

半円筒スリットケーソンの水理特性に関する研究

1999年1月

多田 二三男

目次

第1章 序論	1
1. 1 緒論	1
1. 2 消波ケーソン	1
1. 3 既往の研究	2
1. 4 本研究の目的と構成	3
参考文献	5
第2章 半円筒に作用する衝撃砕波圧	7
2. 1 概説	7
2. 2 既往の衝撃圧算定モデル	7
2. 2. 1 Karmann の付加質量理論	7
2. 2. 2 Wagner の衝撃圧理論	9
2. 3 楕円モデルによる衝撃圧算定式	14
2. 4 楕円モデルの検証	20
2. 4. 1 水理実験	20
2. 4. 2 半円筒測定部に作用する衝撃砕波力の計算	22
2. 4. 3 計算値と実験値との比較	23
2. 5 結語	27
参考文献	28
第3章 半円筒スリット透過壁の衝撃砕波圧低減特性	29
3. 1 概説	29
3. 2 水理実験	29
3. 2. 1 実験装置および消波ケーソン模型	29
3. 2. 2 実験結果	33
3. 3 数値シミュレーションによるスリット効果の検討	40
3. 3. 1 湧き出し分布法	40
3. 3. 2 付加質量係数の算定	42
3. 4 運動量の伝達過程を考慮した解析モデル	45
3. 4. 1 浅海域におけるモデル	45
3. 4. 2 深海域におけるモデル	50
3. 5 結語	54
参考文献	55
第4章 半円筒スリットケーソンの反射特性	57
4. 1 概説	57
4. 2 理論解析	58
4. 2. 1 基本仮定	58
4. 2. 2 グリーン公式とポテンシャル関数	61
4. 2. 3 半円筒透過壁へのグリーン公式の適用と境界面での連続条件	62

4. 2. 4	数値計算法	65
4. 3	長水路における水理実験	68
4. 3. 1	実験装置および実験方法	68
4. 3. 2	反射率の測定	72
4. 4	平面水槽における水理実験	73
4. 4. 1	実験装置および実験方法	73
4. 4. 2	反射率の測定	78
4. 5	反射特性の検討	81
4. 5. 1	C*およびL*の決定	81
4. 5. 2	理論解析による波高分布	86
4. 5. 3	反射率の比較	89
4. 5. 4	反射率に影響を及ぼす要因の検討	92
4. 6	結語	98
	参考文献	99
第5章	港湾内外静穏度	101
5. 1	概説	101
5. 2	数値解析モデル	101
5. 2. 1	Snake principle の概要	101
5. 2. 2	理論式 (制約式)	105
5. 2. 3	境界条件	106
5. 2. 4	グリーン関数	109
5. 2. 5	数値解析モデル	110
5. 3	数値解析モデルの妥当性の検討	112
5. 3. 1	計算条件	112
5. 3. 2	実験条件	113
5. 3. 3	波高分布の比較	116
5. 4	港湾内外の静穏度からみた低反射構造物の設置に関する検討	125
5. 4. 1	静穏度解析における計算条件	125
5. 4. 2	低反射構造物の設置位置の検討	125
5. 5	結語	132
	参考文献	132
第6章	結論	133

第1章 序論

1. 1 緒論

“ものの始まりというものは、とにかく、はっきりしないものだが、偉大なる生命の母、海についても、まさにそうである” (Rachel L. Carson¹⁾)

地球の誕生以来、生命のすべてを内包し育んできた海、その表面上でほんの一時の宿を借りているにすぎないわれわれは、今もなお、母なる海の恩恵を享受し続けている。特に四面を海に囲まれたわが国は、海の幸の宝庫として、流通の動脈として海と深いつながりを持ってきた。狭隘な国土ゆえに、産業基盤も生活の場も沿岸域に集中し、その土地利用の高度化と、沿岸施設の充実・沿海域への拡大は、ますます重要な課題となっている。

本論文は、沿海域利用のための、最小限の自己防護施設である波浪制御構造物に関する研究を行ったもので、偉大なる生命の母の恩恵に感謝を捧げる小論である。

1. 2 消波ケーソン

海域利用は、近年、ますます沖合に展開されるようになってきた。これは、船の大型化・港の高度利用・栽培漁場の確保等、港湾・漁港域における必要性和、その後背地における土地利用上の制約から、廃棄物処理場・エネルギー施設等の建設用地を、沿海域にまで求めるようになったことなどによる。このような背景のもと、設置水深の非常に大きな防波堤の施工例が増加している。設置水深が大きくなると、それだけ沖合の砕波帯の中に堤体が設置されることが多くなり、大きな波の作用、特に大きな波の砕波衝撃圧を受けることが多くなる。砕波圧の作用を受ける防波堤は、その衝撃的な圧力に耐えることが必要であり、従来その対策として、防波堤前面に消波ブロックを設置する工法が、多く用いられていた。しかし、水深が深くなると、消波ブロック層は大規模なものになり、施工性・経済性およびその維持に問題が生じるようになる。このため、大水深に設置される防波堤には、その構造物自体が耐衝撃波圧機能を持ち、滑動や転倒に対して安定性を持つことが望まれている。これに加えて、最近では、港に出入りする船舶の航行上の安全を確保するために、防波堤が反射波による波の増大や攪乱を抑える機能を持つことも要求されるようになっており、これを目的とする消波構造物も用いられている。この種の消波構造物として代表的なものが、直立消波ケーソンである。直立消波ケーソンは、前壁が透過性の直立壁でその背後に遊水室を有するもので、Jarlan²⁾が1961年に孔あきケーソンとして初めて提案した。わが国においても、高松港や神戸港の防波堤や岸壁で縦スリットケーソンが初めて施工されて以来、数多くの施工例がある。また、港外の防波堤の外海側に設置するタイプとして、半円形を海底に伏せた形状の半円形ケーソン式防波堤^{3),4)}、あるいは外円筒と内円筒に囲ま

れたドーナツ状の遊水室を持つ、二重円筒ケーソン^{5).6).7)}も実用化されている。半円形ケーソンは、鉛直下向き波力による滑動抵抗の増大を期待した形状が特徴であり、二重円筒ケーソンは、大水深・大波浪海域において低反射率・低伝達率を確保する波浪制御機能とともに、海水交換機能・景観性にも優れていることを特徴としている。これら以外にも多くの種類の消波構造物が、水深・波浪条件・目的に応じて開発されている。これらの外海タイプのケーソンは、それぞれ固有の特性を利用することを目的として計画されたものであるが、本文の最初に述べた、大水深に設置するタイプの防波堤に対して要求される条件(耐衝撃波圧機能および低反射機能)を兼ね備えていることが必要である。この研究では、水深30~40m程度の海域における混成防波堤のケーソンとして提案された、深海設置型の新しいタイプのスリットケーソン{半円筒スリットケーソン(図-1)}について、それに作用する衝撃波圧と構造物の耐衝撃波圧特性、また反射波制御特性について、理論と実験の両面から検討したものである。

1. 3 既往の研究

直立消波ケーソンは、前面の透過壁が直立壁であるのに対し、半円筒スリットケーソン(図-1)は、前面の透過壁が半円筒形状であることを特徴としている。この形状は、透過壁による反射波制御効果に加えて、透過壁の構造部材がアーチとなっていることで断面の耐波力特性、半円筒の形状そのものによる衝撃碎波圧低減効果も期待されている。

直立消波ケーソンに作用する波圧に関しては、永井ら⁸⁾の波圧実験、谷本ら⁹⁾の滑動実験に基づく研究があり、また高橋ら¹⁰⁾は衝撃波力係数と位相差を考慮した波圧算定法を提案しており、耐波設計法はほぼ確立している。また、反射特性に関しても、Richeyら¹¹⁾谷本ら¹²⁾をはじめこれまでに多くの理論的・実験的研究が行われており、透過壁および遊水室の構造や、波浪条件の違いによる反射率の変化はかなり明らかになっている。しかしながら、これらの研究は、波の入射方向に対して断面が均一な直立スリット構造物を対象としたものであり、水平方向断面が半円筒である今回の消波ケーソンに、そのまま適用することには問題が残されている。

一方、円柱に作用する衝撃碎波圧に関しては、水面に落下する物体に働く衝撃力を算定したKarman¹³⁾の方法、その応用である合田¹⁴⁾の理論や高橋ら¹⁵⁾のモデルあるいはMorison式等が、海岸工学分野においてはよく用いられる。しかし、ここに示すような波の進行方向に形状の変化する構造物において、衝撃波圧の発生メカニズムを検討するために必要な構造物周辺の流れの詳細についてはまだ十分明らかでなく、新しいタイプの消波構造物の機能に関する評価は、個別に実験などによる検討が必要となっている。

1. 4 本研究の目的と構成

半円筒スリットケーソンは、前面の透過壁が半円筒形状であることで、直立消波ケーソンと比べより高い衝撃砕波圧低減効果を発揮することが期待されており、また、反射波制御特性にもその形状の特徴が現れるものと考えられる。しかし、前節で説明したように、このタイプのケーソン構造物の研究例はなく、これに関連する理論も少ない。そこで本研究は、まず半円筒スリットケーソンに作用する衝撃砕波力の発生機構を明らかにすること、構造物の持つ反射波制御機能を明らかにすることを目的として理論・実験の両面より検討を行い、さらに、半円筒スリットケーソンをはじめとする低反射構造物が、防波堤と岸壁に配置されたときの波浪場の変化を数値シミュレーションおよび実験により検討し、合理的な配置の条件を明らかにするものである。

以下に、本論文の各章の要旨を示す。

第 2 章では、半円筒の形状自体がもたらす波圧ピークの低減機能について検討する。ここではまず、Karman の付加質量理論や Wagner¹⁶⁾ のモデルを参考にして、従来のモデルによる衝撃波力の発生機構を説明する。とくに Wagner 型のモデルによれば、物体表面の圧力分布およびその経時変化を求めることができるが、このモデルでは、突入する物体を水面に接している幅と等しい平板で近似しているため、仮想平板端部が数学的な特異点になること、特異点の回避が非常に複雑であるため海岸工学分野においてはあまり利用されていないことなどを説明して、この問題を解消する楕円モデルを提案する。

第 3 章では、スリットの入った半円筒透過壁の衝撃砕波圧低減特性を、定量的に把握するための水理実験および理論研究を行う。水理実験では、半円筒ケーソンと通常の直立壁ケーソンに作用する衝撃波圧を測定・比較し、半円筒の形状による低減効果と、スリット透過壁による低減効果とを、それぞれ定量的に把握する。次に、湧き出し分布法を用いた数値シミュレーションを行い、半円筒ケーソンの表面に開けた、スリットによる衝撃量低減の効果について検討する。最後に、スリット壁に衝突する流体の運動量と、スリットを通過して背後のケーソン表面に達する運動量とを分けて考えるモデルにより、スリットが持つ衝撃圧低減機能を検討する。

第 4 章では、多重反射系を形成する半円筒スリットケーソンの、反射特性に関する理論解析を行い、水理実験によってこれを検証するとともに、反射率に影響を及ぼす諸要因について検討する。理論解析では、まず微小振幅波が一つのスリット円筒に作用した場合の波浪場をポテンシャル接続法にて解析する。次に、スリット円筒を波の進行方向と直角方

向に移動し、それぞれの位置におけるポテンシャルを重ね合わせて並列多円筒の影響を考慮し、さらに、半円筒背面のケーソン直立壁による反射を、逆方向波の重ね合わせで実現する。ポテンシャル接続法は、井島ら^{17),18)}が提案したグリーン公式に基づく解析法を適用する。また、スリット透過壁を流体が通過する時のエネルギー損失に関しては、流速の平方に比例する非線型抵抗を流速に比例する線型抵抗で近似して、ポテンシャル接続法の適用を可能とする。水理実験では、長水路と平面水槽の2種類の水槽を使用し、波浪条件として波高・周期・入射角、構造物の条件として遊水室の深さ・スリット開口率を変化させて、反射率に及ぼす影響を評価する。

第5章では、半円筒スリットケーソンをはじめとする低反射構造物が、防波堤と岸壁に配置された場合、港湾内静穏度はどのように変化するかについて、数値解析と水理実験により検討し、消波構造物を合理的に配置する条件を明らかにする。

第6章では、本研究で得られた成果をまとめて、本論文の結びとする。

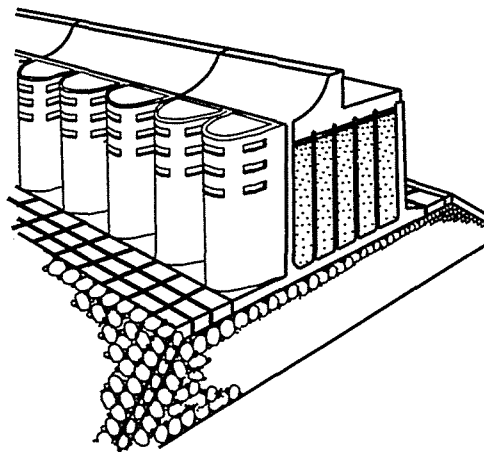


図-1 半円筒スリットケーソン

参考文献

- 1) Rachel L. Carson. (1951): The sea around us (日下実男訳: われらをめぐる海, 早川書房)
- 2) Jarlan G. E. (1961): A perforated vertical wall breakwater, The dock and Harbor Authority, Vol. 41, No. 488, 1961, pp. 349~348
- 3) 谷本勝利・吉本靖俊・滑川伸孝・石丸敬純(1987): 半円形ケーソン堤の水理特性と設計波力, 海岸工学論文集, 第34巻, pp. 551-555.
- 4) 谷本勝利・滑川伸孝・石丸敬純・関本恒浩(1989): 半円形ケーソン堤の水理特性に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告第28巻, 第2号, pp. 3-32.
- 5) 谷本勝利・吉本靖俊・高橋重雄(1985): 大水深波浪制御構造物に関する水工的研究(その1) - 透過性構造(海底設置型)の反射および伝達波特性に関する不規則波実験 -, 港湾技研資料, No516, 39p.
- 6) 谷本勝利・吉本靖俊・岡幸夫(1985): 大水深波浪制御構造物に関する水工的研究(その3) - 波力特性に関する実験 -, 港湾技研資料, No543, 61p.
- 7) 谷本勝利・片岡眞二・原中祐人・鈴木慎也・下迫健一郎・宮崎啓司 (1987): 大水深波浪制御構造物に関する水工的研究(その4) - 二重円筒ケーソン(海底設置型)の水理特性と試設計 -, 港湾技研資料, No600, 21p.
- 8) 永井荘七郎・角野昇八・北浦良樹・榎田操(1978): スリット型防波堤に働く波圧に関する研究, 海岸工学論文集, 第25巻, pp. 311-314.
- 9) 谷本勝利・高橋重雄・北谷高雄(1981): 混成防波堤のマウンド形状による衝撃碎波力の発生と対策について, 港湾技術研究所報告第20巻, 第2号, pp. 3-39
- 10) 高橋重雄・下迫健一郎・佐々木均 (1991): 直立消波ケーソンの部材波力特性と耐波設計法, 港湾技術研究所報告第30巻, 第4号, pp. 3-34.
- 11) Richey, E. P. and C. K. Sollitt (1970): Wave attenuation by porous walled breakwater, Proc. ASCE, Vol. 96, WW 3, pp. 643~663.
- 12) 谷本勝利・吉本靖俊(1982): 直立消波ケーソンの反射率に関する理論および実験的研究, 港湾技術研究所報告第21巻第3号, pp. 43~77.
- 13) Von Karman, Th (1929): The impact on seaplane floats during landing, NACA, TN321.
- 14) 合田良実(1990): 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 333p.
- 15) 高橋重雄・谷本勝利・鈴木倫司 (1983): 直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察, 港湾技術研究所報告, 第22巻, 第4号, pp. 3-31.
- 16) Wagner, H. (1932): Über stoss- und gleitvorgänge an der oberfläche von flüssigkeiten, Zeitschrift für angewandte mathematik und mechanik, Band 12,

Heft 4, pp. 193-215.

17) 井島武士・湯村やす・周 宋仁・吉田明德(1974)：水底および水面付近の任意断面の固定柱状体による波の散乱と波力，土木学会論文報告集，第 228 号， pp. 29-43.

18) 井島武士・吉田明德・湯村やす(1975)：有限水深域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形，土木学会論文集，第 244 号， pp. 91-105.

