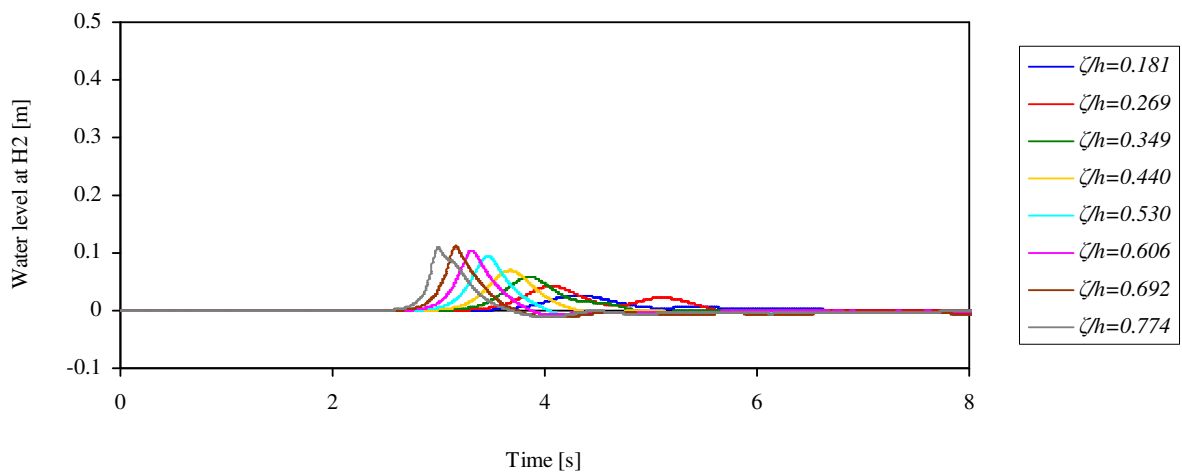


(c) 扉体角度

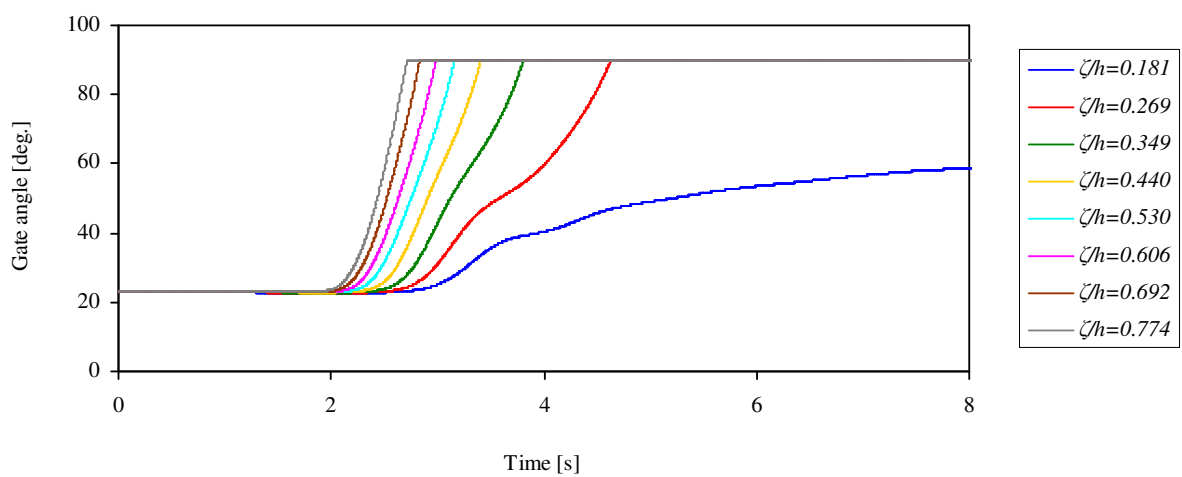
図-5.15 水深 0.163m の条件下での水位と扉体角度の時間変化



(a) H1 における水位

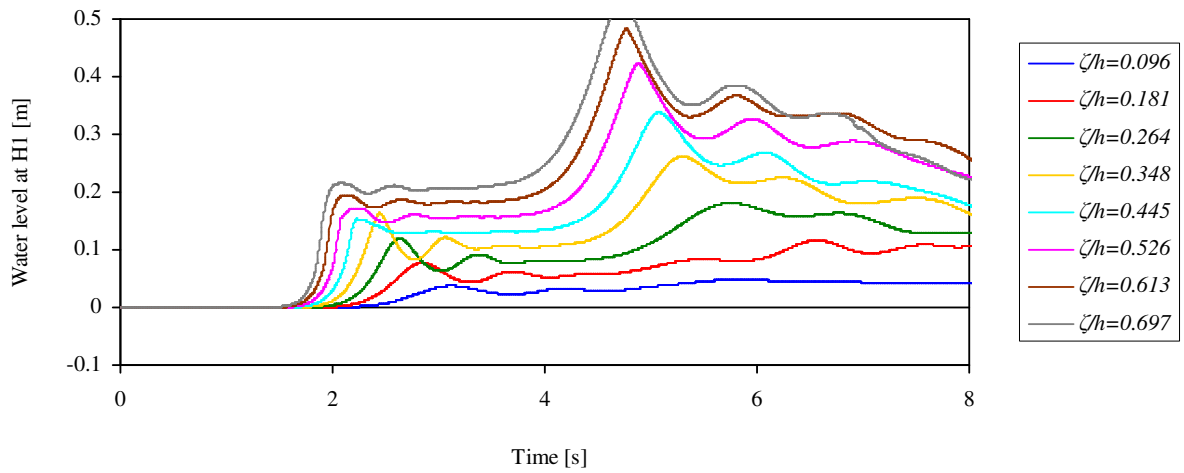


(b) H2 における水位

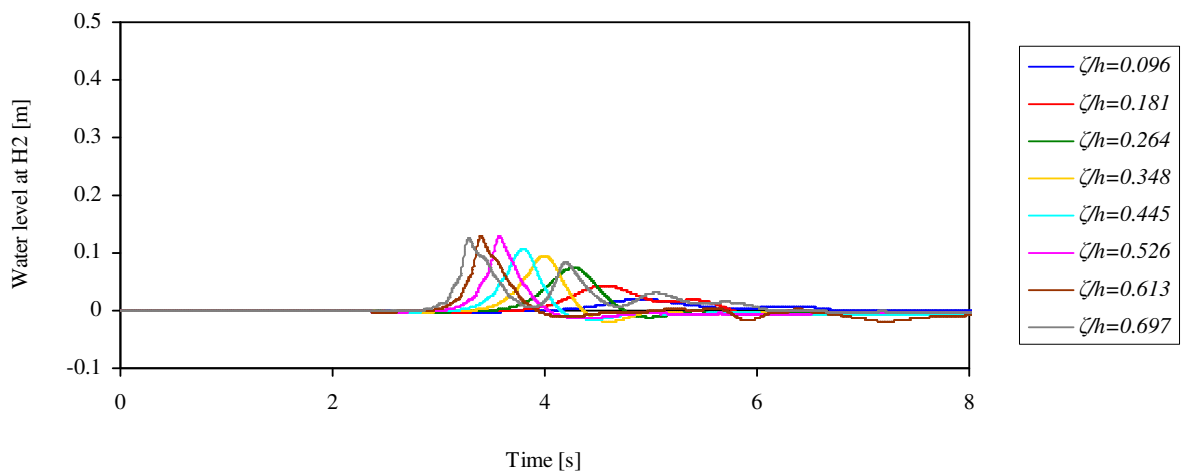


(c) 扉体角度

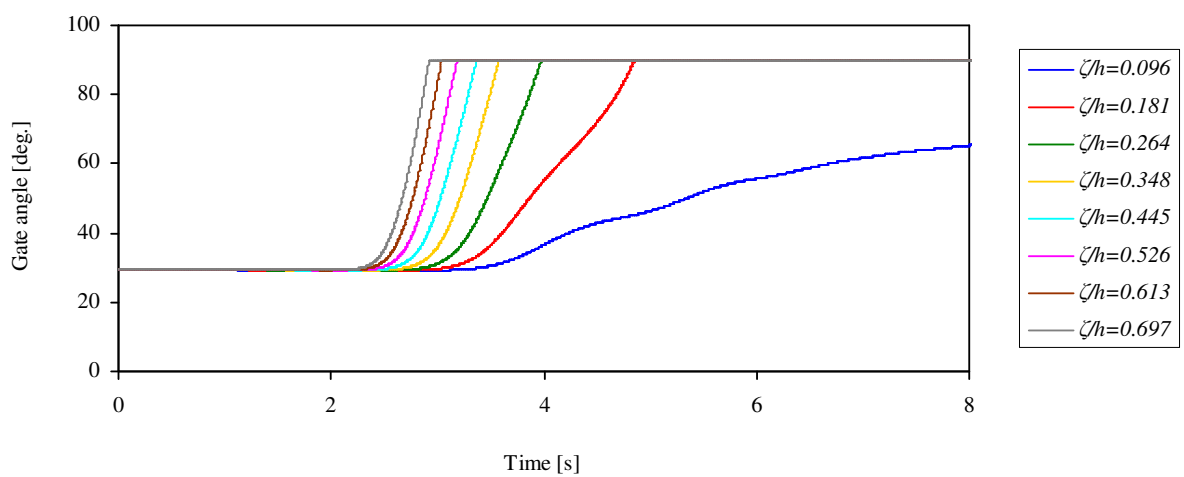
図-5.16 水深 0.228m の条件下での水位と扉体角度の時間変化



(a) H1 における水位

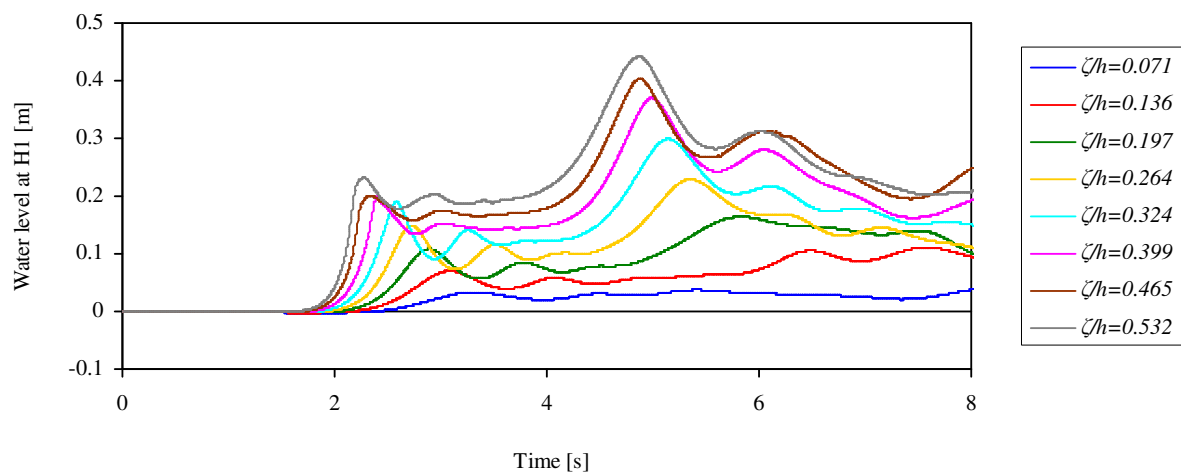


(b) H2 における水位

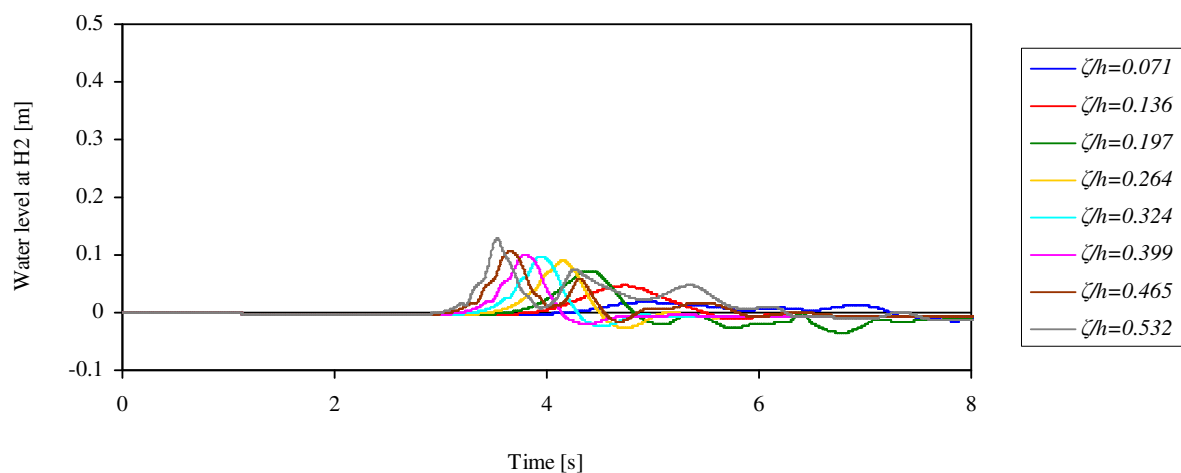


(c) 扉体角度

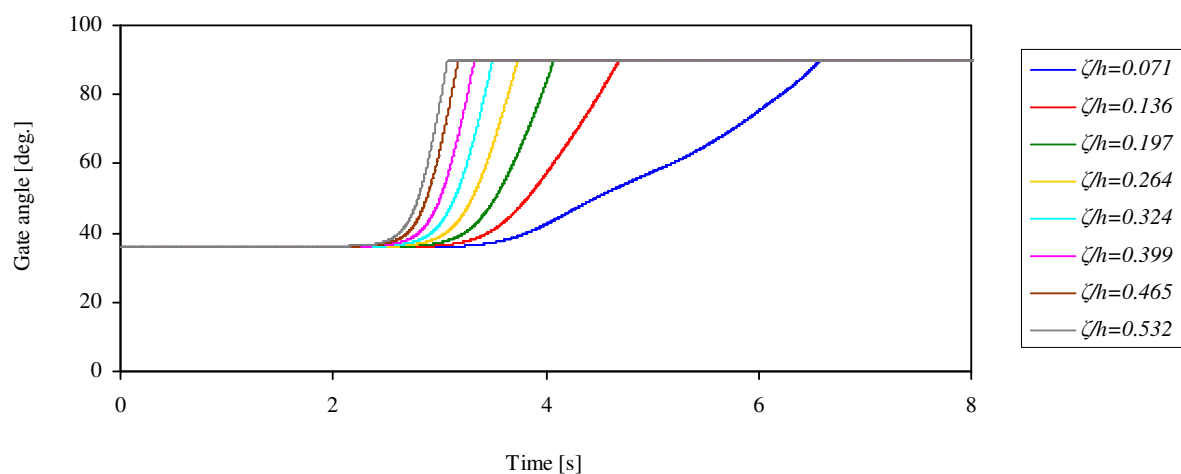
図-5.17 水深 0.293m の条件下での水位と扉体角度の時間変化



(a) H1 における水位

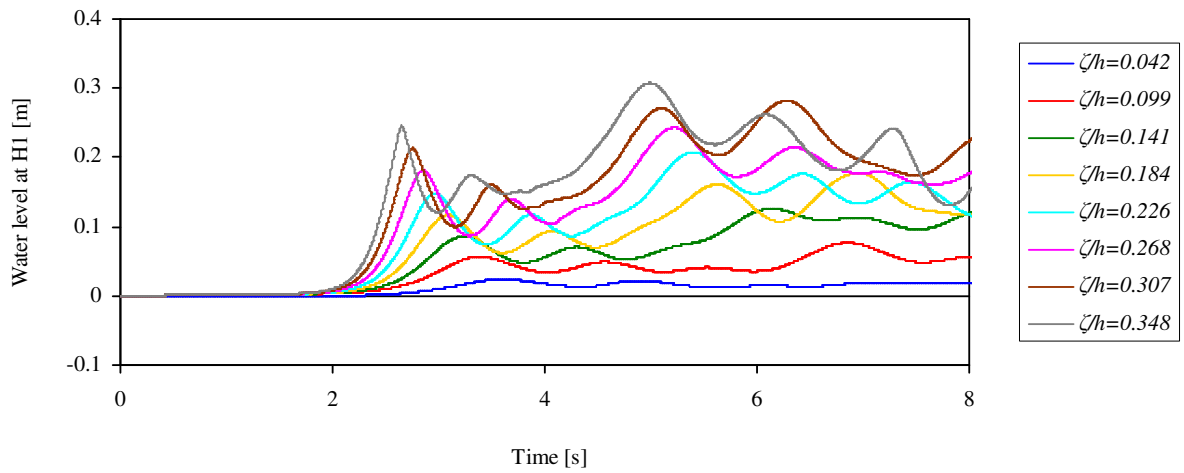


(b) H2 における水位

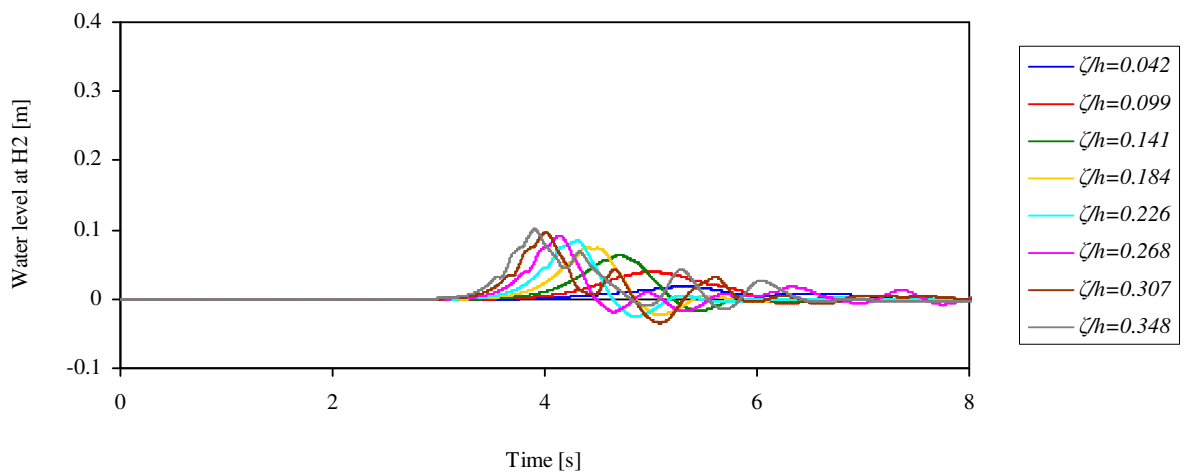


(c) 扉体角度

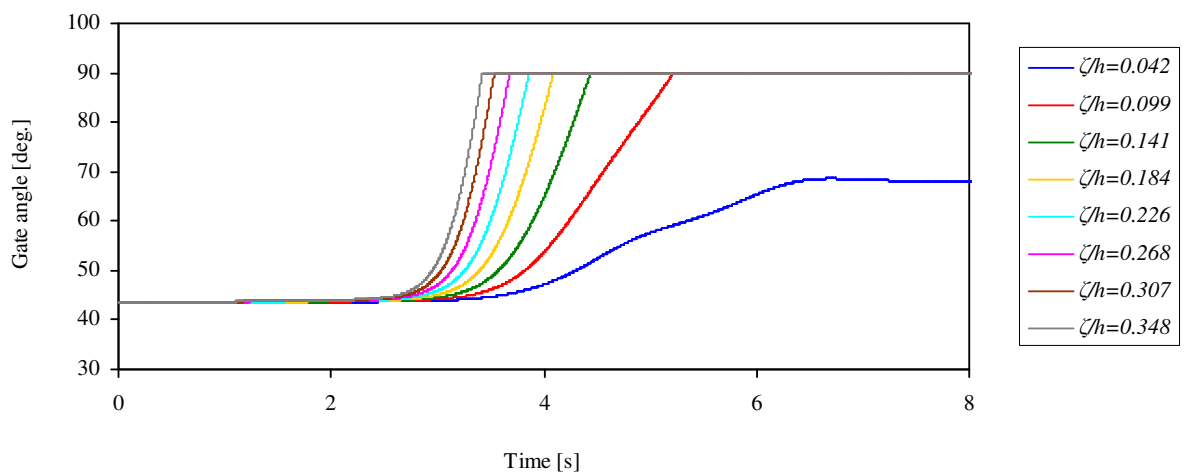
図-5.18 水深 0.359m の条件下での水位と扉体角度の時間変化



(a) H1 における水位

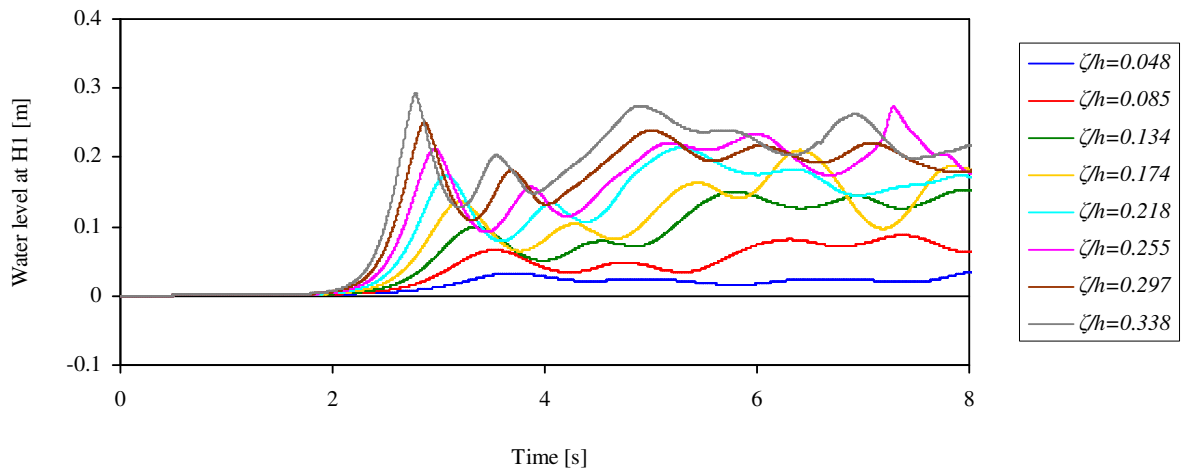


(b) H2 における水位

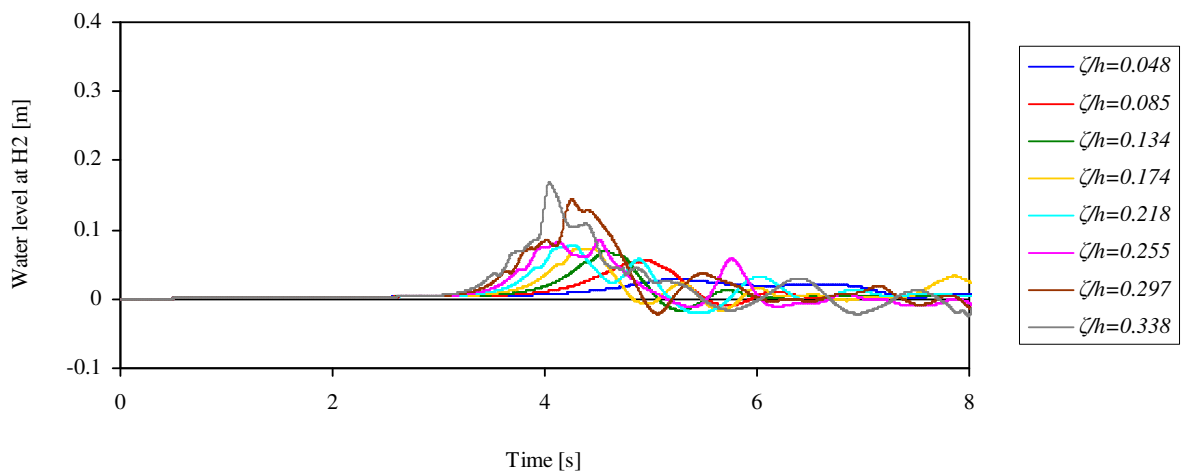


(c) 扉体角度

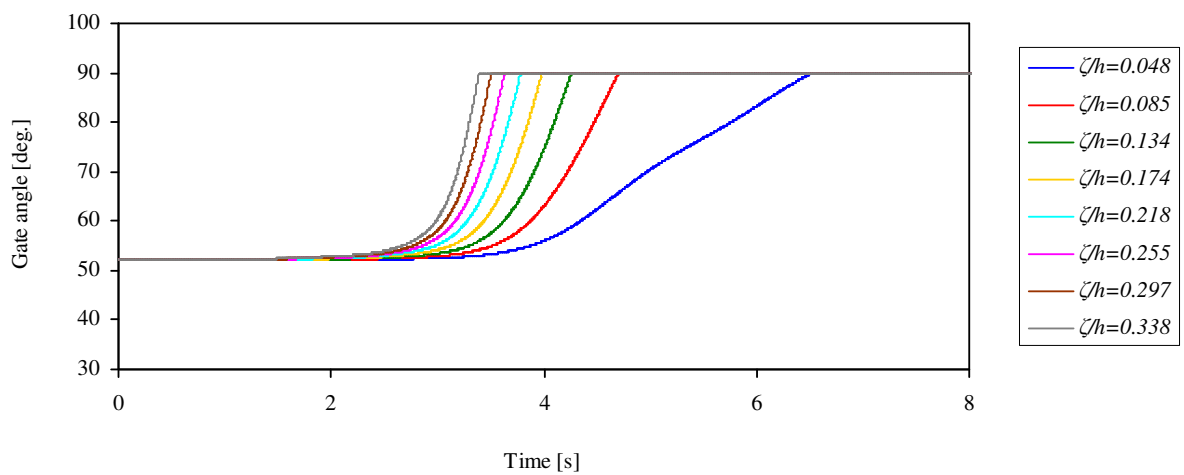