第2章 半円筒に作用する衝撃碎波圧

2.1 概説

半円筒スリットケーソンは、二つの特徴で碎波衝撃波圧の低減機能を持っているものと期待されている。すなわち、一つは半円筒の形状がもたらす波圧の発生時間の遅延効果であり、もう一つはスリットによる低減効果である。ここでは、まず前者の効果を検討するためにスリットのない半円筒に作用する衝撃波圧について理論的な研究を行う。

構造物に作用する衝撃碎波力の研究は、水面に落下する物体に働く衝撃力を算定した Karman¹⁾の付加質量理論や Wagner²⁾のモデルが基礎となっている場合が多い。Karmanの理論は極めて簡明であり衝撃波力の発生機構も理解しやすく、合田³⁾の理論や高橋ら⁴⁾のモデル等に広く応用されている。しかし、この理論では波圧合力である衝撃力は求まるものの、物体表面の波圧分布を計算することができない。一方 Wagner のモデルは、構造物周辺の流れの詳細な検討が可能であり、物体表面の圧力分布およびその経時変化を求めることができる。構造物の部材設計においては、表面の圧力分布およびその経時変化は重要な情報であり、これを知ることは工学的に大きな意義がある。

Wagner は、流体に突入する物体を流体表面に接している部分と等しい幅の平板に置き換え、その周辺の流れを無限流体中に置かれた平板周辺のポテンシャル流れで近似した。この近似では仮想平板両端部の流速は無窮大となり数学的な特異点となる。これを避けるため Wagner は特異点付近の流れを自由噴流で近似し、Armand と Cointe⁵⁾、Watanabe⁶⁾らは接合漸近展開法を用いる方法を示した。しかし、これらの方法はいずれも複雑であるため、海岸工学分野での応用例は少ない。

ここでは、Karman と Wagner の理論に基づき半円筒に作用する衝撃力を検討した上で、Wagner モデルの数学的な特異点を解消するモデル（楕円モデル）⁷⁾を提案する。そして水理実験の波力測定結果と比較して、この楕円モデルを検証する。

2.2 既往の衝撃圧算定モデル

2.2.1 Karman の付加質量理論

碎波は水深・海底勾配等により形状が変化し、構造物に発生する衝撃碎波圧の大きさは作用する碎波形状により異なる。しかし、どのような碎波が作用する場合でも、構造物前面が突起した形状であれば直立壁と比べ衝撃波力は低減される。このメカニズムは構造物に碎波が衝突する状況を、円柱が水面に衝突する二次元問題に置き換えた上で、Karman の付加質量理論に基づき以下のように説明できる。

Karman は、飛行艇が着水する際に作用する衝撃力を概算するため、二次元楔形物体の落下問題を取り扱った。

物体が流体に突入すると流体は急に運動を開始する。この作用の反作用として物体は流体から力を受ける。運動する流体の質量（物体の得る付加質量）を m とすると、運動量保存則より物体が流体から受ける力 F は、

$$F = \frac{d(mV)}{dt} = m \frac{dV}{dt} + V \frac{dm}{dt} \quad (2.2.1)$$

となる。ここに、 t は時間、 V は物体と水面の衝突速度である。ただし物体の質量が M の場合、 $M \gg m$ であれば V は変化しないと仮定してよいので、(2.2.1) 式の第一項は無視でき、流体力は付加質量 m の時間変化に比例することになる。

物体のきつ水位置での幅が $2b$ の時、Karman は平板が無限流体中で動くときの付加質量を次式で近似した。

$$m = \frac{\rho \pi b^2}{2} \quad (2.2.2)$$

ここで、 ρ は流体の密度である。

これを円柱に適用すると図-2.2.1 のようになり、 b と t は次の関係式で表される。

$$b = \sqrt{R^2 - (R - Vt)^2} \quad (2.2.3)$$

ここに、 R は円柱の半径である。

したがって、単位奥行き幅あたりの円柱に作用する流体力 f_K は、(2.2.3)、(2.2.2) 式を(2.2.1)式に代入して

$$f_K = \rho \pi R (1 - t') V^2 \quad (2.2.4)$$

となる。ここに $t' = t/(R/V)$ である。

Karman の理論によれば、流体力は付加質量の時間変化に比例し、付加質量は物体と水面との接触長さの二乗に比例する。すなわち、接触面の長さが短い時間で拡大することにより衝撃力が発生し、接触面が拡大する速度が遅いほど衝撃力は小さくなる。したがって直立壁は、瞬時に全面が衝突し接触面の拡大速度が無限大となるのに対し、円筒のような物体の場合には衝突時の接触面の拡大速度が有限であるので衝撃力が低減する。

(なお、この理論では直立壁に作用する衝撃力は無限大となってしまうが、Bagnold⁸⁾ や Mitsuyasu⁹⁾ は、構造物と水面との間に巻き込まれる空気の圧縮を考慮し、有限な圧力を与えるモデルを提案している。)

2. 2. 2 Wagner の衝撃圧理論

Karman の付加質量理論によれば、極めて簡明に衝撃力の計算ができるが、波圧合力である衝撃力は求まるものの、物体表面の波圧分布を知ることはできない。波圧分布は構造物の部材設計上重要な情報であり、つぎにこれが算出可能な Wagner のモデルを示す。

Wagner は物体の衝突時に物体表面に沿った流体の Pile-up を考慮した。彼は二次元楔形物体の水面下の部分を Karman と同様に平板で近似したが、きつ水幅として Pile-up した流体の先端位置での物体の幅を用い、無限流体に置かれた平板周辺のポテンシャル流れで近似した。これを円柱に適用すると図-2.2.2 のようになる。

無限流体中の幅 $2b$ の平板の周辺の複素速度ポテンシャルは

$$\omega = iV \sqrt{z^2 - b^2} \quad (2.2.5)$$

で与えられる。ここに、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $z = x + iy$ 、 $\omega = \phi + i\psi$ である (ϕ は速度ポテンシャル、 ψ は流れ関数)。ただし、平板の中心を原点として x 軸は平板の方向、 y 軸は平板と直角で流体と反対方向が正にとってある。

$|x| < b$, $y=0$ では

$$\phi = -V \sqrt{b^2 - x^2}, \quad \psi = 0 \quad (2.2.6)$$

$|x| > b$, $y=0$ では

$$\phi = 0, \quad \psi = V \sqrt{x^2 - b^2} \quad (2.2.7)$$

となる。

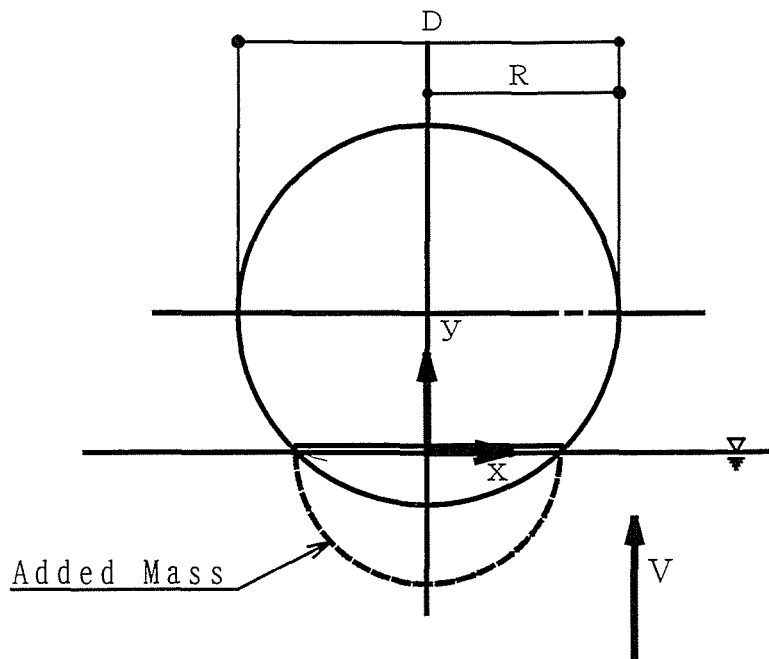


図-2.2.1 Karman の付加質量理論

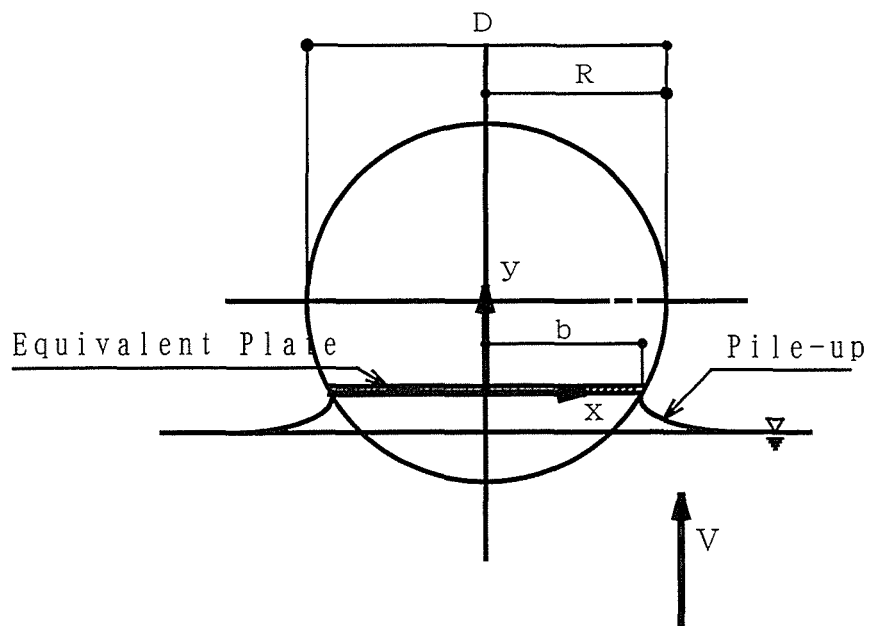


図-2.2.2 Wagner の衝撃圧理論

(2.2.6) 式の速度ポテンシャルを圧力方程式

$$\frac{p}{\rho} = -\frac{\partial\phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial y} \right)^2 \right\} - gy \quad (2.2.8)$$

に代入する。(2.2.8) 式の右辺第3項は無視できるので、仮想平板表面の圧力 p は

$$p = \frac{\rho V^2}{2} \left\{ \frac{2}{\sqrt{1 - (x'/b')^2}} \left(\frac{db'}{dt'} \right) - \frac{(x'/b')^2}{1 - (x'/b')^2} \right\} \quad (2.2.9)$$

となる。ここに、 $x'=x/R$, $b'=b/R$, $t'=t/(R/V)$ であり、 R は円柱の半径である。

円柱に働く衝撃力 f_w は、(2.2.9) 式をきつ水幅全体にわたって積分することにより求めることができる。

$$\begin{aligned} f_w &= 2 \int_0^b p dx = 2R \int_0^{b'} p dx' \\ &= \rho V^2 R \int_0^{b'} \left\{ \frac{2}{\sqrt{1 - (x'/b')^2}} \left(\frac{db'}{dt'} \right) - \frac{(x'/b')^2}{1 - (x'/b')^2} \right\} dx' \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

(2.2.9), (2.2.10) 式の第1項は仮想平板の大きさが拡大する影響を与える項であり、第2項は平板表面の流速により低下する圧力を与える項である。Wagner は第1項の db'/dt' を、Pile-up を考慮して以下のように求めた。

まず、任意の時刻における Pile-up 量は次のように計算される。すなわち、 $x > b$ での y 軸方向の速度 v は

$$v = \frac{\partial\phi}{\partial x} = \frac{V}{\sqrt{1 - (b/x)^2}} \quad (2.2.11)$$

となり、 x 点での $t \sim t+dt$ の間の物体に沿う水位の上昇量は、 $v \cdot dt$ となる。いま物体が流体に突入した時刻を $t=0$ とすれば、時刻が 0 から t までの間に水位は物体に沿って

$$y = \int_0^t \frac{V}{\sqrt{1 - (b/x)^2}} dt = \int_0^x \frac{V}{\sqrt{1 - (b/x)^2}} \left[\frac{dt}{db} \right] db \quad (2.2.12)$$

だけ上昇する。ここに x は時刻 t における仮想平板の先端部の座標である。いま物体の形状を

$$y' = \beta_0 x' + \beta_1 x'^2 + \beta_2 x'^3 + \dots \quad (2.2.13)$$

なる級数で近似する。ここに $y' = y/R$, $x' = x/R$ であり、 R は円柱の半径である。

また β_i , ($i=1, 2, \dots$) は定数である. いま $b' = b/R$ として (2. 2. 12) 式を解くと,

$$\frac{dt'}{db'} = \frac{2}{\pi} \beta_0 + \beta_1 b' + \frac{4}{\pi} \beta_2 (b')^2 + \frac{3}{2} \beta_3 (b')^3 + \frac{16}{3\pi} \beta_4 (b')^4 + \frac{15}{8} \beta_5 (b')^5 \dots \quad (2. 2. 14)$$

となる. このように, 仮想平板表面の圧力 p を算出する (2. 2. 9) 式第 1 項の db'/dt' は, Pile-up を考慮した場合, 物体の形状を (2. 2. 13) 式で近似することにより求められる.

図-2. 2. 3 に円の形状近似関数を示す. 図中の近似式はそれぞれ,

近似式 1

$$y' = x'^3 \quad (2. 2. 15)$$

近似式 2

$$y' = \frac{x'^2}{2} + \frac{x'^4}{8} \quad (2. 2. 16)$$

近似式 3

$$y' = \frac{x'^2}{2} + \frac{x'^4}{8} + \frac{3x'^{14}}{8} \quad (2. 2. 17)$$

である. この 3 式の中で最も円の形状に近い近似式 3 において式 (2. 2. 14) は,

$$\frac{dt'}{db'} = \frac{b'}{2} + \frac{3}{16} b'^3 + \frac{9009}{8192} b'^{13} = \frac{4096 b' + 1536 b'^3 + 9009 b'^{13}}{8192} \quad (2. 2. 18)$$

となり, 式 (2. 2. 9) に代入すれば物体表面の圧力分布が得られる.

このように, 流れを無限流体中の平板周辺のポテンシャル流れで近似すれば, 付加質量理論では求められなかった物体表面の圧力分布およびその経時変化が求められる. しかし, Wagner のモデルは突入する物体を水面に接している幅と等しい平板で近似しているため, 仮想平板端部 ($x' = b'$) の流速が無限大, 圧力は負の無限大となり数学的な特異点が発生する. さらに詳細に言えば, 衝撃圧を求める (2. 2. 9) 式において, $x' = b'$ の時第 1 項は $+\infty$, 第 2 項は $-\infty$ となり, 第 2 項の方が $-\infty$ へ近づく速さが大きいので x' が b' よりわずかに小さい点で p に極大値が現れたのち, $x' = b'$ では圧力が $-\infty$ (負圧) となる. 図-2. 2. 4 に圧力分布式の計算例を示す. 図の縦軸は $\rho V^2/2$, 横軸は円の半径 R で割って正規化してある. 仮想平板端部の特異点に関しては Wagner¹⁰⁾ も指摘しており, この付近の解を自由噴流解で置き換えた取り扱いも示している. また, Armand と Cointe¹¹⁾ および Watanabe¹²⁾ は, 接合漸近展開法を用いる方法を示している. しかし, これらの解はいずれも複雑で使いにくいいため, 海岸工学分野での応用例は少ない. この研究では, Wagner モデルの特異点を解決

する方法として、平板のかわりに楕円で近似するモデルを提案する。

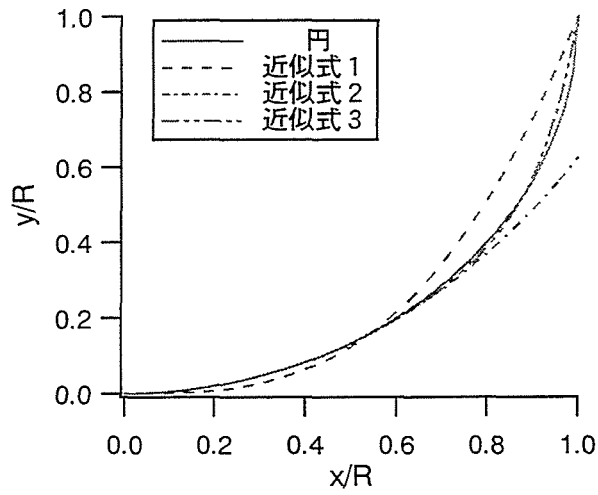


図-2.2.3 円の形状近似関数

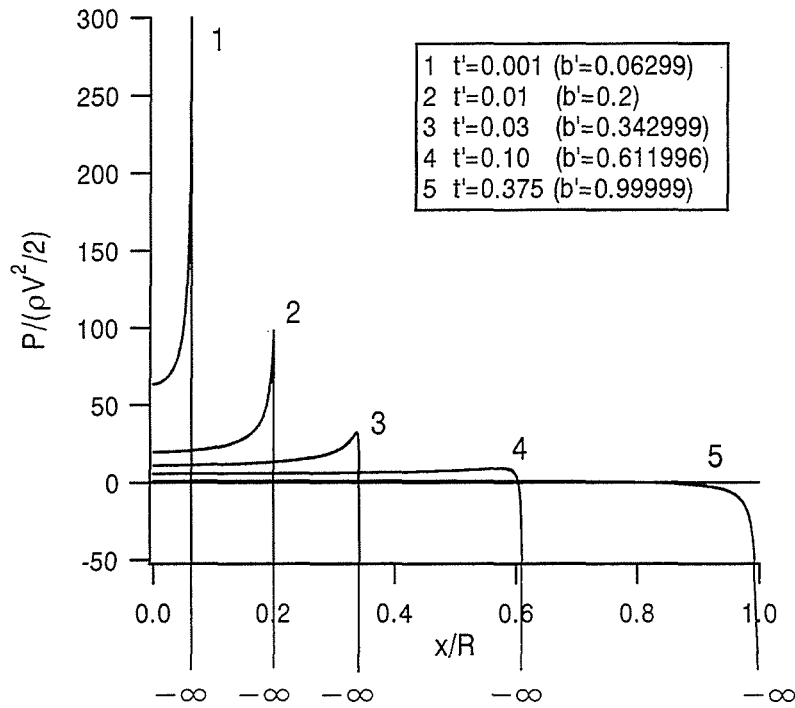


図-2.2.4 円柱表面各点のy方向衝撃圧分布 (Wagner 理論近似式 3)

2. 3 楕円モデルによる衝撃圧算定式

楕円モデルは、流体中に入った半円筒部を平板の代わりに厚みのある楕円で近似して、端部特異点の問題を解決する方法である。

図-2.3.1 の様に、流体中に入った円筒のきつ水線長の半分を長半径、水中に入った部分の深さを短半径とする楕円を考える。衝突速度、時間の定義は図-2.2.1 と同じであり、Pile-up を考慮しない場合、楕円の長半径 A および短半径 B は

$$A = \sqrt{R^2 - (R - Vt)^2}, \quad B = Vt \quad (2.3.1)$$

であたえられる。

この楕円を過ぎる一様流の複素ポテンシャルは、円を過ぎる一様流の複素ポテンシャルを写像することにより求められる。

いま図-2.3.2 に示すように複素平面 ζ ($\zeta = \xi + i\eta$) 上で原点を中心とした半径 R_ζ ($R_\zeta = a/k$; $k < 1$) の円を K_t とする。Joukowski 変換¹³⁾により、この円を z 平面 (物理平面) 上の楕円 P_t に写像する。 K_t の座標を

$$\zeta = R_\zeta e^{i\alpha} \quad (2.3.2)$$

と置くと、 K_t は Joukowski 変換 ($z = \zeta + a^2/\zeta$) により z 平面に

$$z = x + iy = R_\zeta e^{i\alpha} + a^2 e^{-i\alpha} / R_\zeta \quad (2.3.3)$$

と写像される。これにより

$$x = (R_\zeta + a^2/R_\zeta) \cos \alpha, \quad y = (R_\zeta - a^2/R_\zeta) \sin \alpha \quad (2.3.4)$$

となり、 K_t は次式で表される楕円となる。

$$\frac{x^2}{(R_\zeta + a^2/R_\zeta)^2} + \frac{y^2}{(R_\zeta - a^2/R_\zeta)^2} = 1 \quad (2.3.5)$$

これを図-2.3.1 と対応させると、 $A = R_\zeta + a^2/R_\zeta$ 、 $B = R_\zeta - a^2/R_\zeta$ となり、 R_ζ および a は A と B により以下で表される。

$$R_\zeta = (A + B) / 2 \quad (2.3.6)$$

$$a^2 = (A + B)(A - B) / 4 = (A^2 - B^2) / 4 \quad (2.3.7)$$

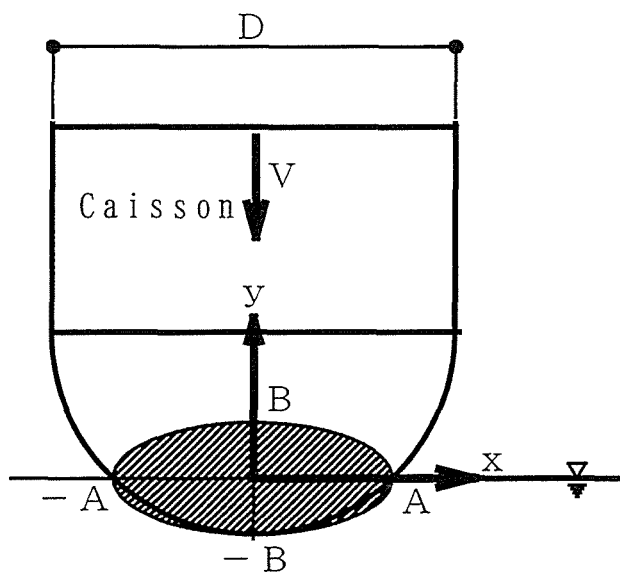


図-2.3.1 楕円モデル

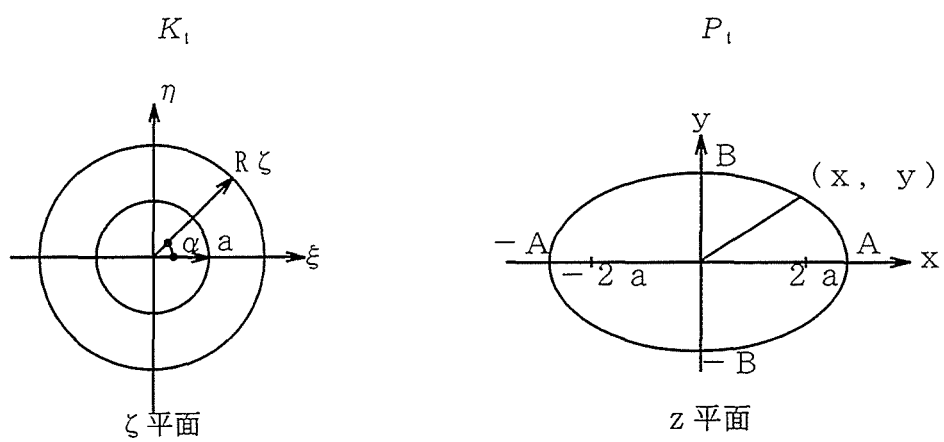


図-2.3.2 Joukowski 変換

一方, ζ 平面で円柱 K_t を過ぎる一様流の複素ポテンシャル ω_ζ は

$$\omega_\zeta = iV (e^{-i\theta} \zeta + R_\zeta^2 e^{i\theta} / \zeta) \quad (2.3.8)$$

で与えられる. ここに θ は ξ 軸と流れのなす角度である. η 軸方向の流れに対しては $\theta = \pi/2$ を代入し

$$\omega_\zeta = iV (-\zeta + R_\zeta^2 / \zeta) \quad (2.3.9)$$

となる. これを Joukowski 変換 ($z = \zeta + a^2 / \zeta$) により z 平面 (物理平面) に写像する. すなわち $x > 0$ の領域に対して

$$\zeta = \frac{z + \sqrt{z^2 - 4a^2}}{2} \quad (2.3.10)$$

を (2.3.9) 式に代入し, z 平面上の楕円 P_t 周りの複素ポテンシャル ω_z を求めると

$$\omega_z = \frac{-iV}{2} \left\{ z + \sqrt{z^2 - 4a^2} - \frac{R_\zeta^2 (z - \sqrt{z^2 - 4a^2})}{a^2} \right\} \quad (2.3.11)$$

となる. これを (2.2.8) 式の圧力方程式に代入すると, 楕円表面に作用する圧力 p が求まる.

$$\frac{p(z_p)}{\rho} = - \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=z_p} - \frac{u^2 + v^2}{2} \quad (2.3.12)$$

ここに, z_p は楕円平面上 ($y < 0$) の点の座標であり, u と v は x 軸および y 軸方向の流体の速度である. 圧力方程式 (2.3.12) 式の第一項は

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=z_p} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial \omega_z}{\partial t} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial \omega_z}{\partial z_p} \frac{dz_p}{dt} \right\} + \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial \omega_z}{\partial a} \frac{da}{dt} \right\} + \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial \omega_z}{\partial R_\zeta} \frac{dR_\zeta}{dt} \right\} \quad (2.3.13)$$

となる. ここに $\operatorname{Re}\{ \}$ は実数をとることを意味する.

(2.3.13) 式の第一項は, (2.3.11) 式より

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial \omega_z}{\partial z_p} \frac{dz_p}{dt} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ -\frac{iV}{2} \left(1 + \frac{z_p}{\sqrt{z_p^2 - 4a^2}} \right) \frac{dz_p}{dt} + \frac{iVR_\zeta^2}{2a^2} \left(1 - \frac{z_p}{\sqrt{z_p^2 - 4a^2}} \right) \frac{dz_p}{dt} \right\} \quad (2.3.14)$$

となる.

ここに

$$\frac{dz_p}{dt} = \frac{u_{p\zeta} + iv_{p\zeta}}{1 - (a/R_\zeta)^2 (\cos 2\alpha + i \sin 2\alpha)} \quad (2.3.15)$$

$$u_{p\zeta} = (dR_\zeta/dt) \cos \alpha, \quad v_{p\zeta} = (dR_\zeta/dt) \sin \alpha \quad (2.3.16)$$

である。

第二項は、式(2.3.11)より

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial \omega_z}{\partial a} \frac{da}{dt} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{2iVa}{\sqrt{z_p^2 - 4a^2}} \frac{da}{dt} + \frac{2iVR_\zeta^2}{a\sqrt{z_p^2 - 4a^2}} \frac{da}{dt} - \frac{iVR_\zeta^2 (z_p - \sqrt{z_p^2 - 4a^2})}{a^3} \frac{da}{dt} \right\} \quad (2.3.17)$$

であり、第三項も式(2.3.11)より

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial \omega_z}{\partial R_\zeta} \frac{dR_\zeta}{dt} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{iVR_\zeta (z_p - \sqrt{z_p^2 - 4a^2})}{a^2} \frac{dR_\zeta}{dt} \right\} \quad (2.3.18)$$

となる。ここで、(2.3.1)、(2.3.7) 式より

$$a^2 = \frac{A^2 - B^2}{4} = \frac{R^2 - (R - Vt)^2 - V^2 t^2}{4} = \frac{RVt - V^2 t^2}{2} \quad (2.3.19)$$

であり、

$$\frac{da}{dt} = \frac{RV - 2V^2 t}{4a} \quad (2.3.20)$$

となる。

また、(2.3.1)、(2.3.6) 式より、

$$R_\zeta = \frac{A + B}{2} = \frac{\sqrt{R^2 - (R - Vt)^2} + Vt}{2} \quad (2.3.21)$$

であり、

$$\frac{dR_\zeta}{dt} = \frac{V(R - Vt)}{2\sqrt{R^2 - (R - Vt)^2}} + \frac{V}{2} \quad (2.3.22)$$

となる。

圧力方程式 (2.3.12) 式第二項は、

$$\frac{u^2 + v^2}{2} = \frac{(u - iv)(u + iv)}{2} = \frac{(u - iv)\overline{(u - iv)}}{2} \quad (2.3.23)$$

であり、ここで

$$u - iv = \frac{d\omega_z}{dz} = \frac{d\omega_\zeta}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} = \frac{d\omega_\zeta}{d\zeta} \Big/ \frac{dz}{d\zeta}$$

より

$$u - iv = iV \left(-1 - \frac{R_\zeta^2}{\zeta^2} \right) \Big/ \left(1 - \frac{a^2}{\zeta^2} \right) = -iV \frac{(1 + R_\zeta^2/\zeta^2)}{(1 - a^2/\zeta^2)}$$

となり、これに (2.3.2) 式 $\zeta = R_\zeta e^{i\alpha}$ を代入すると

$$u - iv = -iV \frac{1 + e^{-2i\alpha}}{1 - \frac{a^2}{R_\zeta^2} e^{-2i\alpha}} = -iV \frac{e^{-i\alpha}(e^{i\alpha} + e^{-i\alpha})}{1 - \frac{a^2}{R_\zeta^2} e^{-2i\alpha}} = -iV \frac{e^{-i\alpha} 2\cos\alpha}{1 - \frac{a^2}{R_\zeta^2} e^{-2i\alpha}} \quad (2.3.24)$$

となる。したがって、圧力方程式 (2.3.12) 式第二項は

$$\begin{aligned} \frac{u^2 + v^2}{2} &= \frac{1}{2} \left(-iV \frac{e^{-i\alpha} 2\cos\alpha}{1 - \frac{a^2}{R_\zeta^2} e^{-2i\alpha}} \right) \left(iV \frac{e^{i\alpha} 2\cos\alpha}{1 - \frac{a^2}{R_\zeta^2} e^{2i\alpha}} \right) = \frac{2V^2 \cos^2\alpha}{1 - \frac{a^2}{R_\zeta^2} (e^{2i\alpha} + e^{-2i\alpha}) + \frac{a^4}{R_\zeta^4}} \\ &= \frac{2V^2 \cos^2\alpha}{1 - 2(a/R_\zeta)^2 \cos 2\alpha + (a/R_\zeta)^4} \end{aligned}$$

となる。 (2.3.25)

このように (2.3.1) ~ (2.3.25) 式により、半円筒表面に作用する衝撃圧が求められる。すなわち、(2.3.1), (2.3.6), (2.3.7) 式により半円筒水没部の仮想楕円形状が時間 t の関数で表され、(2.3.13) ~ (2.3.22) 式で、圧力方程式 (2.3.12) の第一項 (速度ポテンシャルの時間微分項)、(2.3.25) 式で第二項 (速度項) が計算できる。

図-2.3.3 に、半円筒水没部の仮想楕円柱表面に作用する圧力 p の計算例を示す。この圧力分布は Wagner モデルの図-2.2.4 に対応するものであり、両図の縦軸は $p/(\rho V^2/2)$ の正規化した圧力を用いている。

図-2.2.4 の Wagner モデルでは、仮想平板端部の圧力が $-\infty$ に発散する特異点になっていたが、図-2.3.3 の楕円モデルでは、仮想楕円端部の圧力はマイナスの値ではあるが有限値 (丸印) であり、特異点は解消している。ここで、Wagner の圧力は図-2.2.2 の y 軸方向の圧力であるが、楕円モデルでは楕円表面法線方向圧力である。

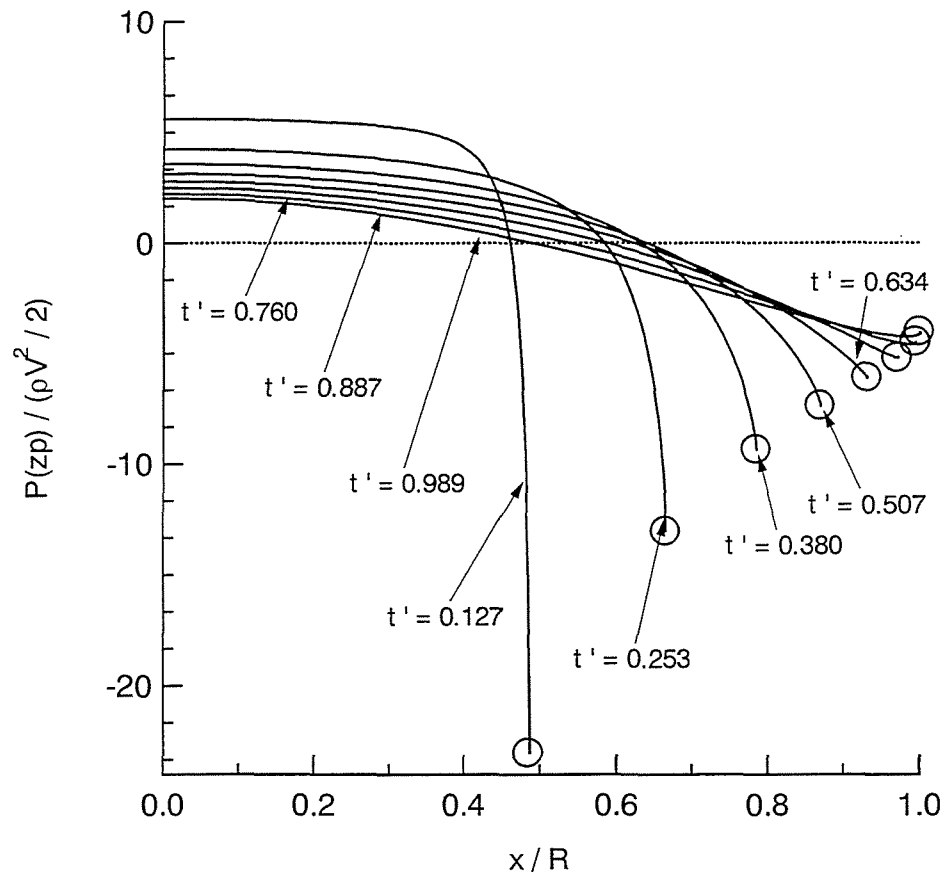


図-2.3.3 円柱表面各点の衝撃圧分布 (楕円モデル)

2. 4 楕円モデルの検証

ここでは、2.3 で述べた楕円モデルを水理実験結果と比較することのより、モデルの妥当性を検証する。

2. 4. 1 水理実験

実験は、長さ29m、幅0.5m、高さ0.75mの二次元水槽の一部を用い、1/80の縮尺で行った。斜面勾配1/2の鋼製マウンド上に、図-2.4.1に示す塩ビ製のスリットのない半円筒模型を設置した。模型の設置水深は25cm（以下深海域実験と呼ぶ）と10cm（以下浅海域実験と呼ぶ）の2ケースとし、静水面を中心とした幅5cmの半円筒測定部全域に作用する水平方向波力を測定した。なお、衝撃力測定実験の詳細に関しては、スリット付き半円筒・直立壁ケーソンを含めた形で第3章において述べる。

深海域実験においては周期1.3s、波高27cm、浅海域実験においては周期1.2s、波高24cmとした場合に、図-2.4.2に示すような衝撃波力が測定されたので、これを実験波として模型に10回作用させ波力を測定した。深海域実験においては、傾斜した波の前面に発生したSurface-rollerが衝突する時に衝撃力が生じ、浅海域では、ほぼ垂直に切り立った波面が衝突する時に衝撃力が発生した。力の大きさは、浅海域のものの方が大きかった。

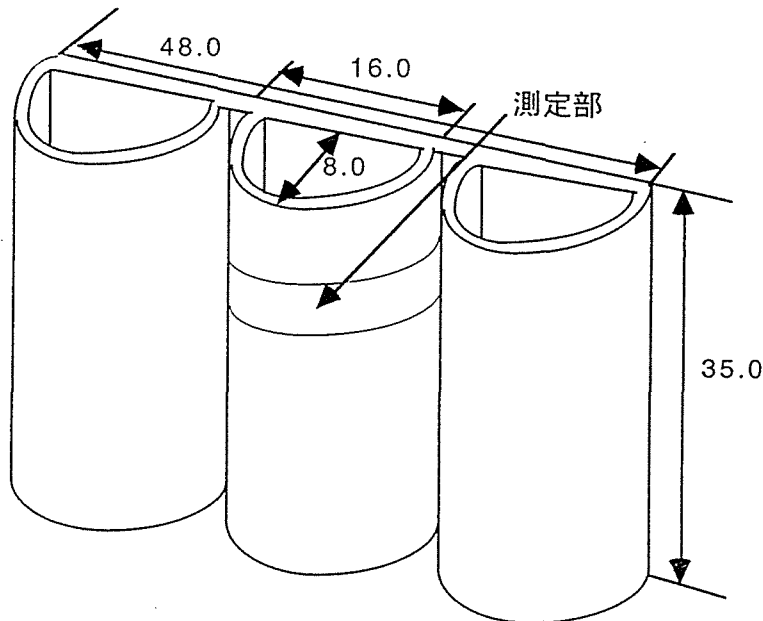


図-2.4.1 半円筒不透過壁ケーソン模型

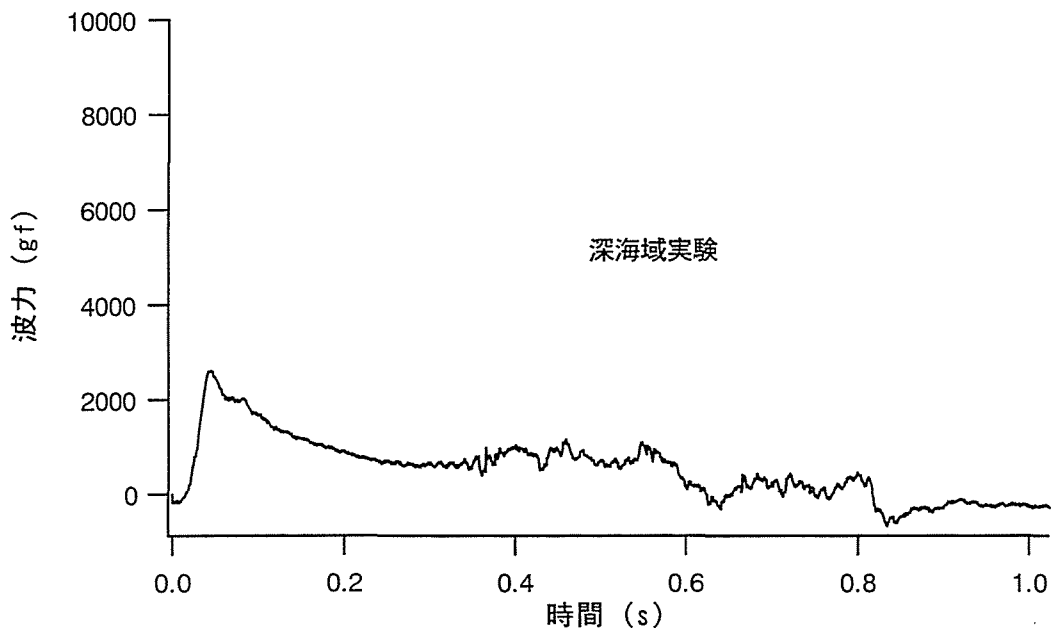
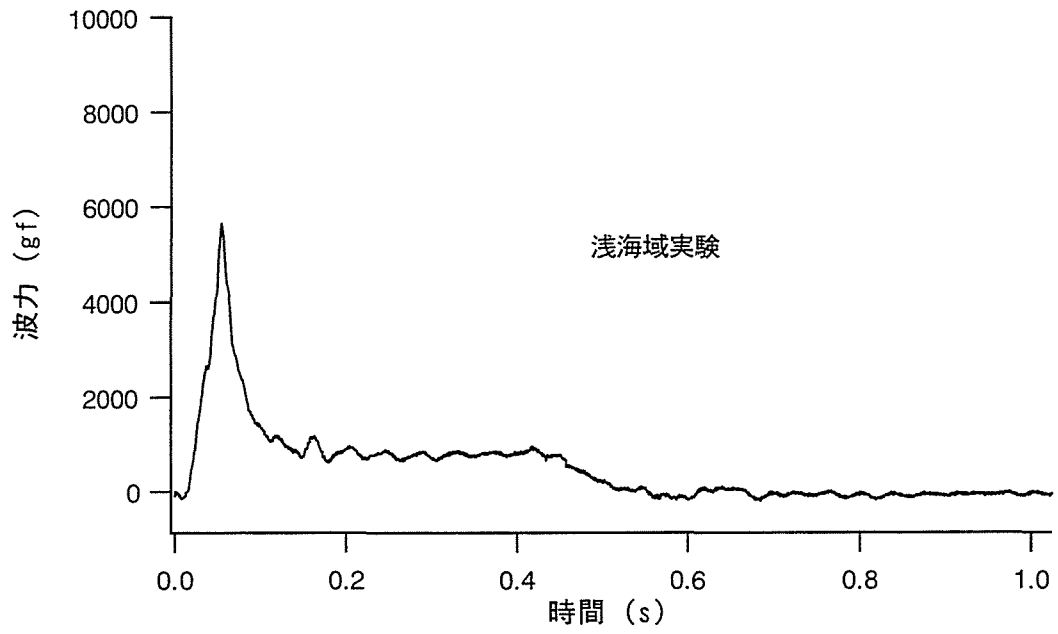