図-5.19 水深 0.424m の条件下での水位と扉体角度の時間変化



(a) H1 における水位



(b) H2 における水位



(c) 扉体角度

図-5.20 水深 0.489m の条件下での水位と扉体角度の時間変化

(2) 波圧の鉛直分布

図-5.21 および図-5.22 に、フラップゲート扉体および鉛直壁に段波津波を作用させた際の最大波圧の鉛直分布を示す。各図中、(a)～(f)は、段波波高を変えた8ケースの解析結果をそれぞれ水深毎に示したものである。これらの波圧は、扉体あるいは鉛直壁に作用する圧力のうち、静水圧成分を除いた動圧によるものである。段波波高が低く扉体が90度まで起立しなかったケースについては、作用波圧の大部分が静水圧によるものであったため、図からは割愛した。また、各図において、横軸を圧力、縦軸を扉体回転中心（扉体回転軸は水底面より0.03m下方に位置する）からの鉛直高さとして表記しており、水平に引かれた破線は初期水位 h を示すものである。

図-5.21 より、フラップゲート扉体に作用する波圧の鉛直分布は、いずれの水深、いずれの段波を対象としたケースにおいても、水底付近からなだらかに増加し、初期の水位より高い位置において最大値をとっている様子が確認できる。段波波高が大きいケースほど、波圧の作用する到達点が高くなっているが、いくつかのケースでは当てはまらないものもみられた。段波の波高は、扉体より1.41m前方で評価しているため、評価位置と数値模型との間で、砕波あるいは分裂により波の形状が変化したためと考えられる。図-5.22 より、鉛直壁に作用する波圧の鉛直分布は、フラップゲートを対象としたケースとは異なり、明確なピーク値をとらずに水底付近から漸減するものもみられた。フラップゲート扉体および鉛直壁に作用する波圧を比較すると、4.3項に記した模型実験から得られた結果と同様に、扉体に作用する波圧が大きくなっていることがわかる。

図-5.23 および図-5.24 に、図-5.21 および図-5.22 の波圧分布を無次元化したものを示す。各図中、横軸は比重 ρg および段波波高 ζ を用いて無次元化した最大波圧、縦軸は段波波高で無次元化した初期水面を基準とする鉛直高さを示すものである。また、谷本ら(1984)と池野ら(2001)により提案された鉛直壁に作用する段波波圧の評価式、および4.3項の実験結果とともに1/48スケールのフラップゲート模型を用いた白井ら(2006)による実験結果も併記した。

図-5.24 より、数値解析により算出した鉛直壁に作用する波圧分布の形状は、谷本らあるいは池野らによる評価式と概ね一致した。数値解析の結果、 $z/\zeta=0$ 付近で、評価式と比較して鉛直壁への作用圧が大きくなっている様子が確認できる。模型実験では、圧力計を壁面上に連続的に配置するのは難しく、また、サンプリング周波数についても、最大でも1000Hz程度での出力が一般的である。数値解析では、セル毎に物理量を出力できるため、模型実験と比較して格段に細密なデータを得ることができ、さらに、サンプリング周波数にも上限がない（本数値解析における計算時間ステップ Δt は、 6×10^{-5} である）。数値解析結果が谷本らあるいは池野らによる評価式より大きくなった一因として、段波波高の定義方法の違いが考えられるが、本手法を用いた数値解析により、高い精度の計算結果が得られたといえる。図-5.25 より、フラップゲート扉体に作用する波圧は、実験結果および解析結果ともに、鉛直壁のケースと比較して広い範囲に分布しており、それらの最大値は、実験結果の方がやや大きい。これは、段波の作成方法の違いにより、実験では、模型直前で砕波を生じるようなケースも含まれるためと考えられる。しかし、解析結果が示す分布の範囲は、実験結果が示す範囲を概ね包括しており、精度の高い解析がなされているものと考えられる。フラップゲートに作用する波圧は、鉛直壁に作用する波圧と比較して3倍程度に達しているが、4.3項記載の模型実験により、下部テンションロッドに抵抗板を設置することで、フラップゲート扉体への作用波圧を軽減できることが確認できている。