図-2.4.2 波力の時間変化測定例

2. 4. 2 半円筒測定部に作用する衝撃碎波力の計算

半円筒の測定部に作用する波力は、図-2.4.3 に示すように波の前面が傾斜角 β で作用すると考えて、以下の手順で算出した。

楕円モデルによる、円柱の単位高さあたりに作用する衝撃力の水平方向成分（図-2.4.3 の y 軸方向成分） f_e は次式で算出される。

$$f_e(t) = \int_{z_p} p(z_p) \sin \gamma dz_p \quad (2.4.1)$$

z_p は楕円平面上 ($y < 0$) の点の座標であり、 $p(z_p)$ は (2.3.12) 式で与えられる圧力、 γ は楕円表面と y 軸とのなす角度である。ケーソンに衝突する波の作用開始時刻は z 方向にわずかつつ遅れる。波力測定部の下端を $z=0$ とし、この点に波が到達する時刻を $t=0$ とすれば、 z 点における波の作用開始時刻は $t=(z \tan \beta)/V$ となる。これを $t(z)$ と表すと、静水面付近の z 軸方向幅 Z_u の区間に作用する y 方向波力の時間変化 $F(t)$ は、単位高さあたりの円筒に作用する波圧合力 f_e [(2.4.1) 式 f_e] を積分することにより次式で求まる。

$$F(t) = \int_0^{Z_u} f_e \{t - t(z)\} dz \quad (2.4.2)$$

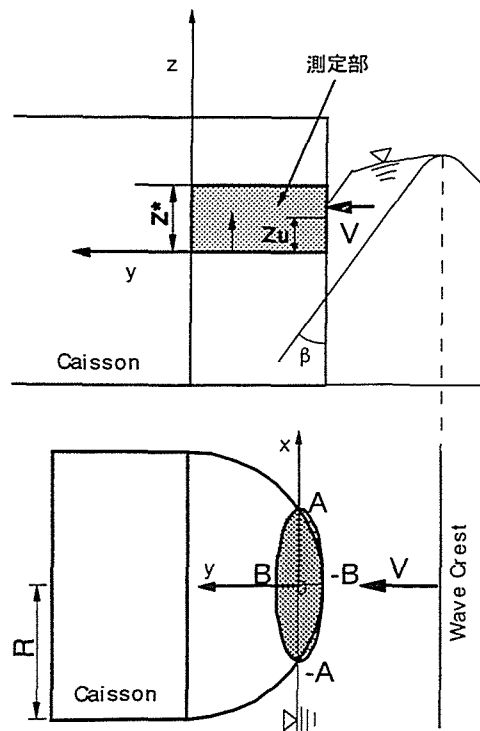


図-2.4.3 楕円モデルによる波圧合力の算定法

2. 4. 3 計算値と実験値との比較

(1) 計算条件

ケーソンの静水面を中心とした幅 5cm の測定部(図-2. 4. 3, $Z_* = 5\text{cm}$)に作用する波力の時間変化の理論値を図-2. 4. 4 に示す ($Z_0 \geq Z_*$ の時 (2. 4. 2) 式の積分の上限は Z_* となる)。ここでは半円に沿う流体の pile up は考慮していない。図中の破線は、浅海域と深海域の実験で測定した不透過半円筒に働く波力ピーク値の高さを示したものである。それぞれ 10 回の測定値の平均値であるが、個々の測定値の分布については、第 3 章の図-3. 2. 10 (p. 39) に示した。

深海域の計算では、波とケーソンとの衝突速度として波の周期より計算した波速 (203cm/s) を用いた。また浅海域では、衝突速度は深海波の波速より速いことが実験より確認されたので、高速ビデオより測定した波速 (212cm/s) を用いた。波面とケーソンとの衝突角度 β に関しては、高速ビデオにおいても波の崩れが激しく正確な値を決められなかったので、浅海域においては $\beta = 0^\circ \sim 5^\circ$ 、深海域においては $\beta = 35^\circ \sim 45^\circ$ の範囲でパラメーターとして変化させ計算した。その結果、波力のピーク値に関しては、浅海域においては $\beta = 0^\circ$ 、深海域においては $\beta = 40^\circ$ の時に計算値と実験値がほぼ同等になった。これらの β の値は深海域と浅海域における衝突波面の形状の違いをおおよそ示すものであった。

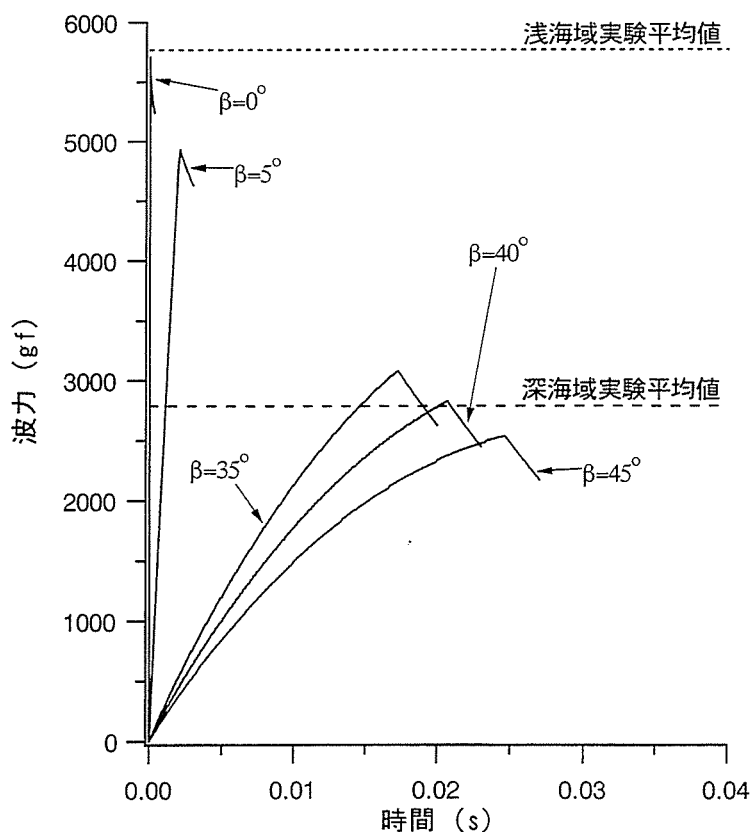


図-2. 4. 4 楕円モデルによる衝撃力時間変化と実験値

(2) 深海域における衝撃碎波圧

衝撃碎波圧は、波が浅水変形して波面がほぼ垂直に切り立った状態で構造物と衝突するときに発生する事が知られている¹⁴⁾。今回深海域と称した $h/L_0=0.095$ (h はマウンドの天端水深, L_0 は深海波長) の場合でも、傾斜した波面前面に生じる Surface-roller の衝突により衝撃圧が発生することが実験で確認された。半円筒消波ケーソンは、設置水深が大きくなるほど経済的に優位になる。したがって、深海域における Surface-roller による衝撃圧は浅海域のものより小さいが、この算定は半円筒消波ケーソンの特性を把握する上で重要な意味を持つ。

2.4.2 の図-2.4.4 に示したように、深海域実験の波力のピークは、楕円モデルによる波面傾斜角度 $\beta=40^\circ$ の計算値とほぼ同じであった。図-2.4.5 に楕円モデルにおいて $\beta=40^\circ$ とした衝撃力の計算結果と、深海域実験で測定された波力の経時変化を示した。この図によれば、楕円モデルは波力ピーク値のみならず、衝突開始からピークに達するまでの立ち上がり時間に関しても実験値とほぼ一致している。このように、大きな水深における傾斜波面前面の Surface-roller の衝突による衝撃力のピーク値および立ち上がり時間の算定において、楕円モデルは有効なモデルである。なお、実際の半円筒消波ケーソンは半円筒が防波堤方向に連続しているのに対し、算定モデルでは単一の円柱しか考えていない。したがって、算定モデルでは左右の隣接した円筒が中央部の円筒に与える影響は考慮されていない。すなわち、 $t=R/V$ より後では衝突波面の先端が半円筒後方のケーソン鉛直部に達し、流体はこれ以後鉛直方向に運動を変えるが、算定モデルではこの運動が考慮されていない。実験では、波圧測定装置を取り付けた半円筒の左右両側に一つづつ半円筒を設け測定した。その結果、波前面がケーソン鉛直部に達する前に波圧のピークが発生し、波が基部に達した時点では波圧は減少し始めていることが確認された。したがって、波圧のピーク発生時まではこのモデルは適用可能であり、それ以後は適用範囲外であると考えられる。図-2.4.5 においてもピーク値以降の波力の経時変化は、測定値と計算値とは異なった傾向を示している。

(3) 浅海域における衝撃碎波圧

ほぼ垂直に切り立った波前面の衝突により衝撃力が発生する浅海域においては、その波面形状から算定モデルの β は 0° 近傍であると推定できる。 $\beta=0^\circ$ における波力ピークの計算値には、立ち上がり時間は存在せず衝突の瞬間に最大の衝撃力が発生する(図-2.4.4)。図-2.4.6 に $\beta=0^\circ$ の計算値と浅海域実験の測定値とを示す。同図に示すように、波力ピーク値に関しては二つのモデルの計算値と実験値はほぼ一致しているが、立ち上がり時間は一致しない。谷本ら¹⁵⁾の研究においても計算結果に現れない立ち上がり時間が測定実験において認められており、 $\beta=0^\circ$ 近傍の衝撃碎波圧の立ち上がり時間に関しては測定方法および算定モデルとも今後の課題である。

(4) 半円筒部の半径

半円筒部の効果についてはここまでの検討で明らかにすることが出来たが、半円筒の半径 R としてどの程度のものを使えば効果的であるという点はまだ明らかに出来ていない。ここでは半円筒の有効サイズについて考察する。

過去の多くの研究でも指摘されているとおり、衝撃波圧はほぼ三角形で近似できるようなものである^{16), 17)}。これらの研究では、衝撃波圧の作用開始からピークに達するまでの時間は、研究により幾分差があるものの、いずれも $1/100 \sim 4/100 \text{sec}$ 程度である。すなわち、流体塊が作用してそれが衝撃的な力として構造物に作用するには、構造物のスケールに関わりなくこの程度の時間が必要であると考えられる。この点をふまえて有効な半円筒径について考察すると次のようである。すなわち、半円筒の半径を波長に比して非常に小さくすると、上の時間内で波は半円筒部の基部に達してしまうため波圧は鉛直面に作用した場合と差がなくなる。したがって半円筒部が有効に機能しない。一方、半径を波長に比して非常に大きくした場合、上の時間程度では流体中に浸っている部分が先端部のほぼ平面に近い部分にとどまるため、やはり半円筒部が有効に機能しない。半円筒が有効に機能するためには上の時間で全体の $1/3 \sim 1/2$ の部分が浸る状態になることが必要であると考えられる。すなわち、 R は波速を C として

$$C/100 < R/3 \sim R/2 < 4C/100 \quad (2.4.3)$$

となるように選ぶことが望ましい。

今回の実験波 (1/80 スケール) と同程度の $C=200 \text{cm/sec}$ の場合、有効な半径 R は、

$$4 \sim 6 < R < 16 \sim 24 \quad (\text{cm})$$

となる。ただし、浅海部では碎波先端部の水粒子速度は波速の 20% 程度大きくなることもある。この場合には水粒子速度の最大値を用いる方がよい。

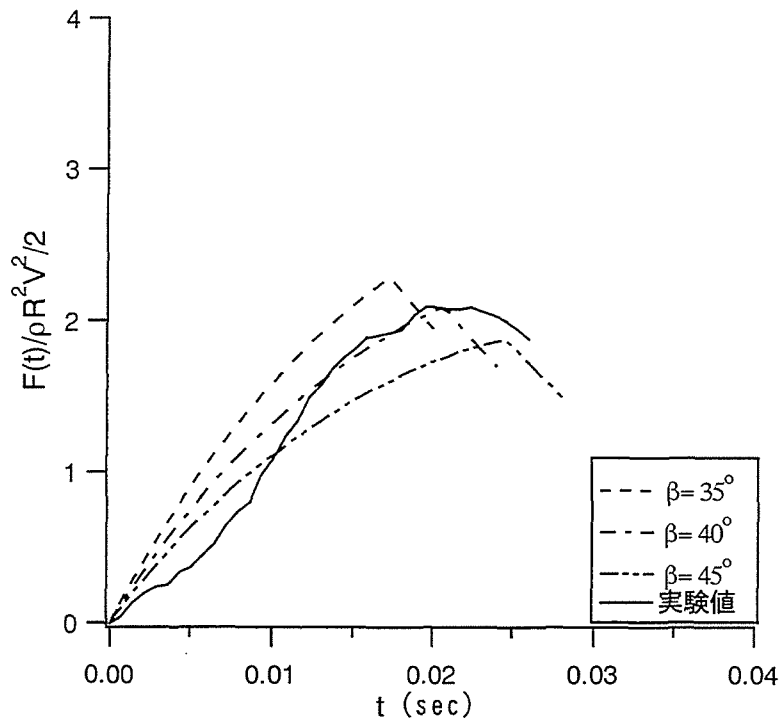


図-2.4.5 衝撃力計算値と深海域実験の測定値

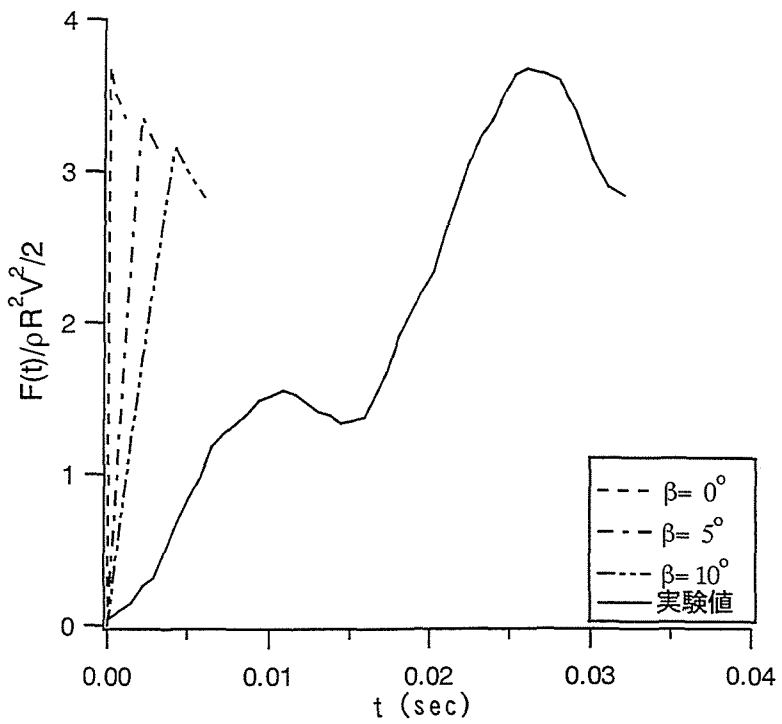


図-2.4.6 衝撃力計算値と浅海域実験の測定値

2. 5 結語

本章では、半円筒消波ケーソンの構造的な特徴である半円筒形状の前面壁に着目し、スリットのない半円筒不透過壁に作用する衝撃波圧の理論研究を行った。構造物に作用する衝撃砕波力の研究は、水面に落下する物体に働く衝撃力を算定した Karman の付加質量理論や Wagner のモデルが基礎となっている場合が多い。本研究も彼らの方法を参考に進め、半円筒による波圧低減メカニズムを明らかにした。また、Wagner のモデルは構造物周辺の流れの詳細な検討が可能であり、物体表面の圧力分布およびその経時変化を求めることができるが、突入する物体を水面に接している幅と等しい平板で近似しているため、仮想平板端部が数学的な特異点になる。この研究では、Wagner モデルの特異点を解決する方法として、平板のかわりに楕円で近似するモデルを提案した。この章で得られた主な結果は次の通りである。

- (1) Karman の付加質量理論、Wagner のモデル、本研究の楕円モデル、いずれの衝撃力算定式においても、衝突する物体と水面との接触面が短い時間で拡大することにより衝撃力が発生し、接触面が拡大する速度が遅いほど衝撃力は小さくなることわかる。したがって、半円筒は直立壁と比べ、衝突時の接触面の拡大速度が遅くなることにより衝撃力が低減される。
- (2) 楕円モデルは、物体表面に発生する衝撃圧力の分布と経時変化を求めることができるモデルであり、なおかつ数学的特異点は発生しない。特に大きな水深において、波面前面の Surface-roller が衝突する時に発生する衝撃波圧の算定に有効である。

参考文献

- 1) Von Karman, Th(1929): The impact on seaplane floats during landing, NACA, TN321.
- 2) Wagner, H. (1932): Uber stoss-und gleitvorgange ander oberflache von flussigkeiten, Zeitschrift fur angewandte mathematik und mechanik, Band 12, Heft 4, pp. 193-215.
- 3) 合田良実(1990) : 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 333p.
- 4) 高橋重雄・谷本勝利・鈴木倫司 (1983) : 直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察, 港湾技術研究所報告, 第22巻, 第4号, pp. 3-31.
- 5) Armand, J. L. and R. Cointe(1986) : たとえば高木・新井, 船舶・海洋構造物の耐波理論, 成山堂, 1996, pp. 837-906.
- 6) Watanabe, I. (1986) : たとえば高木・新井, 船舶・海洋構造物の耐波理論, 成山堂, 1996, PP. 837-PP. 906.
- 7) 木村 晃・多田二三男・松見吉晴(1997) : 大きな水深に設置された構造物に作用する碎波衝撃圧について, 海岸工学論文集 第44巻, pp. 781-785
- 8) Bagnold, R. A. (1939) : Internal report of wave pressure research, Jour. of Institute of Civil Engineers, Vol. 12, pp. 210-226.
- 9) Mituyasu, H. (1966) : Shock pressure of breaking wave, Proc. of 10th International Conference on Coastal Engineering, pp. 268-283.
- 10) 前出の2)
- 11) 前出の5)
- 12) 前出の6)
- 13) 今井 功 : 流体力学, 前編, 裳華房.
- 14) 前出の4)
- 15) 谷本勝利・高橋重雄・金子忠男・塩田啓介・小藏絃一郎(1986) : 円柱に働く衝撃碎波力に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第25巻, 第2号, pp. 29-87.
- 16) 前出の4)
- 17) 下迫健一郎・高橋重雄(1994) : 混成防波堤の期待滑動量の計算法, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 756-760.

第3章 半円筒スリット透過壁の衝撃砕波圧低減特性

3. 1 概説

第2章では、不透過半円筒ケーソンの衝撃砕波圧低減メカニズムを理論的に明らかにするとともに、衝撃圧算定モデルとして提案した楕円モデルの妥当性を示した。この章では、スリットの入った半円筒消波ケーソンの衝撃砕波圧低減特性を、理論・実験の両面より検討する。

実験では、開口率を変化させた3種類の半円筒スリット付ケーソンと、スリットのない半円筒不透過ケーソンおよび直立ケーソンの合計5種類の模型に作用する衝撃波圧を測定する。衝撃波圧としては静水面における波圧合力を測定し、衝撃波圧の半円筒の形状による低減効果およびスリット透過壁とその背面の遊水室による低減効果を定量的に把握する。

次に、湧き出し分布法を用いた数値シミュレーションを行い、半円筒ケーソンの表面に開けたスリットによる衝撃低減効果について検討する。さらに、スリット壁通過流体の運動量が背後のケーソン表面に達する伝達過程を考慮した運動量解析を行い、スリット開口率とケーソンに作用する衝撃波の波圧合力との関係を明らかにする。

3. 2 水理実験

3. 2. 1 実験装置および消波ケーソン模型

実験は鳥取大学工学部の長さ29m、幅0.5m、高さ0.75mの二次元水槽の一部を用いておこなった。この水槽の一端には電気油圧式不規則造波装置が備えられている。造波板はピストンタイプで、駆動信号は、パーソナルコンピュータPC-9801（NEC製）で計算し、A/Dコンバータを通じて出力する。

設置水深20mを想定したプロトタイプの1/80のモデル実験（以下深海域実験と呼ぶ）では、造波板から4.2mの位置より勾配1/50のスロープを設置し、スロープの先端から3mの位置より法面勾配1/2の鋼製マウンドを置き、マウンド前法肩部より20cmの位置（ケーソン直立壁設置位置）にアクリル製のケーソン模型を設置した。また、ケーソンの沖側5.8mには容量式波高計を設置し、沖波波高を測定した。波高計設置部の水深は58.5cmであり、マウンド上水深は25cmである。（図-3.2.1）

一方、設置水深8mを想定した実験（以下浅海域実験と呼ぶ）では、造波板から16.9mの位置より勾配1/30のスロープを設置し、その上に法面勾配1/2の鋼製マウンドを置き、ケーソン模型を設置した。また、波高計はケーソンの沖側6.0mに設置し、波高計設置部の水深は52cmであり、マウンド上水深は10cmである。（図-3.2.2）

ここで深海と称しているのは、 $h/L_0=0.095$ (h はマウンドの天端水深、 L_0 は周期 T より計算した深海波長 $L_0=1.56 T^2$) の場合であり、浅海と称しているのは $h/L_0=0.044$ のケースのもので相対的な呼称である。

模型は、図-3.2.3に示す様な、半円筒状の透過壁開口率 45%、30%、15%の3種類のスリット付ケーソンと、スリット開口部のない半円筒不透過ケーソン、および半円筒のない通常の直立壁ケーソンの計5タイプを用意した。模型には、静水面を中心とした5cm幅の波力を測定する波力測定装置を取り付けた。この波力測定装置は歪みゲージを使用して、測定部を支える板バネに生じる歪みを測定することにより、水平方向の波力を算定する方式のものである。なお、測定系の固有振動成分は谷本ら¹⁾の方法で取り除いた。表-3.2.1に各模型別の波力測定装置の固有振動数、また図-3.2.4に固有振動成分除去前の波力時間波形と除去後の波力時間波形を示した。

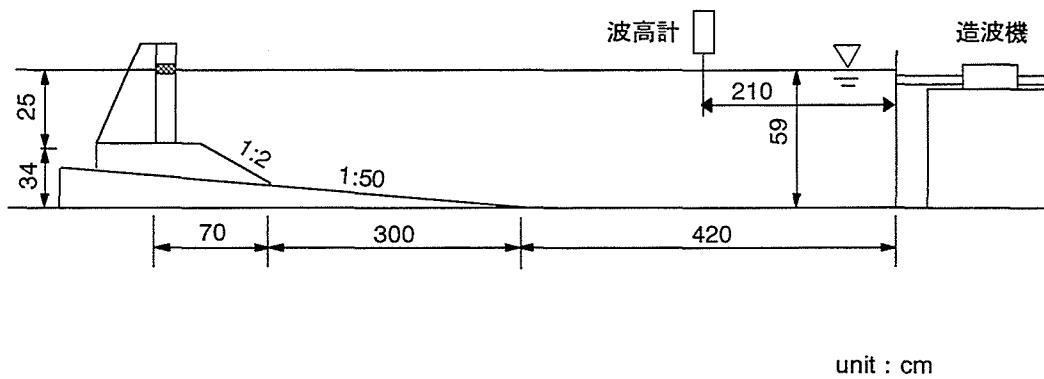


図-3.2.1 深海域実験装置

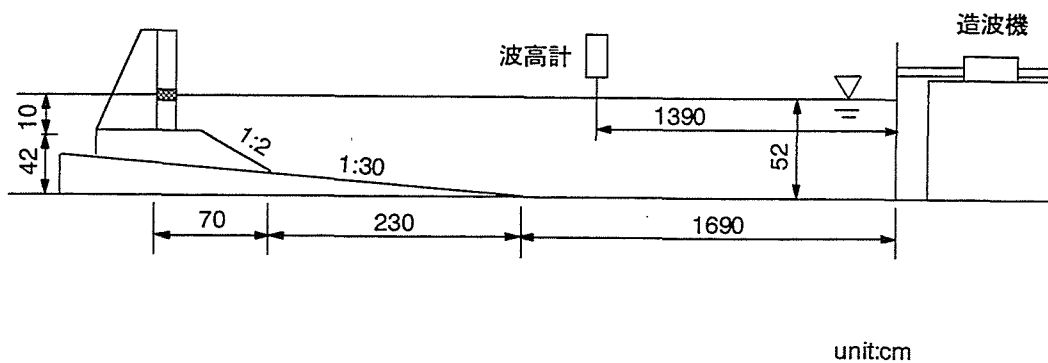
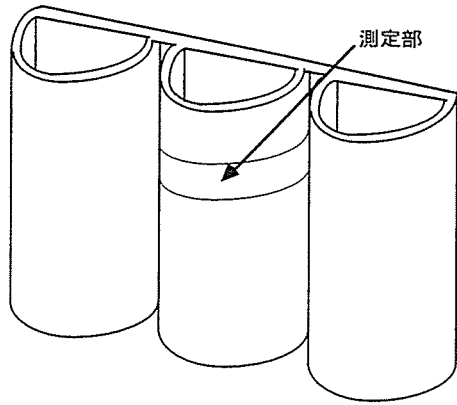
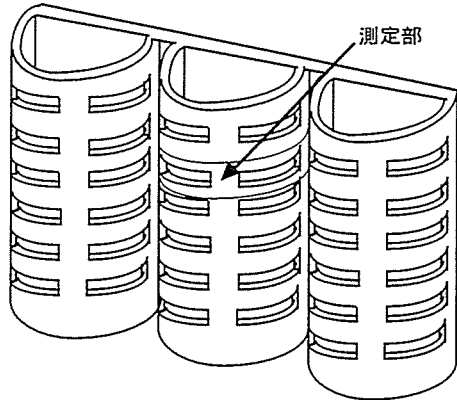


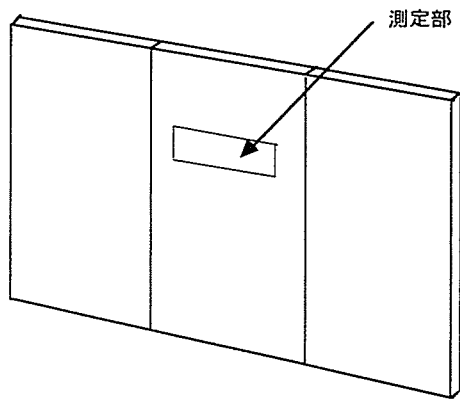
図-3.2.2 浅海域実験装置



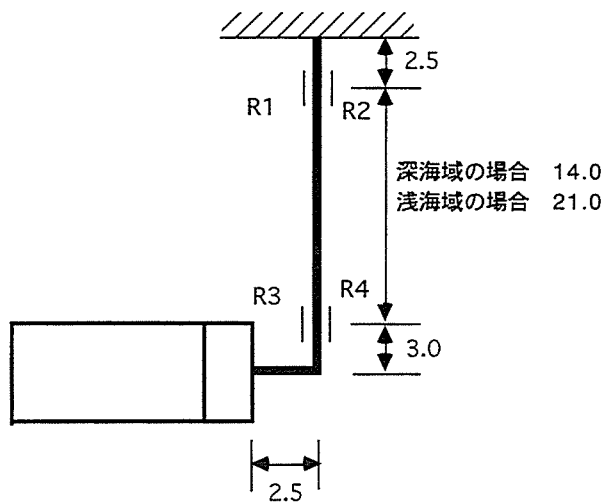
(a) 半円筒型不透過壁ケーソン



(b) 半円筒型スリット付ケーソン



(c) 鉛直壁型ケーソン



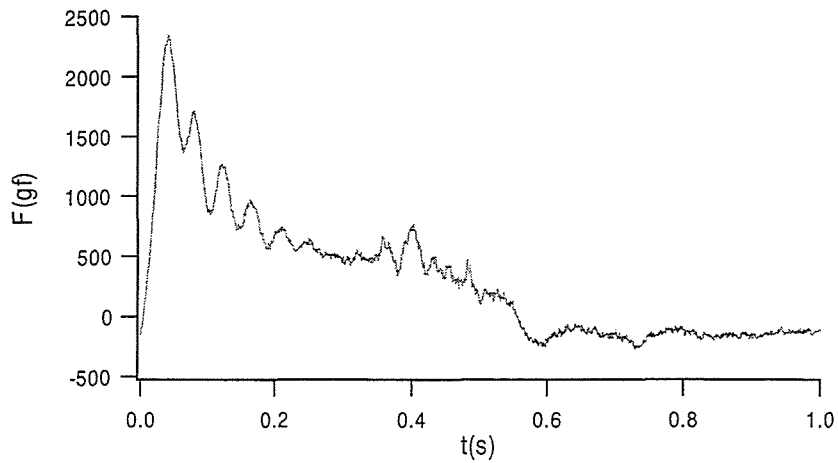
波力測定装置

unit : cm

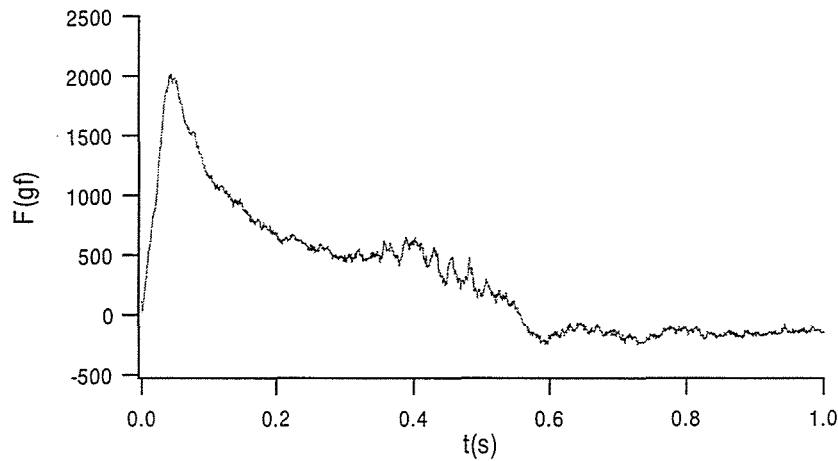
図-3.2.3 ケーソン模型

表-3. 2. 1 波力測定装置の固有振動数

ケーソンの形状	減衰定数		固有振動数(Hz)	
	深海域	浅海域	深海域	浅海域
半円筒不透過壁	0.0643	0.0566	39.1	23.4
スリット15%	0.0611	0.0652	41.0	23.4
スリット30%	0.0540	0.0450	41.0	23.4
スリット45%	0.0768	0.0485	43.0	23.3
直立壁型	0.0544	0.0724	46.9	23.3



(固有振動数除去前)



(固有振動数除去後)

図-3. 2. 4 波力時間波形の補正

3. 2. 2 実験結果

(1) 碎波形状

一様水深の実験（特に深海域の条件）では堤前面で碎波を起こさせることは難しい。このため、造波板を静止の状態から規則的に駆動させたときに発生する過渡状態の波を用い、ケーソンの手前で碎波が起こるように周期・波高を変化させて、碎波状態が発生する条件を試行錯誤法で探した。結果的に衝撃波圧が生じたのは、深海域実験において周期 1.3s、波高 27cm(規則波)とした場合のものであった。このケースでは崩れ波型の碎波が発生し、波面前面に発生する Surface-roller がケーソンと衝突することによって衝撃的な波圧が発生した。浅海域実験においては周期 1.2s、波高 24cm(規則波)の条件で、ほぼ鉛直となった波前面がケーソンに衝突するときに大きな衝撃波圧が発生した。この 2 つの波を実験波として 5 種類のケーソン模型に作用させ、各 10 回ずつ測定を行った。

(2) 波力の時間波形

各ケーソンの、静水面を中心とする上下 5cm、左右 16cm（投影面積 80cm²）の範囲に作用した水平方向波力の時間変化測定例を、図-3.2.5～3.2.9 に示す。

(3) 波力ピーク値

深海域と浅海域における、ケーソンのタイプ別波力ピーク値（衝撃碎波力）を、図-3.2.10 に示す。このピーク値は、各タイプに作用させた 10 波の波力ピーク値で、比較のために直立壁ケーソンの場合の結果を開口率 100%の縦軸上にプロットした。図中で白ぬきの記号は、各タイプの波力ピーク値の平均値である。図からわかるように、浅海域の衝撃力の方が平均して深海域の 1.5 から 2.7 倍となっている。また、深海域実験の場合にはスリットによる波圧低減効果はあまり認められなかったものの、半円筒の形状効果により、開口率 0～45%のいずれの半円筒消波ケーソンにおいても、作用波力のピーク値が直立ケーソンのピーク値に比して約 20%低減している。一方、浅海域ではスリットの効果は顕著であり、直立壁に比してスリットのない不透過半円筒タイプの波圧ピーク値の低減率が約 40%であったのに対し、スリット開口率 30%のタイプでは直立壁に比してピーク値が約 55%低減した。この深海域と浅海域の 2 種類の実験により、半円筒ケーソンは半円筒の形状による効果およびスリット透過壁とその背面の遊水室による効果の相乗効果により波力を大幅に低減できること、この効果は波力が強いほど大きくなること等が明らかになった。

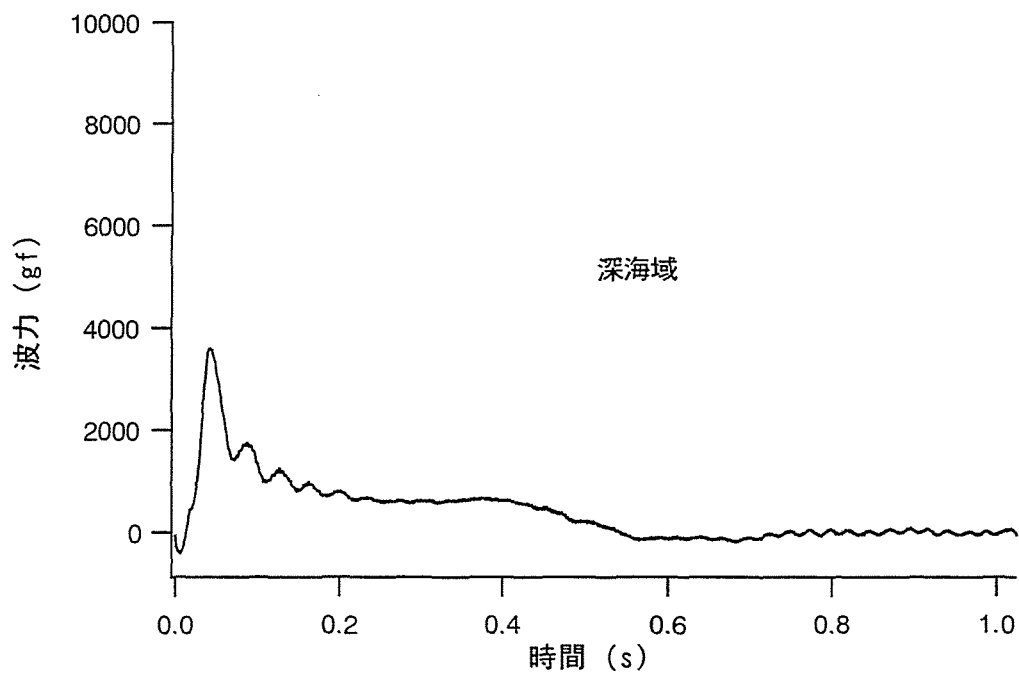
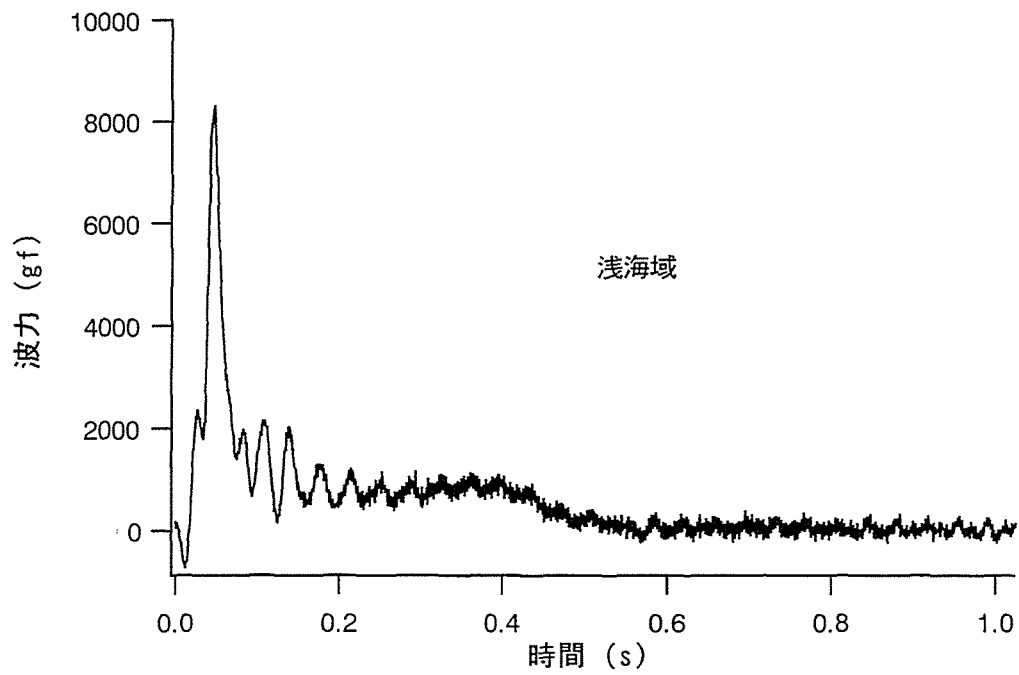