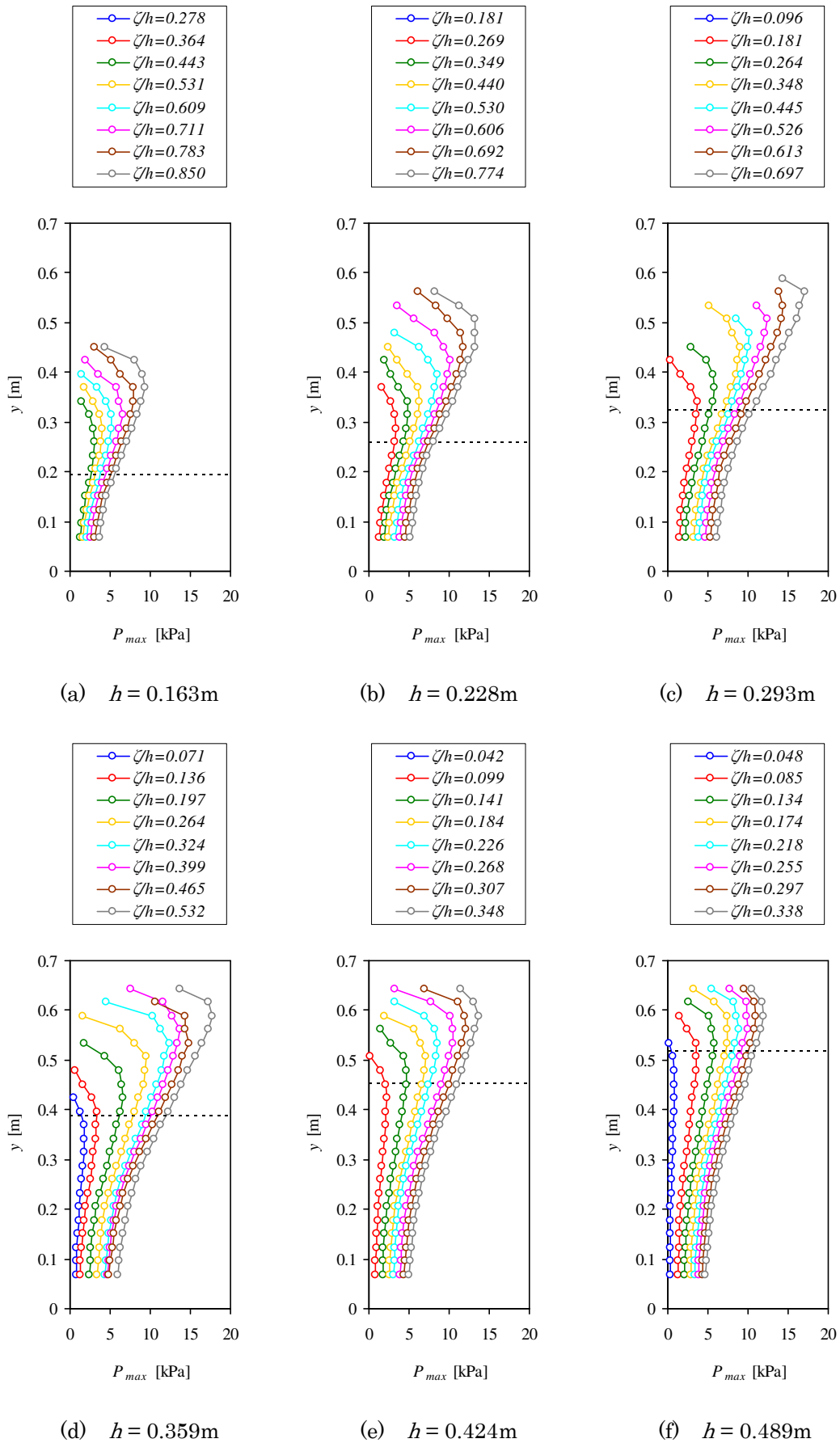


図-5.21 フラップゲート扉体部に作用する最大波圧の鉛直分布

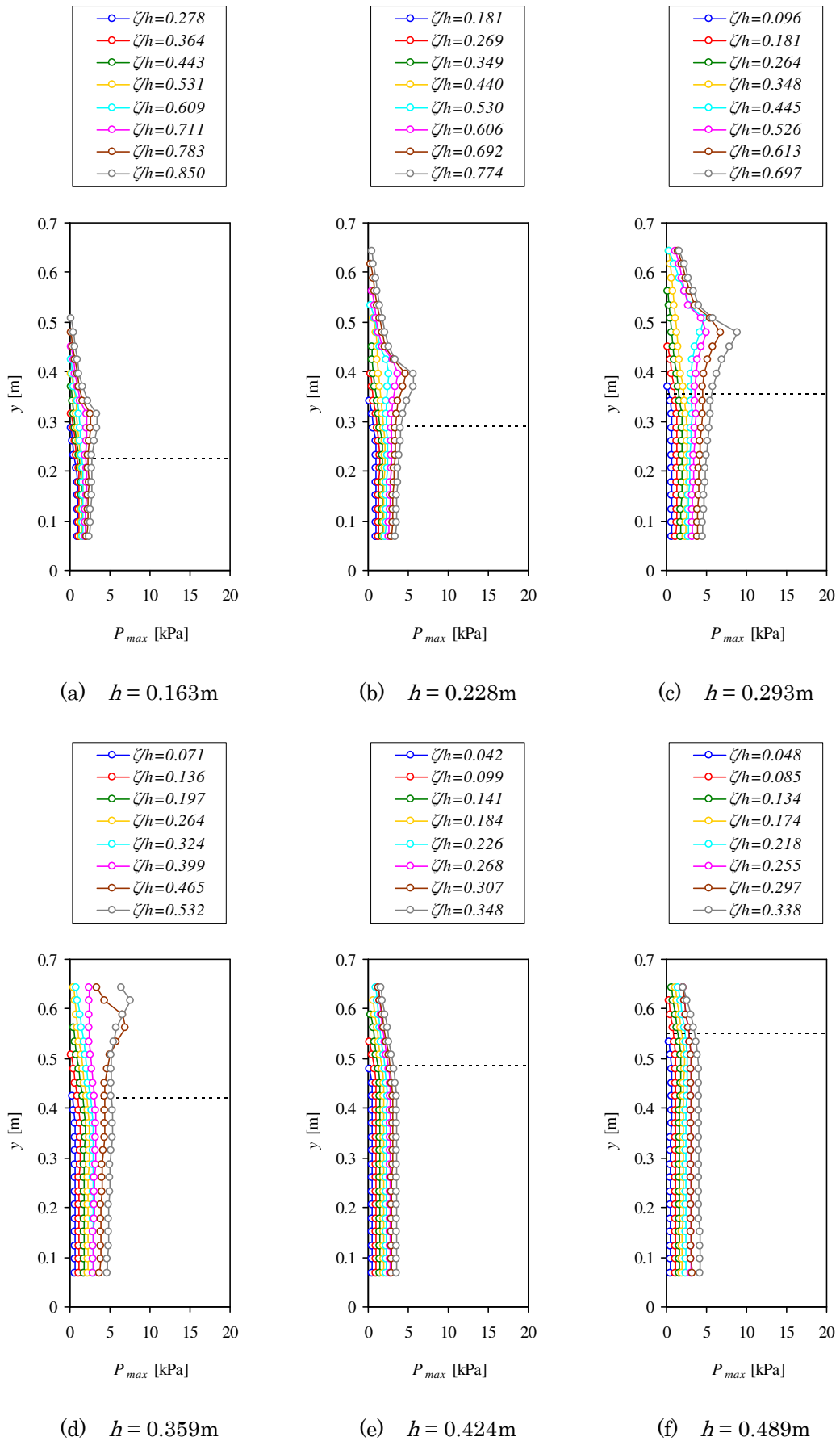


図-5.22 鉛直壁に作用する最大波圧の鉛直分布

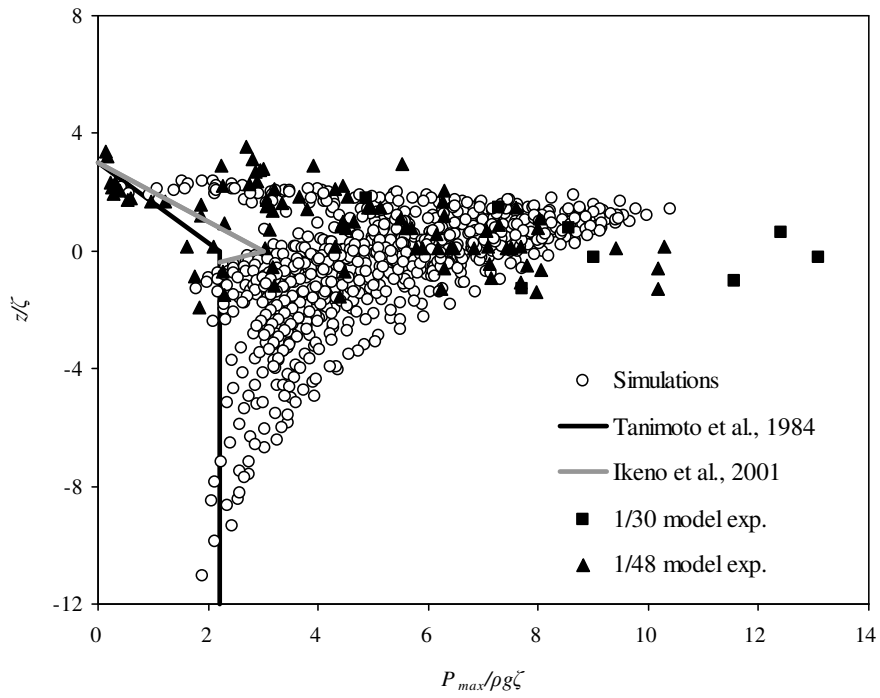


図-5.23 フラップゲート扉体部に作用する無次元最大波圧の鉛直分布

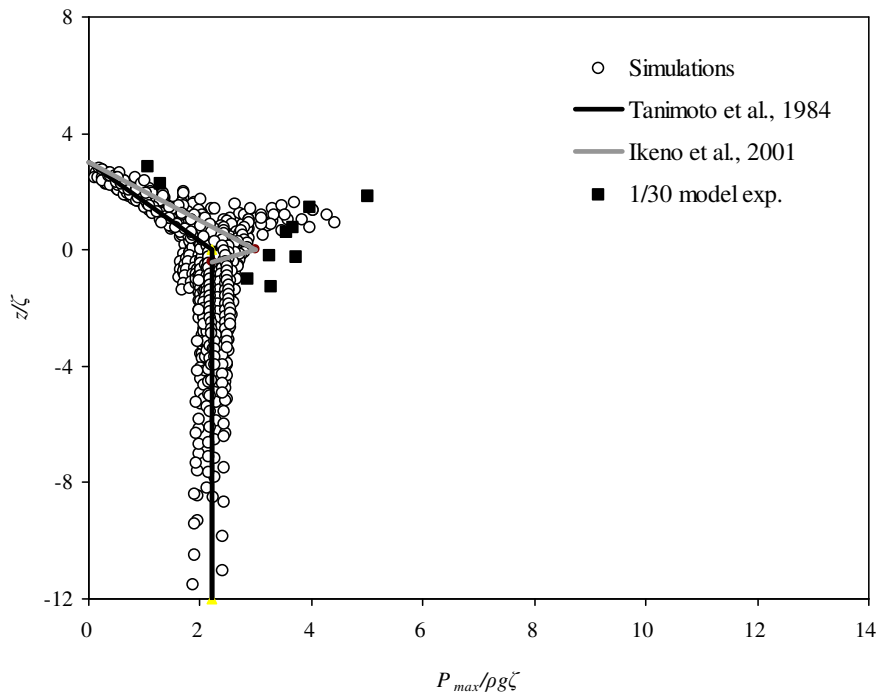
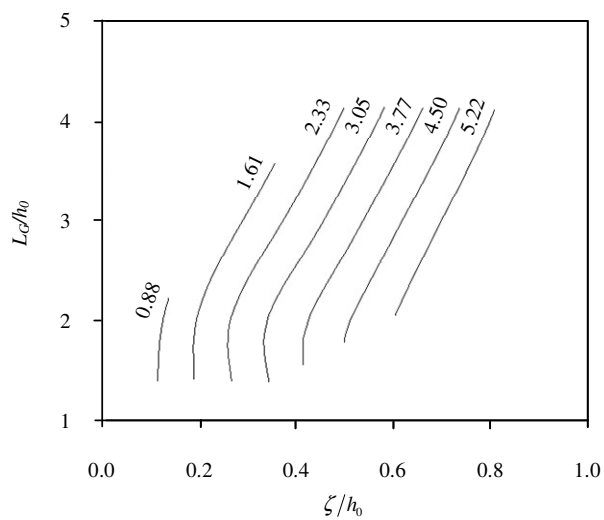


図-5.24 鉛直壁に作用する無次元最大波圧の鉛直分布

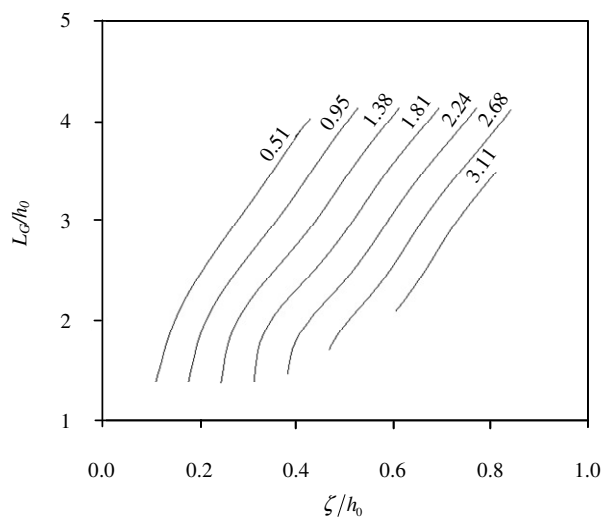
(3) 波圧, 波力, モーメントおよび角速度に関する等高線図

図-5.25 および図-5.26 に, フラップゲート扉体あるいは鉛直壁に作用する, 最大波圧, 最大波力, 最大モーメントおよび最大角速度の等高線図を示す(角速度は, フラップゲートのみ). 各図の横軸は水深で無次元化した段波波高, 縦軸は水深で無次元化した扉体高として表記した. また, 波圧は初期水深による静水圧を用いて無次元化したものとし, 波力は前記波圧を扉体高にわたって積分したもの, モーメントは前記波圧に回転軸からの距離を乗じた上で扉体高にわたって積分したものをそれぞれ表示した. 波力, モーメントおよび角速度を計算する際には, 扉体高を基準長さとした.

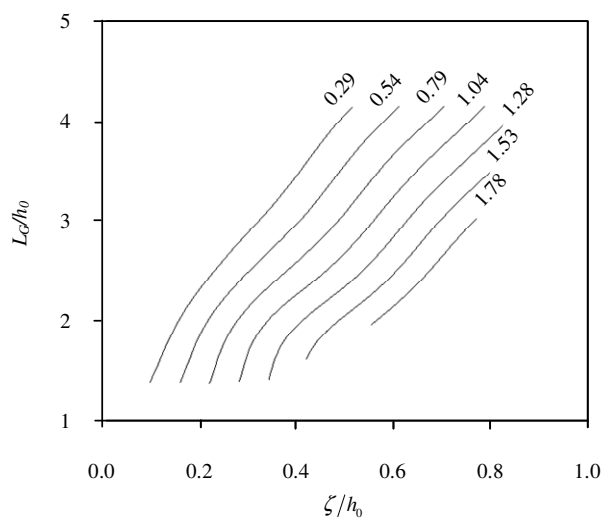
図-5.25 において, フラップゲートに作用する外力を, 設置水深, 想定段波高さを基準として整理できた. 図-5.25 および図-5.26 より, フラップゲートに作用する外力は, 鉛直壁を対象とした場合と比較して, 2~3 倍に達していることがわかる. 一方で, これまでの模型実験より, 下部テンションロッドに抵抗板を設置することで, テンションロッドに作用する軸力あるいは扉体に作用する最大波圧を $1/3 \sim 1/4$ に低減できることが確認されている. そこで, 次項において, 抵抗板の性能評価手法確立のため, 重合格子法による抵抗板のモデル化を行った.