図-3. 2. 5 波力の時間変化の測定例(直立壁)

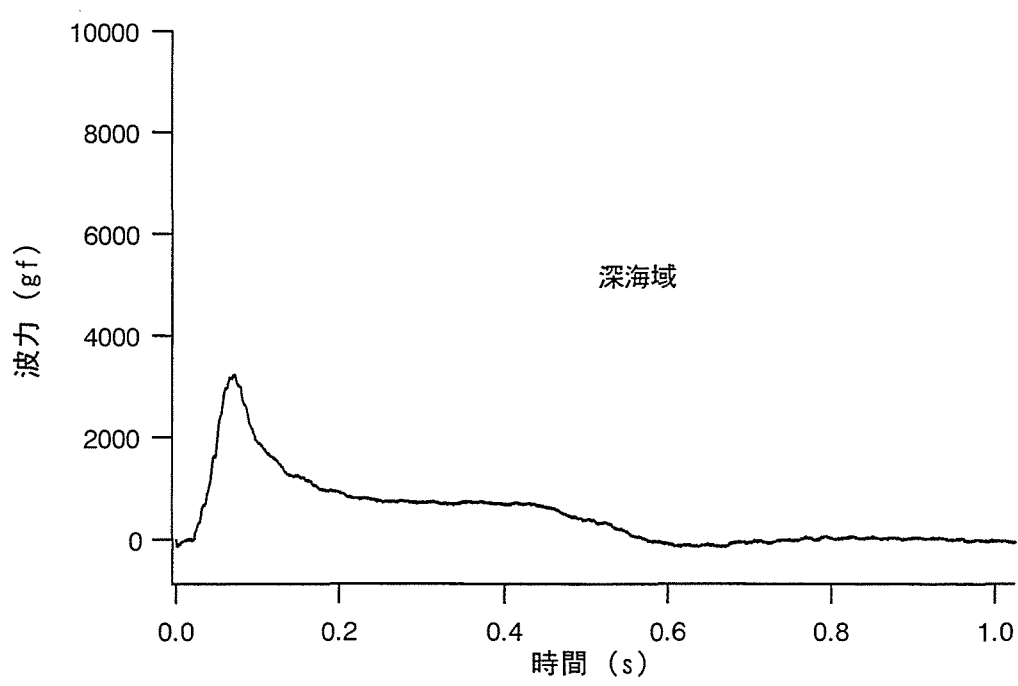
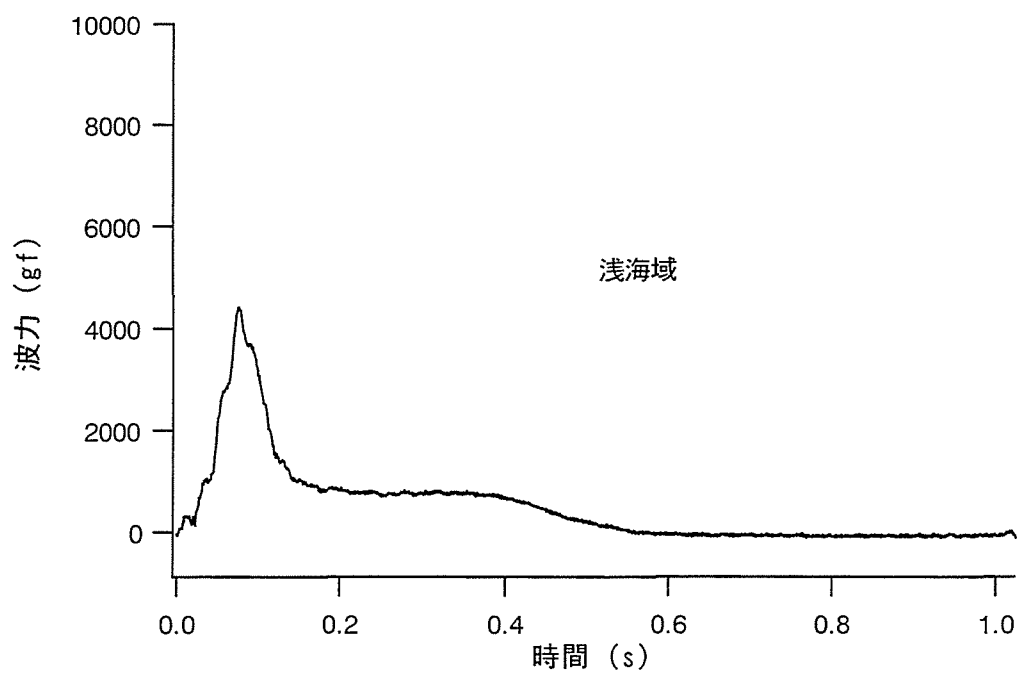


図-3. 2. 6 波力の時間変化の測定例(半円筒スリット 45%)

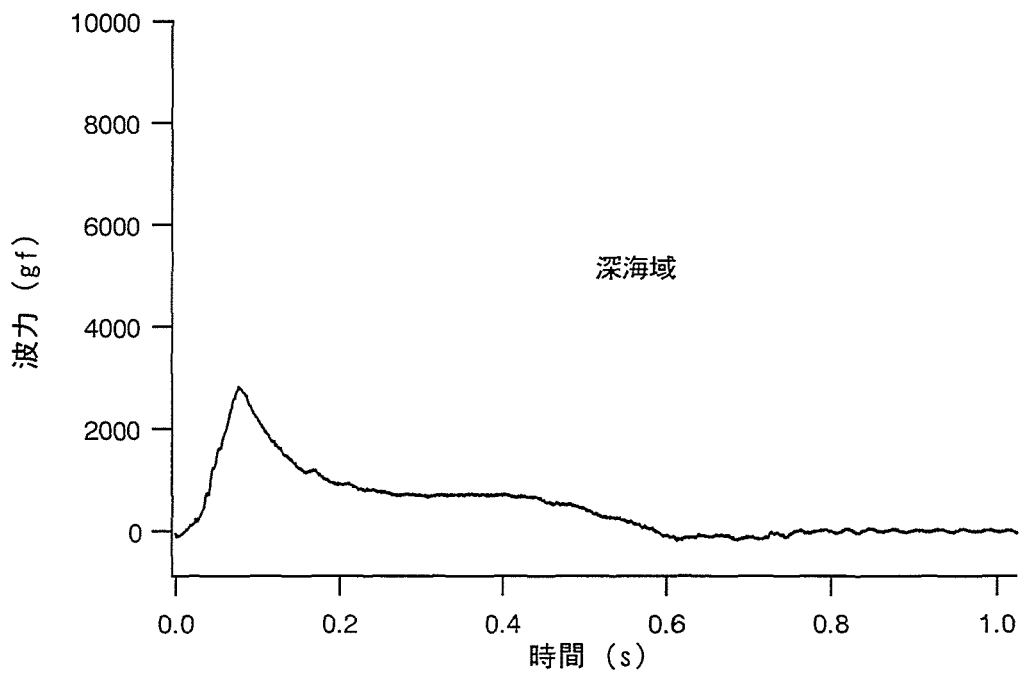
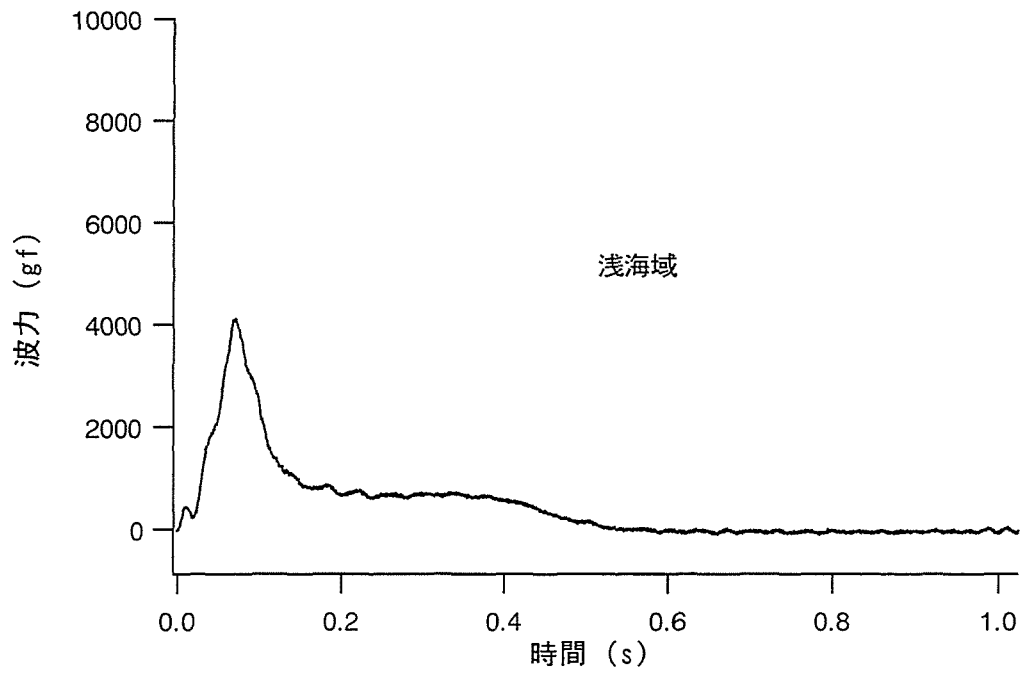


図-3.2.7 波力の時間変化の測定例(半円筒スリット 30%)

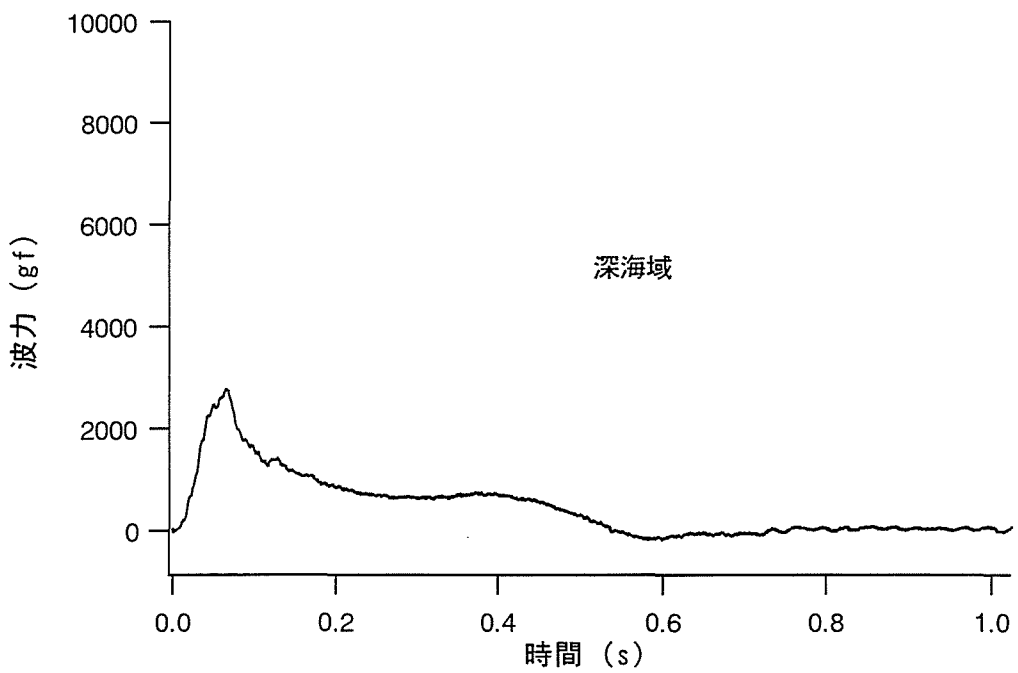
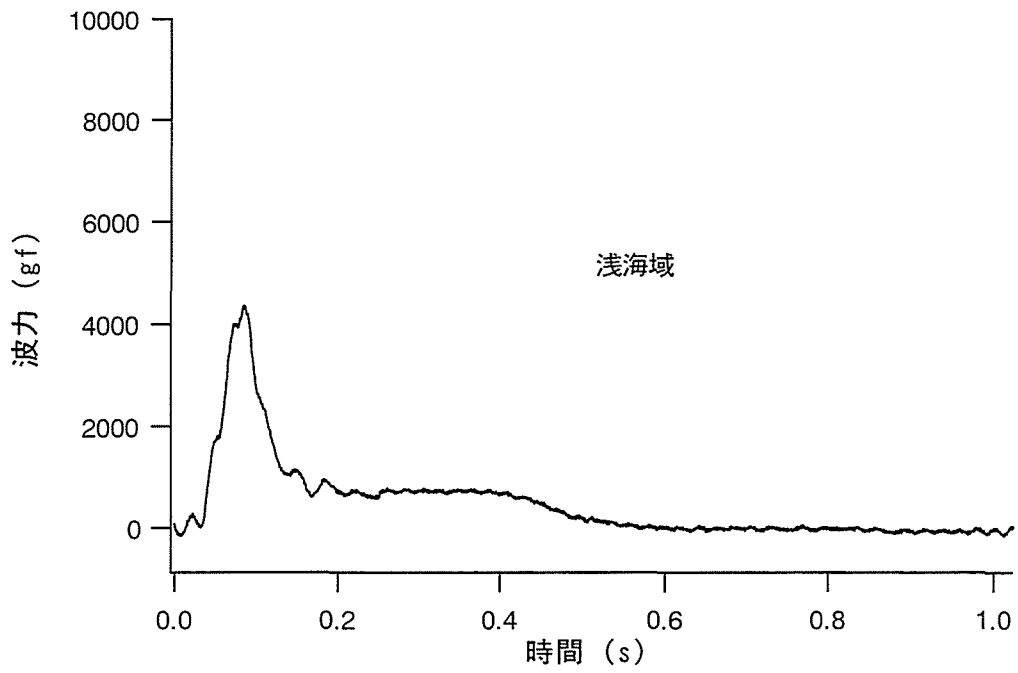


図-3. 2. 8 波力の時間変化の測定例(半円筒スリット 15%)

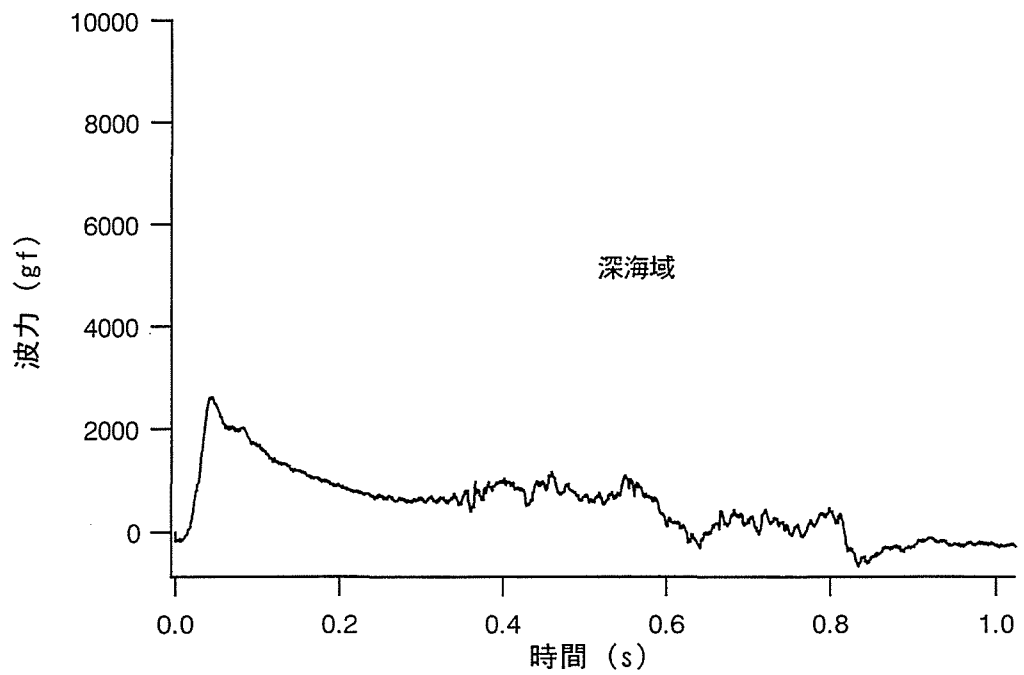
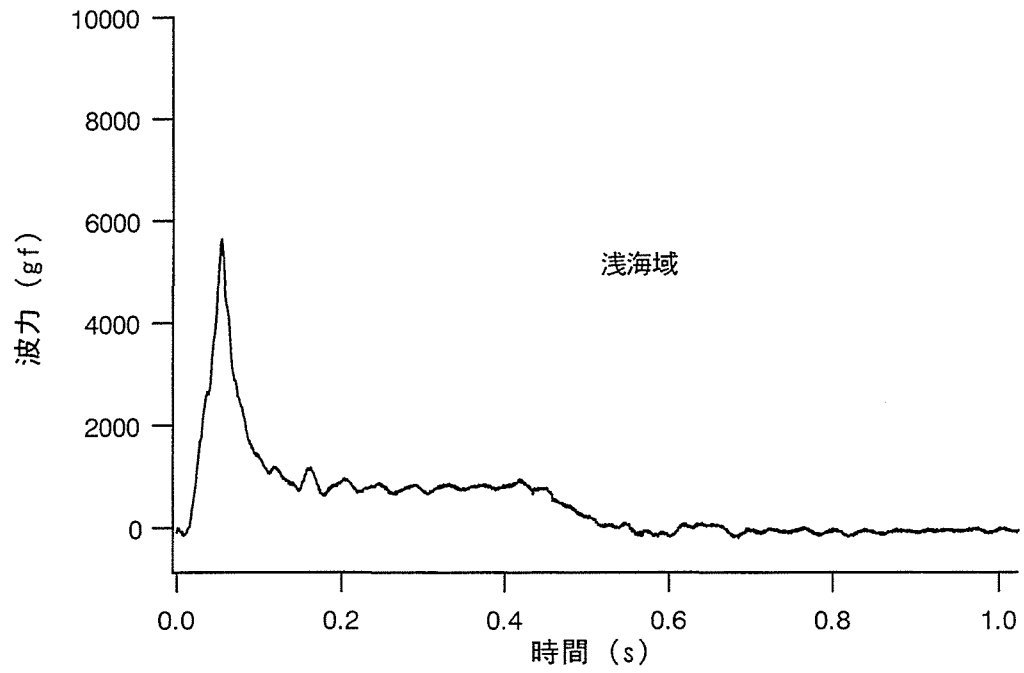


図-3.2.9 波力の時間変化の測定例(半円筒不透過壁)