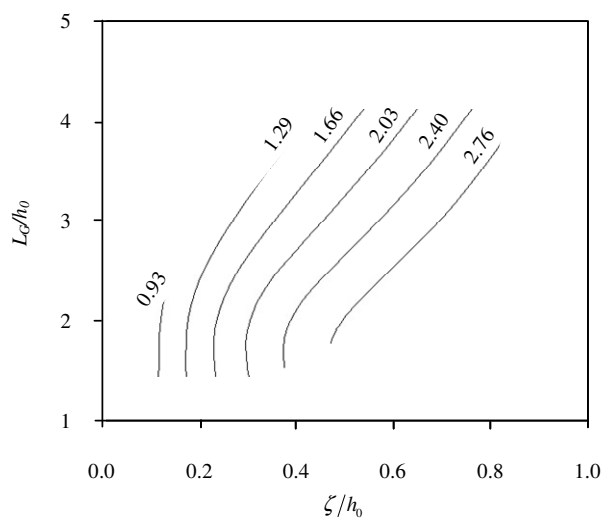
(a) 波圧



(b) 波力

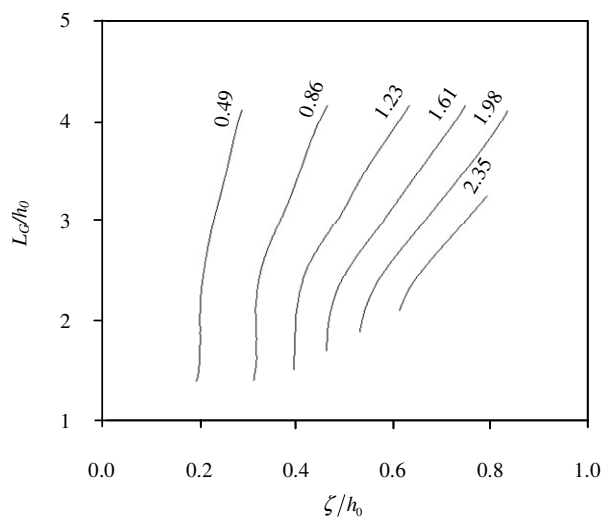


(c) モーメント

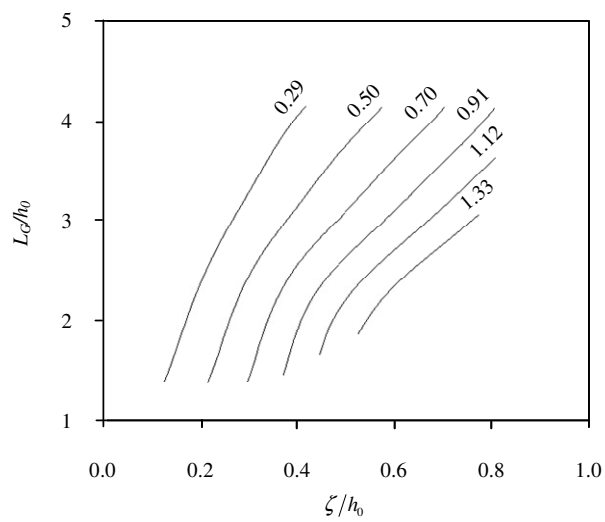


(d) 角速度

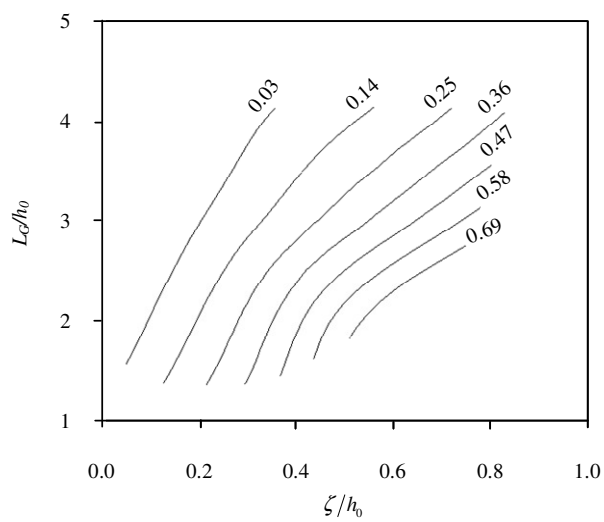
図-5.25 フラップゲート扉体部の段波津波応答に関する等高線図



(a) 波圧



(b) 波力



(c) モーメント

図-5.26 鉛直壁の段波津波応答に関する等高線図

5. 5 抵抗板のモデル化

5. 5. 1 解析モデル

抵抗板は、扉体本体と同様、補助格子を用いて作成した。モデル化を簡易にするため、抵抗板の比重は 1 とし、計算の安定性を高めるために、抵抗板の厚さは実験模型よりもやや厚めに設定した。実験模型に用いた抵抗板はアクリル製であり、その比重は約 1.2 であった。ここで、これら双方の条件の差は、本モデルにより抵抗板の性能を評価する上で、大きな影響を与えるものではない。

抵抗板のモデル化は、次に示すようなアルゴリズムを追加することで行った。まず、下部テンションロッドの設置位置に、テンションロッドと函体との係留点を中心として回転できる 2 つ目の補助格子を配置し、その補助格子を用いて実験の条件と合うように抵抗板を形成した。抵抗板に作用するモーメントは、抵抗板表面の流体力に底部回転軸からの距離を乗じ、それを抵抗板の全周にわたって積分することで算出される。次に、前記モーメントを上部テンションロッドと扉体本体との接点に作用する荷重として換算した上で、扉体本体に直接作用する流体力と合わせ、扉体に作用する外力として運動方程式に追加する。流体力によって抵抗板に直接作用するモーメント M_F は、以下の式により、扉体と上部テンションロッドとの接合点に作用するモーメント M_P として換算される。

$$M_P = \frac{l_2}{l_1} \cdot \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} M_F \dots\dots\dots (51)$$

ここで、 θ_1 は下部テンションロッドと上部テンションロッドのなす角、 θ_2 は上部テンションロッドと扉体のなす角、 l_1 は下部テンションロッドの長さ、 l_2 は扉体回転軸からロッドとの接合点までの長さを示す。運動方程式から得られた扉体変位量をもとに抵抗板の変位量を幾何学的に算出し、補助格子とともに抵抗板を回転変位させる。これらのフローを 5.1.1 (3) 節に記した内部反復計算とともに繰り返し行うことで、扉体と抵抗板との連成運動を取り扱った。ただし、模型実験における抵抗板は、対をなす下部テンションロッド間に設置されているため、全幅に対する抵抗板の設置幅は 51% でしかない。この条件を 2 次元数値解析モデルにおいて反映するため、抵抗板への作用モーメントを扉体への作用荷重として換算する際に、その荷重に 51% を乗じることとした。これにより、抵抗板の効果が適正に減じられ、扉体および抵抗板の変位量はそれに伴い増加することとなる。

主格子および扉体と抵抗板とを構成する補助格子の一例を図-5.27 に示す。図-5.27 は水深を 42.4cm として設定した際の、水面まで浮上した扉体と抵抗板との位置関係を示すものである。図-5.27 では、双方の補助格子が重なっている部分がみられる。補助格子上の最外周の格子点は、主格子から物理量が内挿されるため、補助格子同士の重なりは、数値計算上、直接的な問題とはならない。ただし、補助格子の内挿点が主格子上の HOLE 点と重なった場合、HOLE 点上では数値計算が行われなため、物理量を得ることができない。そのため、図-5.28 のように、剛体と重なる補助格子を新たな HOLE 点として設定し、物理量は、さらにその周囲の格子点に対して内挿されるようアルゴリズム化を行った。また、このとき、補助格子に内挿できる適正な主格子点が存在しない場合には、それぞれもう一方の補助格子から物理量を得ることとした。しかしながら、

図-5.29 のように、補助格子で構成される剛体同士が極端に接近した場合には、もう一方の補助格子からも物理量を得ることができない状態となりうる。格子サイズを小さくすることで、このような問題を回避することも可能ではあるが、ここでは、剛体同士が接近しすぎない条件、つまり、水位が比較的高い条件の下で数値解析を実施することとした。

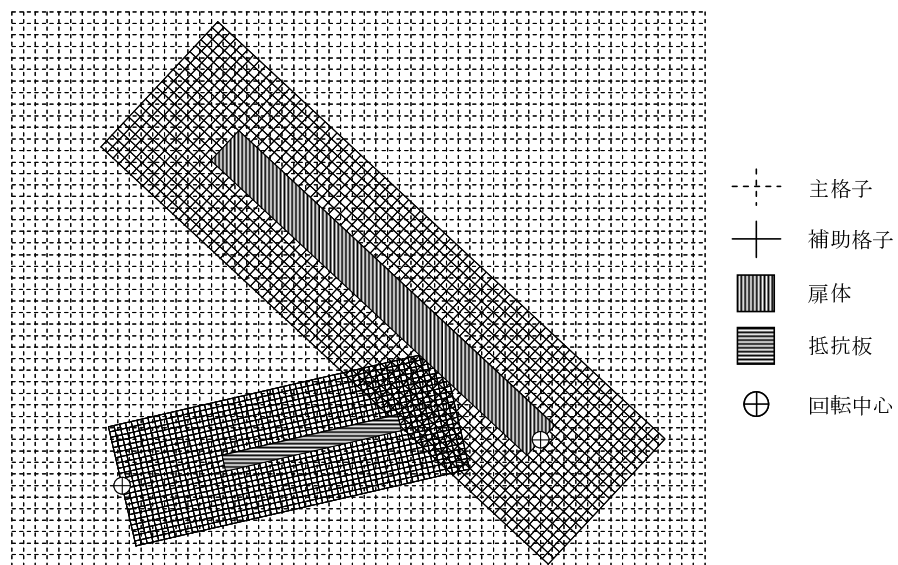


図-5.27 主格子と補助格子の配置の一例

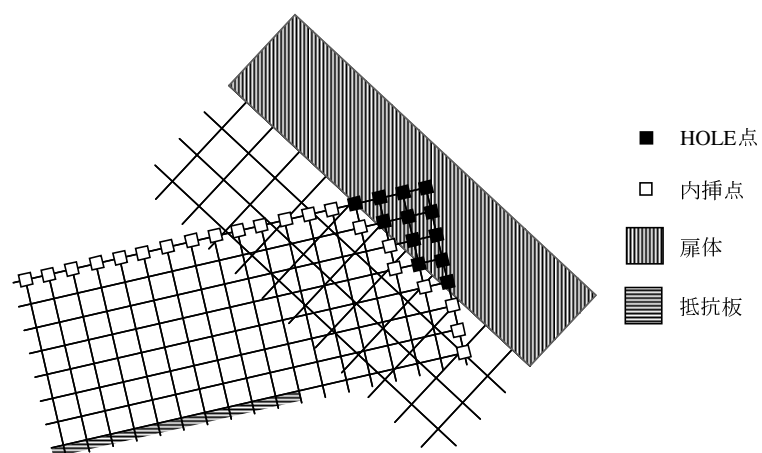


図-5.28 補助格子と剛体とが重なった場合の内挿点の処理

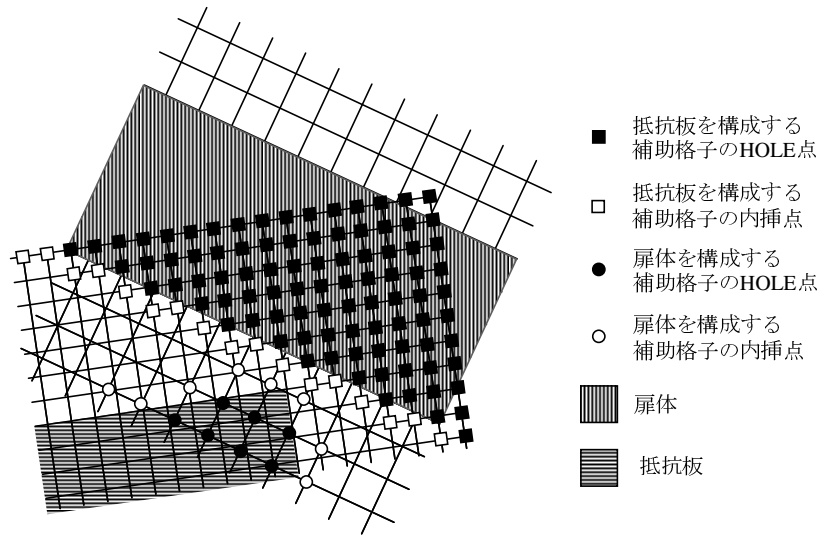


図-5.29 剛体同士が接近した状態

5. 5. 2 解析条件

抵抗板のモデル化を目的とした本解析では、扉体への作用波圧の低減効果を比較評価するため、水柱崩壊により発生させた段波性の津波を対象とした。解析の条件を表-5.4に示す。水深35.9cm以下の条件については、前節で記載したように、扉体本体と抵抗板とが接近しすぎるため、本解析の条件からは割愛した。

抵抗板を構築するための補助格子は、一辺の寸法を8.8mmとした57×23のセルで構成し、抵抗板については29×3のセルを使用して形成した。つまり、本数値計算における抵抗板の厚さは、26.4mmに相当する。解析の領域は、図-5.14と同様である。

表-5.4 解析の条件

実機									数値解析								
水深 h_0 [m]	水柱容積 V [m ³ /m]								水深 h_0 [m]	水柱容積 V [m ³ /m]							
	case1	case2	case3	case4	case5	case6	case7	case8		case1	case2	case3	case4	case5	case6	case7	case8
13	2900	5900	8800	11700	14700	17600	20600	23500	0.424	0.102	0.203	0.305	0.407	0.509	0.610	0.712	0.814
15	2500	5100	7600	10200	12700	15200	17800	20300	0.489	0.088	0.176	0.264	0.352	0.440	0.528	0.616	0.704

5. 5. 3 解析結果

図-5.30に、 $h_0 = 0.424$, case3の条件の下での数値解析による扉体に作用する最大波圧の鉛直分布を示す。(a)は抵抗板を導入していないケース、(b)は抵抗板をモデル化したケースによるものである。図-5.30より、抵抗板をモデル化したケースでは、導入していないケースと比較して、扉

体に作用する最大波圧は幾分低減できているが、模型実験により確認された 1/3~1/4 の水準に届くものではない。そこで、抵抗板の流体特性を確認するため、図-5.30 と同じ解析ケースについて、抵抗板に作用する流体力の時間変化および抵抗板周囲の流速を利用して算出した抗力の時間変化を図-5.31 に、扉体角度および抵抗板角度の時間変化を図-5.32 に示す。図-5.31 における抗力の算出には、抵抗板が回転変位する角速度および抵抗板に対して直角方向の流速より求めた相対速度を使用しており、抵抗板に作用する流体力の目安となるものである。また、ここで使用した流速は、図-5.14 における H1 地点での値を使用した。図-5.31 より、抵抗板に生じる流体力は、相対流速から予測される抗力と比較して、扉体角度が 86 度より小さい領域では概ね小さく、86 度を越えただりで両者の大小が逆転している。また、抵抗板に作用する流体力は、脈動しながら増加している様子が確認できる。

図-5.33 (a) および (b) に、抵抗板の表面および裏面に作用する圧力の時間変化を示す。各図中、それぞれ P1 が抵抗板の上方、P11 が抵抗板の下方の圧力変化を示す曲線であり、隣接する出力点の間隔は 26.4mm である。抵抗板の表面、すなわち、段波流れが直接作用する面における圧力変化は、0.2s 程度の周期で比較的なだらかに変動する様子が確認できる。一方、抵抗板の裏面では、短い周期の圧力変動が生じており、さらに、その変動は、抵抗板の上方において振幅が大きくなっていることがわかる。抵抗板は、扉体の起立運動に引き上げられながら流れに向かって運動しており、特に、抵抗板の上端部では、流速と抵抗板の運動との速度差が大きい。図-5.31 において確認された抵抗板に作用する流体力の脈動は、抵抗板の背後において断続的に発生する微小な擾乱の影響により生じたものと推測される。

そこで、テンションロッドに生じる軸力を図-5.34 のように補正し、抵抗板が扉体に及ぼす作用力を調整した。補正は、次式のように、軸力の最大値をカットするとともに、その急激な立ち上がりを緩和できる、抵抗板角度に依存する関数を乗じることで行った。

$$M_p = \frac{l_2 \sin \theta_2}{l_1 \sin \theta_1} \cdot M_F \cdot f(\theta_1) \quad \dots\dots\dots (52)$$

$$f(\theta_1) = \sin^{-1} \theta_1 \quad \dots\dots\dots (51)$$

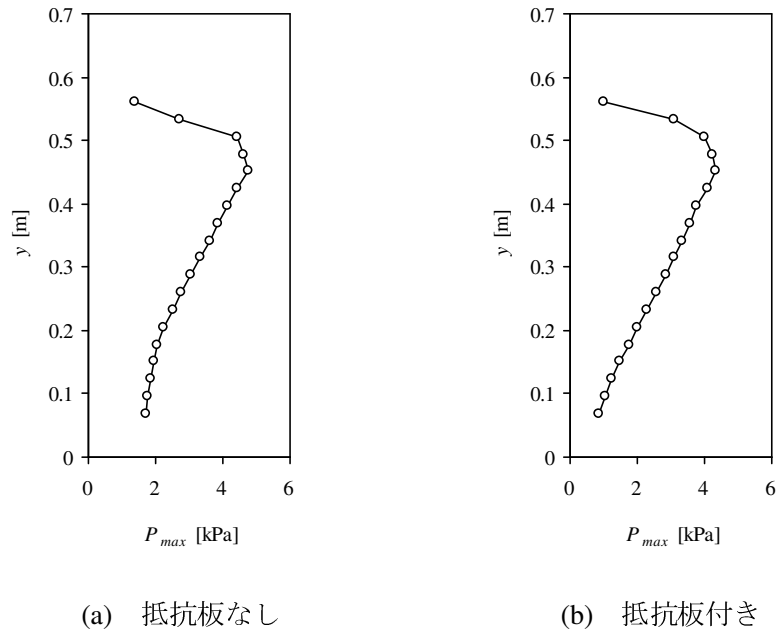


図-5.30 $h_0 = 0.424$, case3 の条件下での扉体作用最大波圧の鉛直分布

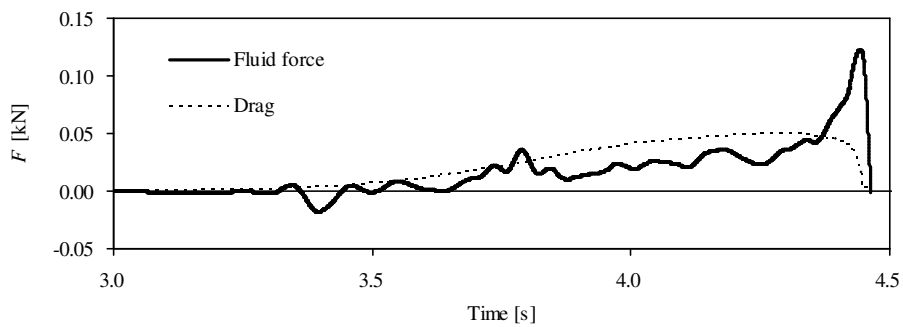


図-5.31 抵抗板に作用する流体力と抗力の時間変化

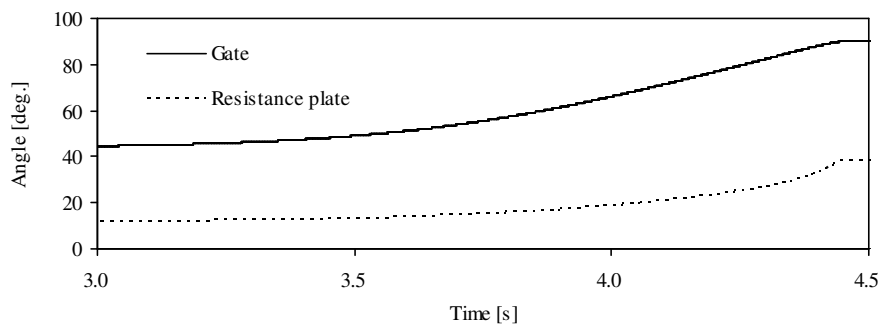
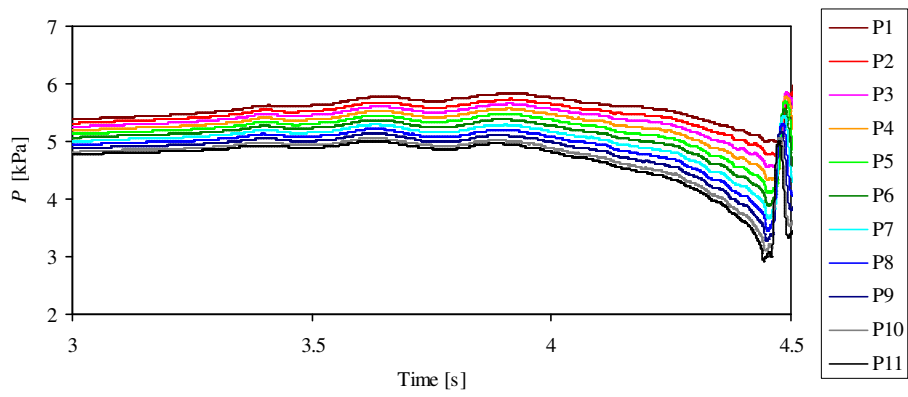
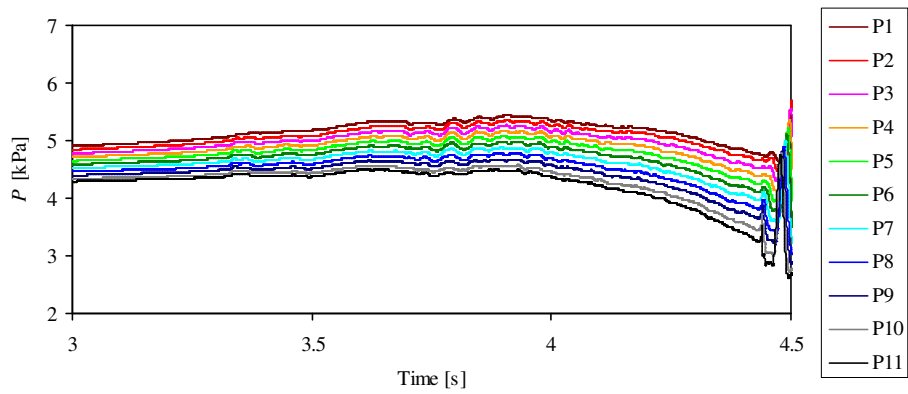