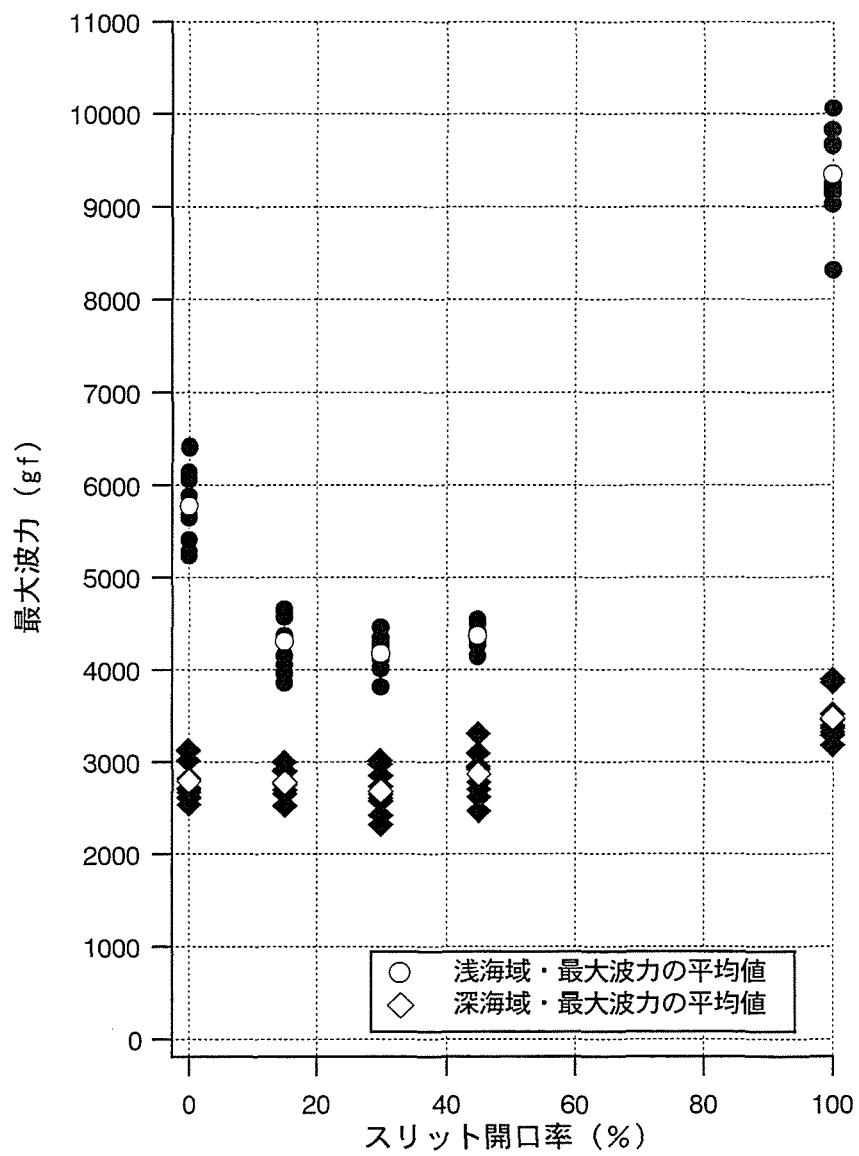


図-3.2.10 形状別最大波力

3. 3 数値シミュレーションによるスリット効果の検討

ここでは、湧き出し点分布法を用いた数値シミュレーションを行い、半円筒ケーソンの表面に開けたスリットによる衝撃量低減の効果について検討する。

式 (2. 2. 1) で示したように、物体に作用する衝撃力は付加質量の時間変化がわかれば計算することができる。従来、物体の付加質量係数に関する算定方法は、物体周辺の流れを表す複素速度ポテンシャルを用いて圧力方程式もしくは Blasius 公式より計算される流体力から求める方法²⁾、すなわち、付加質量係数を物体が受ける加速度に比例する流体抵抗力の比例定数と定義する方法と、物体の運動に伴って生じる流体場の運動エネルギーの増分量と物体を流体に置き換えたときの運動エネルギーが等価になるように流体質量に掛けられた係数として求める方法³⁾がある。両者は、ポテンシャル論に基づく限り同じになることはよく知られている^{4), 5)}。ここでは、計算が比較的容易な後者の方法を採用して付加質量係数を求める。

3. 3. 1 湧き出し分布法

湧き出し分布法は、流体領域内の境界面上の速度ポテンシャルを未知数とし、その解析の結果に基づいて流体領域内のポテンシャルを算定する境界値問題解法の一つである。流体中に任意形状の物体がある場合、湧き出し点を物体表面上に有限個設置する。そして、物体表面に対してその湧き出し点での法線方向の流速成分がゼロとなるように湧き出しの強さを決定し、物体の存在を規定して物体周辺の流れの場を表現する。この手法では流れを表す複素のポテンシャル ω は、物体の存在を規定するために設置する湧き出しによる複素ポテンシャル ω_R と物体のない場での流れの複素ポテンシャル ω_I によって表される。

すなわち

$$\omega = \omega_I + \omega_R \quad (3. 3. 1)$$

である。この ω_R は、物体表面上に無数の湧き出しを分布させた場合次式で表される。

$$\omega_R(z) = \oint_C D(z_s) G(z, z_s) dz_s \quad (3. 3. 2)$$

ここで、物体は閉曲線 C で囲まれる図形である。 $D(z_s)$ は物体表面上の点 $z_s (=x_s + iy_s)$ の位置における湧き出しの強さであり、 $G(z, z_s)$ は無限流体中において Laplace 方程式

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} = \delta(x - x_s) \delta(y - y_s) \quad (3. 3. 3)$$

を満足する解でグリーン関数と呼ばれるものである。 δ はデルタ関数である。 dc は C に沿った線分の長さを示す。 $G(z, z_s)$ は次式で表すことができ、

$$G(z, z_s) = \frac{1}{2\pi} \log(z - z_s) \quad (3.3.4)$$

単位強さの湧き出しを表す複素ポテンシャルを与える。物体を規定するためには、物体表面の湧き出し点 z_s において、物体に対する法線方向の流速成分がゼロであるという条件を満足すればよい。この条件は次式のようになる。

$$\operatorname{Re} \left[\frac{d\omega}{dn} \right] \Big|_C = 0 \quad (3.3.5)$$

ここで、 n は物体表面より流体中にのびる単位法線ベクトルで、 $n = n_x + i n_y$ である。また、 $i = \sqrt{-1}$ である。次に (3.3.1)、(3.3.5) 式より

$$\operatorname{Re} \left[\frac{d\omega_I}{dn} \right] \Big|_C = - \operatorname{Re} \left[\frac{d\omega_R}{dn} \right] \Big|_C \quad (3.3.6)$$

であるので、(3.3.2) 式を考慮すると

$$\operatorname{Re} \left[\frac{d\omega_I}{dz} (n_x + i n_y) \right] \Big|_C = - \operatorname{Re} \left[\left\{ \frac{1}{2\pi} \oint_C \frac{D(z_s) dz}{z - z_s} \right\} (n_x + i n_y) \right] \Big|_C \quad (3.3.7)$$

となる。また、流体中の任意点 z における流速を $u - iv$ とすると、 $d\omega/dz = u - iv$ であるので、 $d\omega_I/dz = u_I - iv_I$ とすると

$$u_I n_x + v_I n_y = -\frac{1}{2} D(z_s) - \frac{1}{2\pi} P.V. \oint_C D(z_s) \frac{(x - x_s) n_x + (y - y_s) n_y}{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2} dz \quad (3.3.8)$$

となる。ここで、 $P.V.$ はコーシーの主値積分を表す。また、右辺第1項は、 $z = z_s$ 点 (特異点) における積分値を示すものである。すなわち、物体 C 上の任意の点 $z = x + iy$ において、物体がないと考えた場合の複素ポテンシャル ω_I によって誘起される速度は既知であり、他の変数 (x, y, x_s, y_s, n_x, n_y) も既知であるので、(3.3.8) 式より湧き出し点 z_s における湧き出しの強さ $D(z_s)$ は決定される。また、物体表面上の点 z における流速は、

$$u - iv = \frac{d\omega}{dz} = \frac{d\omega_I}{dz} + \frac{d\omega_R}{dz} = (u_I - iv_I) + \frac{1}{2} (n_x - i n_y) + \frac{1}{2\pi} P.V. \oint_C \frac{D(z_s) dz}{z - z_s} \quad (3.3.9)$$

で与えられ、また、流体中の任意点 z (但し $z \neq z_s$) における流速は、

$$u - iv = (u_I - iv_I) + \frac{1}{2\pi} \oint_C \frac{D(z_s)}{z - z_s} dz \quad (3.3.10)$$

で与えられる。

3.3.2 付加質量係数の算定

スリット壁が移動することによって生じる流体場の運動エネルギーの増分量 T_W は、ポテンシャル論より、流体の速度ポテンシャルを ϕ とすれば次式で与えられる。

$$T_W = \frac{\rho}{2} \oint_C \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dz \quad (3.3.11)$$

ここに、 ρ は流体の密度、 $\partial/\partial n$ はスリット壁表面での法線方向微分を表し、 C はスリット壁表面上の位置である。

一方、スリット壁を流体に置き換えたときの運動エネルギー E_W は、スリット壁の体積を V 、付加質量係数を C_{MA} 、スリット壁の移動速度を v_0 とすると次式で表示される。

$$E_W = \frac{\rho}{2} C_{MA} V v_0^2 \quad (3.3.12)$$

ここに、 $\rho C_{MA} V$ は付加質量である。

付加質量係数は、速度ポテンシャルより求めた流体場の運動エネルギー T_W とスリット壁を流体に置き換えた運動エネルギー E_W が等しいことから、式 (3.3.11) および式 (3.3.12) より与えられる。

ここでは、流体場として無限静止流体場を対象として解析を進めることにする。スリット壁の境界表示に対して、3.3.1 で示した湧き出し分布法を採用すると、式 (3.3.11) の速度ポテンシャル ϕ は次式のように表される。

$$\phi = \text{Re} \left[\oint D(z_c) \left\{ \log(z - z_c) + \log(z - \bar{z}_c) \right\} dz \right] \quad (3.3.13)$$

ここで、 $\text{Re}[\]$ は実部を表し、 $D(z_c)$ はスリット壁表面上 z_c に置かれたわき出し強さで、スリット壁表面上において流体の法線速度が等しくなる条件より決定される。また、式 (3.3.11) の $\phi \cdot \partial \phi / \partial n$ の計算については、スリット壁表面を線素分に分割し、その中点に湧き出しを置くことにより数値積分を行った。

図-3.3.1 はスリット付き半円筒と、それをモデル化したスリット付き平板を示したもの

である。図中で、平板の幅は流体に接している部分の半円筒の幅に等しく、厚みは流体の中に入っている部分の厚みに等しくした。ただし、Wagnerのような堤体に沿う流体の pile up は考慮していない。すなわち、モデルの平板の厚みの増加率は一定である。また、スリットの幅は孔の数を4としたので、全幅に開口率を掛けた値を4で割った値を用いた。図-3.3.2は、スリット壁を図面左方向へ移動させたときの計算結果の一例を示したもので、 $v_0=203\text{cm/s}$ 、平板の幅 12.87cm 、スリット幅 0.804cm （開口率 25%）の場合の、モデル平板周辺における速度ベクトルの分布を示したものである。平板の隅角部は、その点が特異点となることを防ぐために、湧き出し点分布法でよく採用されるテーパーをつける方法を用いて計算を行った。計算結果を式(3.3.11)、(3.3.12)に代入して計算した付加質量係数 C_{MA} と開口率の関係を示したものが図-3.3.3である。図からわかるように開口率の増加とともに C_{MA} が減少している。図-3.2.10の実験値では開口率が30%付近で衝撃波力が極小値をとり、それ以後は開口率とともに衝撃波力が増加する。開口率が大きな場合には遊水部内の水位上昇は速やかであり、スリットを通過した流体の運動量は、半円筒内部の流体を介して背後のケーソン表面に伝達されるため衝撃力が大きくなる。図-3.3.1に示す平板スリットモデルでは、このスリット壁通過流体の背後のケーソン表面に対する伝達過程が考慮されていないため、開口率が大きくなっても付加質量係数が増加しないが、30%程度までの部分については C_{MA} の下に凸な減少傾向が再現できており、スリットの存在が碎波衝撃波圧のピークを下げる効果を持つことを定性的に示すことができた。

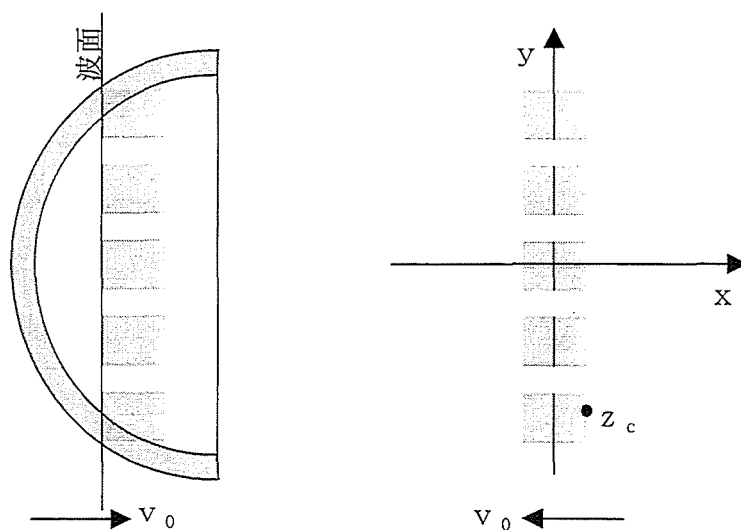


図-3.3.1 半円筒スリットのモデル化

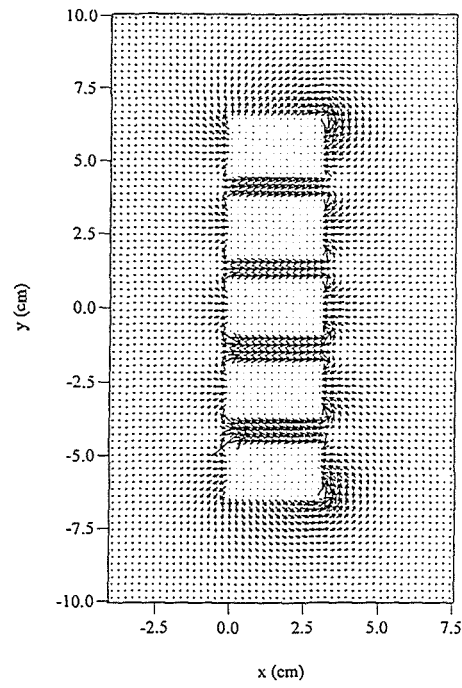


図-3. 3. 2 スリット付き平板周りの流れ

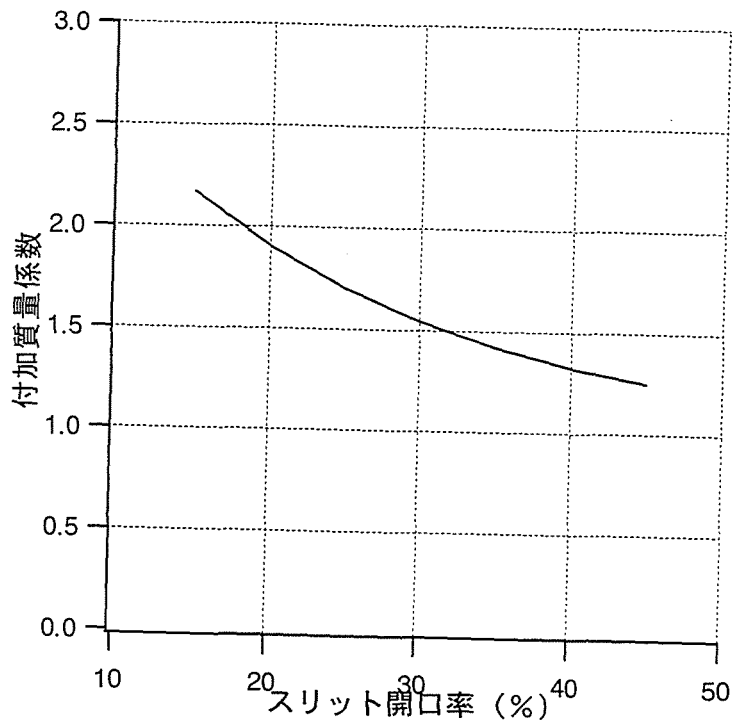


図-3. 3. 3 付加質量係数とスリット開口率

3. 4 運動量の伝達過程を考慮した解析モデル

浅海域の実験で得られた波力の時間波形には、ピーク付近で双峰型になっているものがいくつか見いだされた（たとえば図-3.2.6）。ここでは、運動量解析に基づき、前面のスリット半円筒と背面のケーソン直立壁とに発生する波力の時間差を考慮したモデルによってこの現象を説明するとともに、衝撃波圧の低減効果を評価する。

3. 4. 1 浅海域におけるモデル

浅海域実験における波力のピーク発生後の時間変化を、図-3.4.1のように直線で近似すると、過去の研究^{6),7)}でも指摘されているとおり、衝撃力成分はほぼ三角形で近似できる。3.2で行った実験データについて、この部分の面積(力積)をケーソンのタイプ別に示したものが図-3.4.2である。多少のばらつきはあるが、力積の平均値には大きな差がない。このことから、半円筒前面に波力を発生させる運動量と、スリットを抜けてケーソン表面に波力を発生させる運動量の和は一定であり、運動量保存則が成立していることがわかる。したがって、波圧は半円筒前面とケーソン表面の両方で発生しており、それぞれの発生時間がずれることにより、両者の合力のピーク値が変化するものと考えられる。

図-3.4.3は、浅海域実験における半円筒部とケーソン表面に作用する衝撃波圧波形を模式的に示したものである。図中で左側が半円筒部分、右側に直立壁部分、中央の2つの図がスリット半円筒に作用する波圧を示し、図中の実線が半円筒前面に発生する波圧波形、破線がスリットを抜けた流体がケーソン表面に作用する波圧波形を表している。いずれも実測値をもとに二等辺三角形で近似した。ここで、半円筒に対して直角に一樣な速度 U の流体が衝突している状況を考える。簡単のために半円筒を幅 $2R$ の有孔平板で近似すると、単位時間内に幅 $2R$ の範囲に流入する運動量は $2\rho U^2 R$ である。いま一樣流体場が $t=0$ で半円筒部に衝突した時、衝突の瞬間にスリット部を通過する流体の平均流速を u とすれば、孔を通過する運動量は $2\rho u^2 R \nu t_p$ となる。この ν はスリットの開口率、 t_p は半円筒に作用する波圧がピークに達するまでの時間（継続時間の $1/2$ ）である。衝撃力の発生は極めて短時間で起こるので、スリットの近傍の流速場は変化しないと考える ($u=U$) と、 t_p の間にスリットを抜けて前方に輸送される運動量は $2\rho U^2 R \nu t_p$ となる。両者の差 $2\rho U^2 R(1-\nu)t_p$ が半円筒部に作用する衝撃力を生む。図-3.4.3のモデル化を行った場合、スリット半円筒と直立壁との波圧を合成した波形が双峰型のピークを持つのは、2つの衝撃波圧のピーク出現時間間隔が継続時間の短い直立壁の作用時間の $1/2$ (t_p' とする) 以上離れている場合に限られる。その場合に2つのピーク値は、図-3.4.3(中央)に示すそれぞれの波圧モデルのピーク値 f_1 、 f_2 に等しい(半円筒のピーク値を f_1 、直立壁のを f_2 とする)。波圧波形の