図-5.32 補正前および補正後のテンションロッド軸力の時間変化



(a) 表面



(b) 裏面

図-5.33 抵抗板に作用する圧力の時間変化

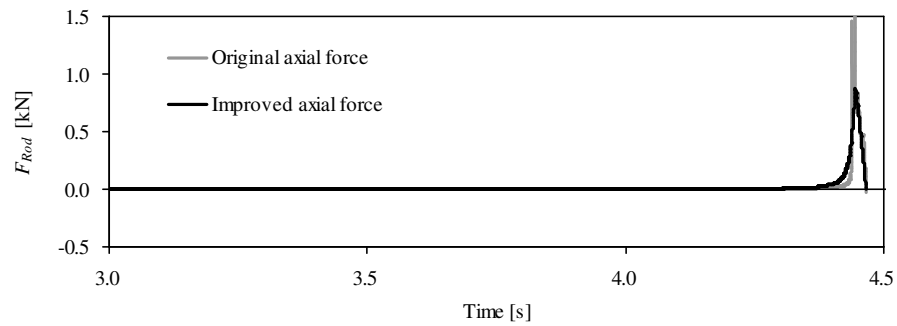


図-5.34 扉体と抵抗板角度の時間変化

前記の補正を行った抵抗板を導入した数値解析モデルにおいて、フラップゲートに段波津波を作用させた際の、扉体に生じる最大波圧の鉛直分布を図-5.35 に示す。各図中、(a)および(b)は、段波波高を変えた8ケースの解析結果を水深毎に示したものである。これらの波圧は、図-5.21と同様、扉体に作用する圧力のうち、静水圧成分を除いた動圧によるものである。また、横軸を圧力、縦軸を扉体回転中心からの鉛直高さとし、水平の破線は初期水位 h を示す。段波波高が低く扉体が90度まで起立しなかったケースおよび扉体に作用する波圧が小さかったケースについては、図からは割愛した。図-5.35より、扉体に作用する波圧は、抵抗板を導入しないケース(図-5.23参照)と比較して1/3程度にまで軽減されている様子が確認できる。

図-5.36に、図-5.35の波圧を無次元化したものを示す。図-5.36は、図-5.23あるいは図-5.24と同様、横軸には比重量 ρg および段波波高 ζ を用いて無次元化した最大波圧、縦軸は段波波高で無次元化した初期水面を基準とする鉛直高さを示すものである。また、図-5.23および図-5.24に示した、抵抗板を導入しないフラップゲートおよび鉛直壁に作用する最大波圧の崩落線についても、比較のために、図-5.36中に併記した。

図-5.36より、抵抗板を導入したフラップゲートの扉体に作用する波圧の最大値は、概ね実験結果と一致しており、鉛直壁に作用する波圧と比較しても、ほぼ同程度であることがわかる。また、扉体の比較的低い位置に作用する波圧については、谷本らあるいは池野らの実験式と比較しても、より小さいものとなっている。これは、起立時の扉体前面に抵抗板があることによって、段波に伴う流速が直接扉体に作用するのを遮ったためと推測される。

以上の結果より、抵抗板の導入により複数の構造体の連成運動を取り扱った本数値解析モデルは、実験結果を良好に再現できており、フラップゲートの運動特性ならびに波圧特性を評価する上で適切であることが確認された。本数値解析モデルは、フラップゲートの実用化に向けて、実機の経済設計を行う上で、重要な役割を果たすものと考えられる。

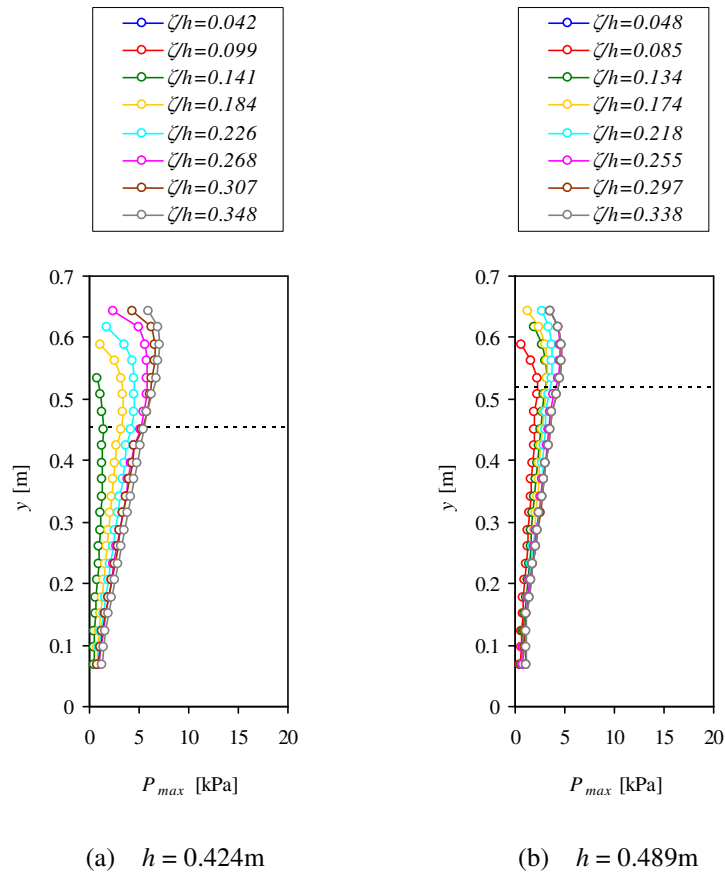


図-5.35 抵抗板を導入したフラップゲートの扉体に作用する最大波圧の鉛直分布

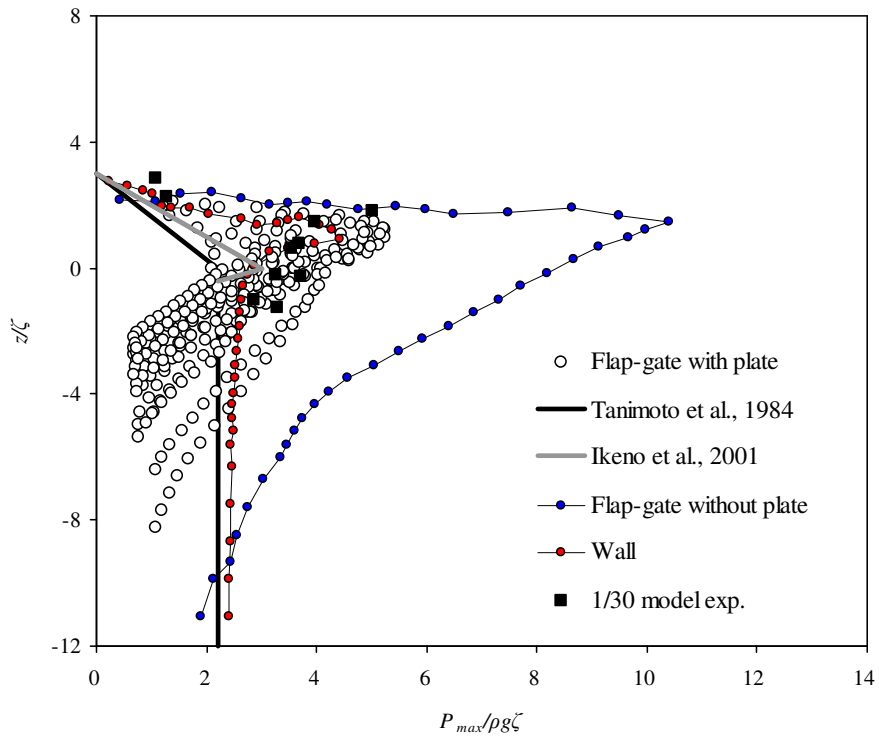


図-5.36 抵抗板を設置したフラップゲートの扉体部に作用する無次元最大波圧の鉛直分布

6章 結 論

本研究では、2次元造波水路を用いた水理模型実験、および、重合格子法とレベルセット法を用いた流体-構造体連成解析により、フラップゲートの流体特性を評価し、津波・高潮対策用フラップゲート式可動防波堤の実用化に向けての数多くの有用なデータを得た。本研究より得られた主要な結論を、以下に記載する。

6. 1 倒伏状態のフラップゲートの波浪特性に関する模型実験

- ① 扉体上を通過する波浪によって生じる扉体回転軸周りのモーメントは、扉体上の水面勾配に依存する。
- ② 扉体先端の開口を扉間の開口と比較して狭くすることで、扉体に生じる波浪流体力によるモーメントを低減できる。
- ③ 扉体の動揺を許容できる係留機構を採用することで、扉体の係留に必要な係留力を低減できる。

6. 2 浮上状態のフラップゲートの波浪特性に関する模型実験

- ④ 周期 10s 以上の作用波に対しては、単位振幅あたりの扉体動揺角は増加し、その傾向は波形勾配が大きいほど顕著である。
- ⑤ フラップゲートに規則波を作用させた際に扉体に生じる最大波圧は、固定壁への作用波圧と比較して減少する。
- ⑥ 波高水深比 H/h が 0.4 を越える規則波をフラップゲートに作用させた場合、扉体の動揺角は増加するが、扉体への作用波圧は固定壁に作用する波圧と比較して大幅に減少する。

6. 3 周期性津波に対するフラップゲートの応答特性に関する模型実験

- ⑦ フラップゲートは、押波津波作用時における港内水位上昇の抑制ならびに引波津波作用時における港内水位の維持に代表される、津波防災施設としての要求性能を十分に満たす。
- ⑧ テンションロッドおよび引波ストッパーを用いた扉体の支持方式は、津波による水平荷重を支持する上で適切なものである。
- ⑨ フラップゲートは、港外水位上昇によって下向きの荷重が函体に作用するため、比較的軽量の施設重量であっても、津波作用時における施設全体の転倒に対する安定性を十分に確保することができる。

6. 4 段波性津波に対するフラップゲートの応答特性に関する模型実験

- ⑩ 下部テンションロッドに抵抗板を設置することで、段波によって扉体に生じる最大波圧を $1/3 \sim 1/4$ に低減できる。
- ⑪ フラップゲートの扉体に生じる段波波圧の鉛直分布は $z/H_{max} = -0.5 \sim 0.5$ で最大となり、鉛直壁では $z/H_{max} = 0.5 \sim 1.0$ で最大となる。
- ⑫ 抵抗板を設置したフラップゲートの扉体に生じる段波波圧は、鉛直壁に作用する波圧と比較して同程度か、あるいは小さくなる。
- ⑬ 適切な面積の抵抗板を下部テンションロッドに設置し、段波作用時において扉体に作用する衝撃的な荷重を軽減することで、転倒に対する施設全体の安定性を確保できる。

6. 5 押波初動津波を対象としたフラップゲートの動揺解析

- ⑭ 孤立波の伝播および扉体の起立運動により港内外に生じる水面の変動を再現でき、解析結果は、水理模型実験による計測結果と比較して、その特徴をよく捉えることができた。
- ⑮ 扉体角度に関する解析結果は、実験結果と良く一致しており、扉体先端が水面を切りながら起立する様子など、扉体の運動を精度良く再現できた。

6. 6 周期波を対象としたフラップゲートの動揺解析

- ⑯ 周期波の伝播、扉体の動揺を介して港内側に伝達する透過波、ならびに扉体からの反射波を再現することができた。
- ⑰ 数値解析による計算結果は、水理模型実験より得られた計測結果と比較して、扉体の動揺振幅を比較的良好に再現できており、作用波の周期が長くなるのに伴い、単位振幅あたりの扉体の動揺角度が増加し、扉体動揺の中心が正方向に偏向する現象を再現することができた。
- ⑱ 数値解析における扉体の動揺振幅は、作用する波の周期が長くなるほど、実験結果より小さくなる傾向がみられた。

6. 7 段波を対象としたフラップゲートの動揺解析

- ⑲ 段波津波作用時における鉛直壁への作用波圧は、谷本らあるいは池野らが提案する実験式、ならびに従来の水理模型実験の結果とも良く一致した。
- ⑳ 段波津波による、フラップゲートへの作用波圧の鉛直分布は、水面よりやや高い位置で最大値を示し、従来の模型実験の結果を概ね包括するものであった。
- ㉑ 重合格子を用いて抵抗板を形成し、複数の構造体と流体との連成運動を取り扱う数値解析モデルを構築した。
- ㉒ 抵抗板を導入した数値解析による結果は、模型実験結果と良く一致しており、衝撃的な波圧が

作用する段波性の津波に対しても、重合格子法を用いた本解析手法が有用であることが確認された。

今後は、実海域における実証試験を実施し、防災装置としての最終的な検証として、維持管理性、状態監視機能の運用性、ならびに施設の経年変化特性などについて検討を行う計画である。また、フラップゲート函体部を海底面下に埋設設置する場合の背後地盤による受働抵抗、漂砂や底泥等の堆積物あるいは海棲生物の付着などは、実機の設置環境に大きく依存する項目である。これらについても、引き続き、継続的に検討を進める。

最後に、2011年3月11日に発生しました東北地方太平洋沖地震津波により被災された方々にお見舞いを申し上げさせていただきますとともに、本研究が、これからの津波防災に貢献できますことを願います。

謝 辞

本研究を進めるにあたり，終始熱心にご指導，ご助言をいただきました京都大学防災研究所教授 間瀬肇先生，同准教授 森信人先生ならびに同助教 安田誠宏先生に，心より厚くお礼申し上げます。間瀬先生には，自身が学生として研究室に在籍していた頃から，引き続いてご指導を賜ることができましたことを重ねてお礼申し上げます。

フラップゲート式可動防波堤の実海域試験を遂行する上で設立されましたフラップゲート式可動防波堤検討委員会の委員でもあります，京都大学防災研究所教授 平石哲也先生ならびに沿岸技術研究センター参与 高山知司先生にも，本研究を進める上で多くのご指導，ご助言をいただきました。深く謝意を申し上げます。京都工芸繊維大学機械システム工学科教授 森西晃嗣先生には，数値解析モデルを構築するにあたり多大なご支援，ご指導をいただきました。心より深く謝意を申し上げます。京都大学防災研究所 間瀬研究室にご在籍される学生の方々からも，多くのご厚意をお受けいたしました。お礼を申し上げさせていただきます。

また，日立造船株式会社におきまして，フラップゲート開発プロジェクトのプロジェクトマネージャーであります仲保京一氏には，入社当初より，公私ともに多く面倒をみていただきました。この場をお借りして深く謝意を申し上げます。フラップゲートの開発に携わっておられる他のプロジェクトメンバーの方々，ならびに職場の先輩，後輩の方々からも，終始あたたかいご支援をいただきながら本研究を進めることができました。心より深く謝意を申し上げます。

参考文献

- 池野正明・森 信人・田中寛好 (2001) : 砕波段波津波による波力と漂流物の挙動・衝突力に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 48 卷, pp.846-850.
- 池野正明・松山昌史・榊山 勉・柳沢 賢 (2005) : ソリトン分裂と砕波を伴う津波の防波堤に作用する波力評価に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 52 卷, pp.751-755.
- 池谷 毅・朝倉良介・藤井直樹・大森政則・武田智吉・柳沢 賢 (2005) : 浮体に作用する津波波力の実験と評価方法の提案, 海岸工学論文集, 第 52 卷, pp.761-765.
- 小笠原道夫, 宇多高明, 川村 徹 (1984) : 日本海中部地震津波による河口及び家屋密集地域の浸水被害, 海岸工学論文集, 第 31 卷, pp.262-266.
- 小幡正規・中尾年雄・里深信行・森西晃嗣 (1993) : 重合格子法による二次元バタフライ弁モデルの数値計算, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 59 卷 562 号, pp.220-226.
- 木村雄一郎・仲保京一・伊墻昭一郎・柳 浩敏 (2007) : 高潮・津波対策用フラップ式可動ゲート津波低減性能に関する模型実験 (その 2) - 起立安定化プレートの力学特性の把握 -, 海洋開発論文集, 第 23 卷, pp.93-98.
- 木村雄一郎・新里英幸・仲保京一・安田誠宏・間瀬 肇 (2009a) : フラップゲート式可動防波堤の波圧応答特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 56 卷, pp.806-810.
- 木村雄一郎・新里英幸・仲保京一・安田誠宏・間瀬 肇 (2009b) : 倒伏状態の津波・高潮対応フラップ式可動ゲートの係留特性に関する実験的研究, 海洋開発論文集, 第 25 卷, pp.93-98.
- 木村雄一郎, 柳 浩敏, 森西晃嗣, 森 信人, 安田誠宏, 間瀬 肇 (2010a) : フラップゲート型構造物の流体連成解析モデルの構築とその精度検証, 海洋開発論文集, 第 26 卷, pp.237-242.
- 木村雄一郎, 柳 浩敏, 森西晃嗣, 森 信人, 安田誠宏, 間瀬 肇 (2010b) : 重合格子法を用いた流体-構造体連成モデルによるフラップゲートの波浪応答解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 第 66 卷, pp.811-815.
- 木村雄一郎, 柳 浩敏, 森西晃嗣, 森 信人, 間瀬 肇 (2011) : 複数構造体の連成運動を考慮したフラップゲートの段波応答に関する数値解析, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), 第 67 卷, 印刷中.
- 国土交通省 地方整備局 清水港湾事務所 (2007) : 下田港防波堤整備事業 説明資料, p.19.
- 後藤智明, 吉田行秀, 山木 滋 (1991) : 湾口防波堤による津波波高の低減効果, 海岸工学論文集, 第 38 卷, pp.171-175.
- 首藤伸夫, 松富英夫, 卯花政孝 (1994) : 北海道南西沖地震津波の特徴と今後の問題, 海岸工学論文集, 第 41 卷, pp.236-240.
- 首藤伸夫 (1988) : 津波災害の変遷と対策上の問題点, 海岸工学論文集, 第 35 卷, pp.237-241.
- 首藤伸夫, 佐竹健治, 松富英夫, 今村文彦, 越村俊一 (2007) : 津波の辞典, 朝倉書店, p.368.
- 白井秀治・永田修一・藤田 孝・新里英幸・仲保京一・高橋和夫 (2005) : 高潮・津波対策用のフラップ式可動ゲートの開発, 海洋開発論文集, 第 21 卷, pp.109-114.
- 白井秀治・藤田 孝・木村雄一郎・山口映二・仲保京一 (2006a) : フラップ式可動ゲートの津波低減性能に関する模型実験, 海洋開発論文集, 第 22 卷, pp.577-582.
- 白井秀治・木村雄一郎・藤田 孝・山口映二・仲保京一 (2006b) : 高潮・津波対策用フラップ式

- 可動ゲートの伝達波低減機構の開発, 海洋開発論文集, 第 22 巻, pp.583-588.
- 水工環境防災技術研究会「水門工学」編纂委員会 (2004): 水門工学, 技報堂出版, p.280.
- 総理府地震調査研究推進本部地震調査委員会 (1999): 日本の地震活動, 財団法人地震予知総合研究振興会地震調査研究センター, p.395.
- 谷本勝利・鶴谷広一・中野 晋 (1984): 1983 年日本海中部地震における津波力と埋立護岸の被災原因の検討, 海岸工学論文集, 第 31 巻, pp.257-261.
- 谷本勝利, 高山知司, 村上和男, 吉本靖俊, 平石哲也 (1984): 日本海中部地震津波の実態と二, 三の考察, 海岸工学論文集, 第 31 巻, pp.252-256.
- 豊田政史, 日比野忠史, 細川恭史, 鶴谷広一 (1999): 大船渡湾における窒素・リン分布の季節変動特性, 海岸工学論文集, pp.1061-1065.
- 丹野 格・森西晃嗣・松野謙一・西田秀利 (2004): 仮想的な流束を用いた直交格子系での任意形状物体周りの計算, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 70 巻 699 号, pp.9-16.
- 長坂 猛, 鶴谷広一, 村上和夫, 浅井 正, 西守男雄 (1997): 大船渡湾の成層と貧酸素水塊に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.1066-1070.
- 中野 修・田中伸和・榊山 勉・興野俊也・大熊義夫 (2000): ALE 法による 2 次元動揺数値解析を用いた浮体式カーテンウォールの動揺・波力特性評価, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.851-855.
- 中村龍二, 林 直樹 (1978): 釜石湾口防波堤による津波防止計画, 海岸工学論文集, 第 25 巻, pp.585-588.
- 羽鳥徳太郎 (1977): 歴史津波—その挙動を探る (イルカぶっくす 10), 海洋出版, p.125.
- 羽鳥徳太郎 (1975): 三陸歴史津波の規模と推定波源域, 地震研究所彙報, 第 50 巻, pp.397-414.
- 羽鳥徳太郎 (1983): 1983 年日本海中部地震津波の規模および波源域, 地震研究所彙報, 第 58 巻, pp.723-734.
- 肥後 靖・岩下英嗣・神田雅光・中川寛之・小林正典 (2002): 没水平板型消波堤に働く流体力と動揺特性に関する研究, 関西造船協会論文集, 第 237 号, pp.119-126.
- 堀川清司, 西村仁嗣 (1969): 津波防波堤の効果について, 海岸工学論文集, 第 16 巻, pp.365-369.
- 水谷 将・今村文彦 (2000): 構造物に作用する段波波力の実験, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.946-950.
- 宮澤清治 (2008): 台風・気象災害全史, 日外アソシエーツ, pp.54-89.
- 由比政年・石田 啓・保智正和 (1998): 界面の大変形を伴う気液二相流体場の数値計算 —衝突砕波および上昇気泡解析への適用—, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.61-65.
- 李 昊俊, 今村文彦, 首藤伸夫 (1997): 日本海での津波の挙動特性, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.281-285.
- 和達清夫 (1970): 津波・高潮・海洋災害, 共立出版株式会社, p.377.
- 渡辺偉夫 (1985): 日本被害津波総覧, (財) 東京大学出版会, p.238.
- 和田好隆・森西晃嗣・松野謙一 (2005): レベルセット関数法を用いた気泡の結合及び分離シミュレーション, 第 19 回数値流体力学シンポジウム, B5-5, p.6.
- Kimura, Y., Niizato, H., Nakayasu, K., Yasuda, T., Mori, N. and Mase, H. (2010): Response Analysis of Flapgate Breakwater for Tsunami and Storm Surge Protection, 32nd International Conference on Coastal Engineering, Shanghai, in press.

Kimura, Y., Nakayasu, K., Morii, T. and Mase, H. (2010) : Development of New Structures for Real-Time Tsunami Protection - FLAPGATE and NEORISE -, Indian Ocean Tsunami Modeling Symposium book of abstract, Fremantle, pp.54-57.

Lewin, J., and Scotti, A. (1990) : The Flood-Prevention Scheme of Venice: Experimental Module, J.IWEM, No.89, pp.70-77.