開始から終了までの積分値すなわち、力積は前面で $t_p^* f_1$ 、背面の直立壁で $t_p^* f_2$ となる。半円筒部は、運動量の時間変化が力に変換される過程で緩和機能を持つ。緩和される割合を ν とすれば、先に計算した運動量の値を用いて、

$$\begin{aligned} f_1 &= 2 \rho U^2 R (1 - \nu) \lambda \\ f_2 &= 2 \rho U^2 R \nu \end{aligned} \quad (3.4.1)$$

となる。ここに、 λ は半円筒部（不透過）の衝撃力の減少係数である。 $2 \rho U^2 R \lambda = c_1$ とすれば、

$$\begin{aligned} f_1 &= c_1 (1 - \nu) \\ f_2 &= c_1 \nu / \lambda \end{aligned} \quad (3.4.2)$$

となる。図-3.2.10 の実験値を用いると $\lambda \approx 0.61$ となる。図-3.4.4 は、 $c_1 = 3.95$ として $\max \{f_1, f_2\}$ を実線で示したものである。 $\max \{f_1, f_2\}$ は双峰型波圧合力のピークを表しており、この最小値は $\nu = \lambda / (1 + \lambda) = 0.38$ で発生する。図からもわかるように、モデル（実線）はデータの平均的な傾向をよく説明している。

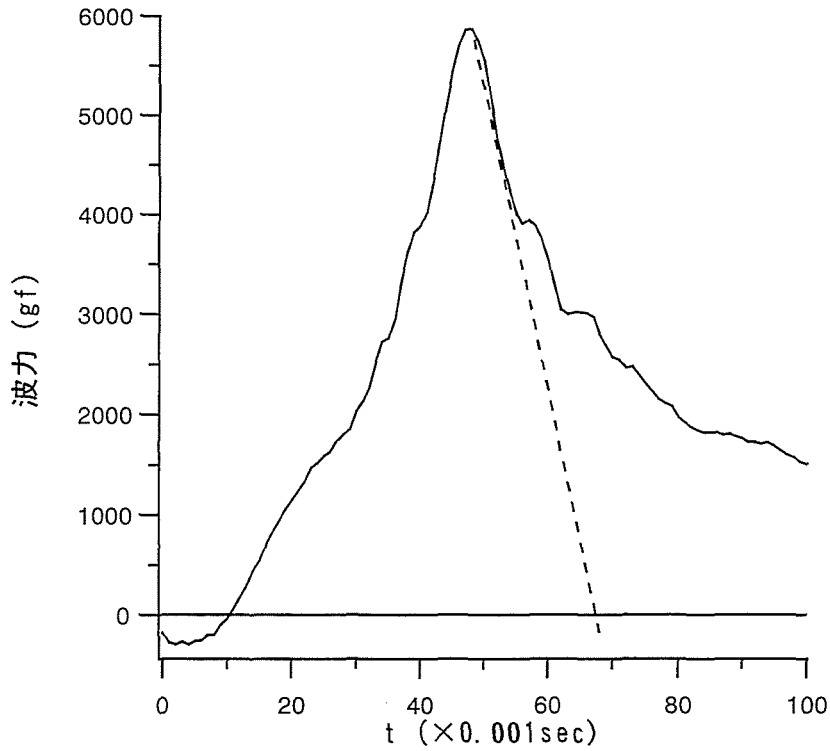


図-3.4.1 波圧時間波形の近似

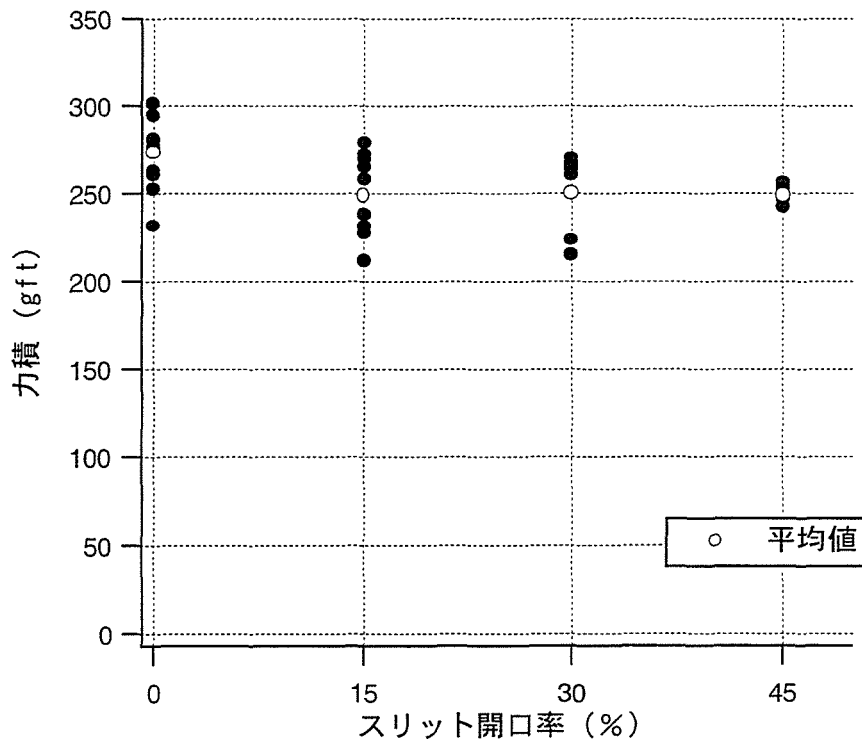


図-3.4.2 ケーソンの形状別力積の比較

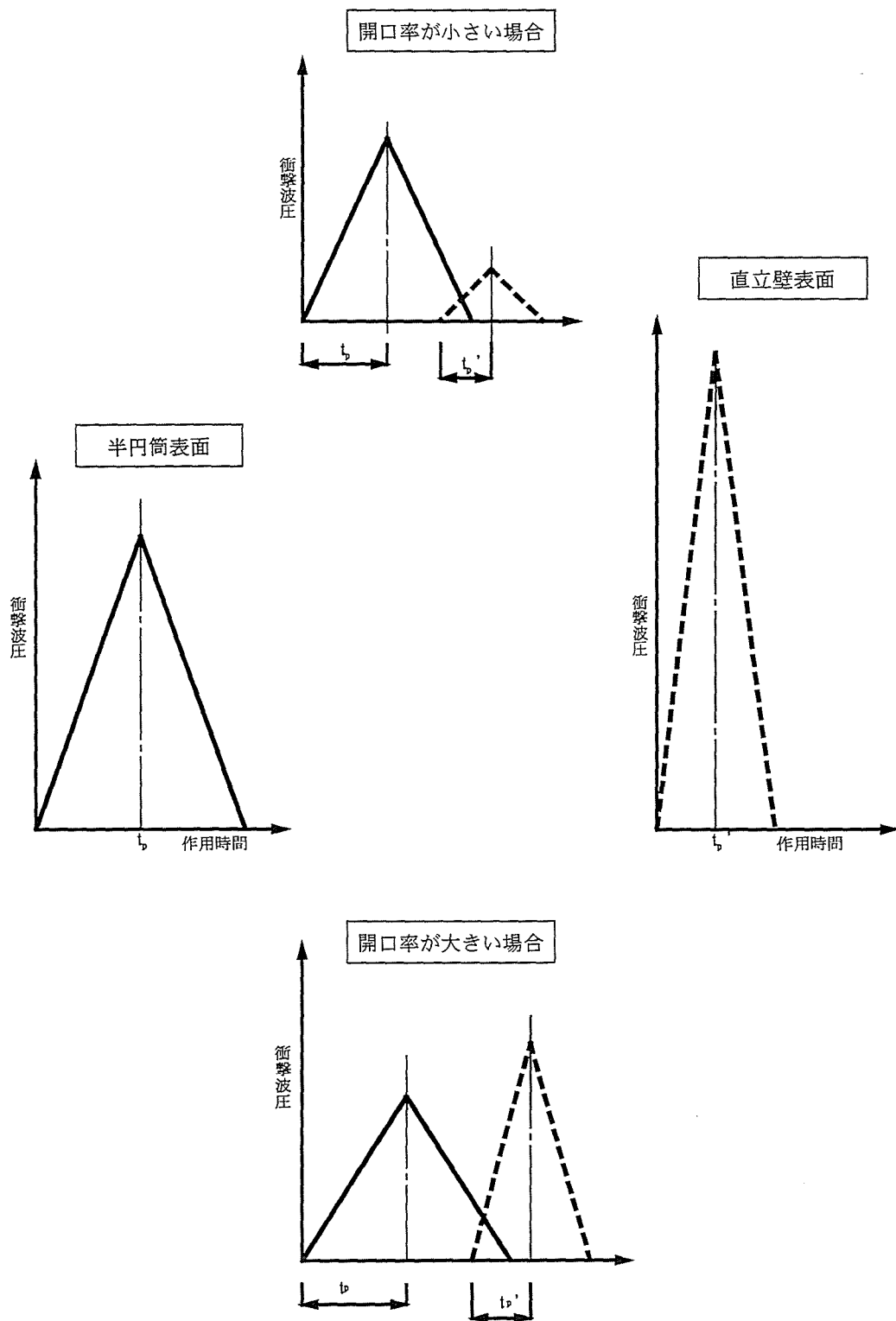


図-3.4.3 浅海域における衝撃波圧の模式図

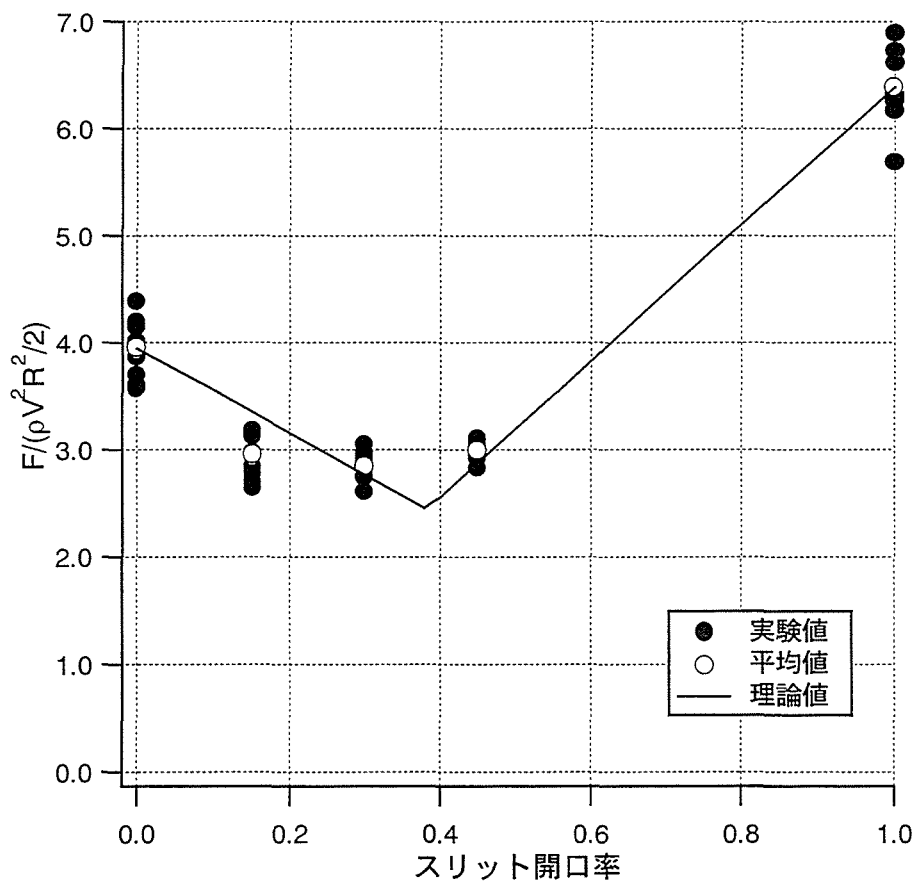


図-3. 4. 4 浅海域における衝撃波圧の実験値と理論値

3. 4. 2 深海域におけるモデル

深海域においても、現象としては浅海域と同様に、半円筒前面とケーソン表面で 2 度衝撃圧を生じているものと推定される。しかし、明確な双峰型のピークを示すケースが実験値に見られないのは、二つの衝撃力の作用時間間隔が浅海域の場合に比べて短いためと考えられる。しかし、あえて浅海の場合と同じ解析を行うと、以下のような結果が得られた。ただし、ここでも衝撃波圧の発生機構、波圧の継続時間等は浅海域と同じであるとする。図-3. 4. 5 は深海域実験の平均値を用いて、式 (3. 4. 2) の $\lambda=0.81$, $c_1=2.08$ としたモデル (実線) と実験値との比較を行ったもので、図からわかるように対応は良くない。このように、半円筒前面と背面のケーソンでの波圧ピーク値の立ち上がり時間が、浅海の場合のような直立壁における継続時間の半分以上離れているとする双峰型波圧合力モデルでは、深海域実験のデータの傾向を説明することが出来ない。

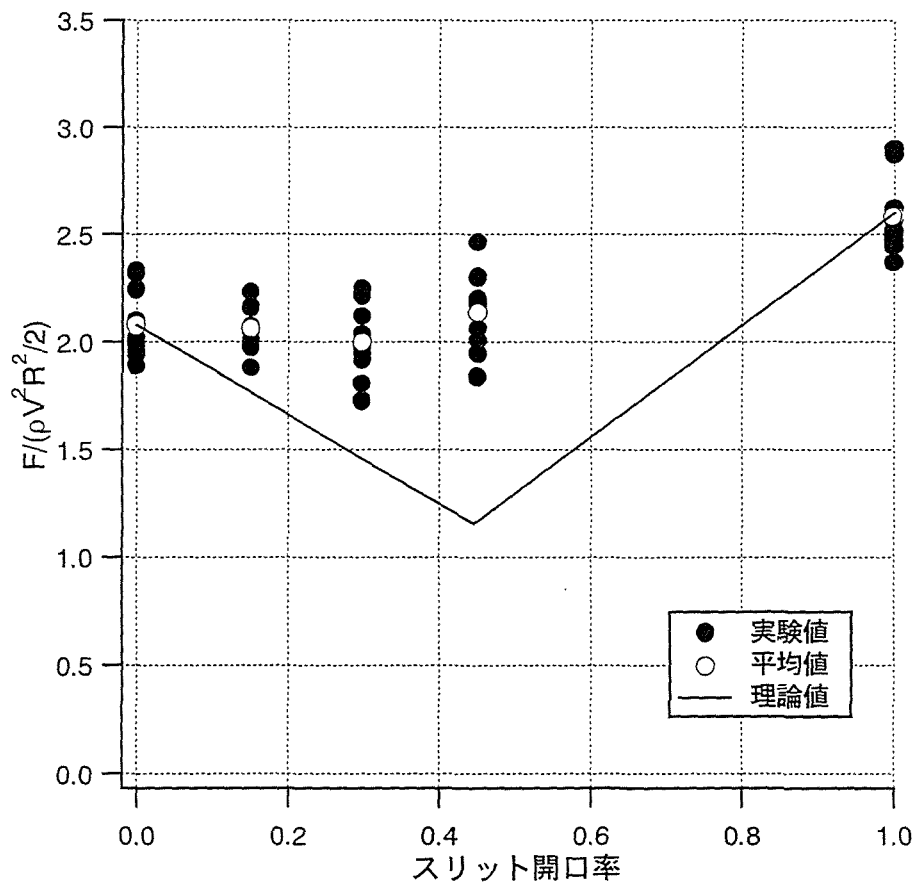


図-3. 4. 5 深海域における衝撃波圧の実験値と理論値 (No. 1)

そこで、深海域においては、二つの波圧ピークの時間間隔 t^* が直立壁における継続時間の半分 (t_p') より短いとするモデルを考える。半円筒を前と同様に有孔平板で近似する。流速を U とすれば、半円筒の幅 $2R$ 全体に時間 t_p の間に流入する流体の運動量は、浅海の場合と同様に $2\rho U^2 R t_p \mu$ となる。深海域での衝撃波圧は、前面部の空気を含むローラーの衝突により発生することは前に説明した。 μ は空気を除く流体実質部分の割合である。スリットの孔の面積比率を ν とすれば、空隙を通過して t_p 間に輸送される運動量は $2\rho U^2 R \nu t_p \mu$ となる。 $2\rho U^2 R t_p \mu$ からこれを差し引いた値 $2\rho U^2 R t_p \mu (1-\nu)$ が半円筒部に衝撃力を生ずる運動量となる。半円筒前面と背面のケーソンでの衝撃波圧は、浅海域と同様に三角形でモデル化する。それぞれの継続時間は浅海域と同様に t_p 、 t_p' とする。半円筒前面で発生する衝撃波圧のピーク値を f_1 、ケーソンに作用する衝撃波圧のピーク値を f_2 とすると、次の関係が成立する。

$$\begin{aligned} f_1 &= 2\rho U^2 R \mu (1-\nu) \lambda \\ f_2 &= 2\rho U^2 R \mu \nu \end{aligned} \quad (3.4.3)$$

ここに、 λ は半円筒部（不透過）の衝撃力の減少係数である。 $2\rho U^2 R \mu \nu = c_2$ とすれば、

$$\begin{aligned} f_1 &= c_2 (1-\nu) \\ f_2 &= c_2 \nu / \lambda \end{aligned} \quad (3.4.4)$$

となり、図-3.2.5の実験値を用いると $\lambda = 0.81$ 、 $c_1 = 2.08$ となる。

ここまでは、浅海域のモデルと同じであるが、 f_1 と f_2 の作用時間間隔が図-3.4.6に示すように t_p' より短い場合、両者の和 F は f_1 と f_2 の間で直線的に変化する。 F の最大値が両者の合力のピーク値となる。 F は次式で表される。

$$\begin{aligned} F &= \max \left\{ C_2 (1-\nu) + \frac{(t_p' - t^*)}{t_p'} C_2 \frac{\nu}{\lambda}, C_2 \frac{\nu}{\lambda} + \frac{(t_p - t^*)}{t_p} C_2 (1-\nu) \right\} \\ &= \max \left\{ C_2 (1-\nu) + \frac{(\lambda t_p - t^*)}{\lambda t_p} C_2 \frac{\nu}{\lambda}, C_2 \frac{\nu}{\lambda} + \frac{(t_p - t^*)}{t_p} C_2 (1-\nu) \right\} \end{aligned} \quad (3.4.5)$$

t^* は実測できないので、ここでは t^*/t_p を 0.1 刻みで 0.3 まで計算した。実験値とモデル（破線）を比較した結果を示したものが図-3.4.7 である。図から分かるように、 $t^* = 0.2 t_p$ の場合に両者の対応が最も良い。なお、 t^*/t_p に関わりなく F の最小値は $\nu = \lambda^2 / (1 + \lambda^2) = 0.396$ で現れる。

浅海においては $t^* > t_p'$ 、深海では $t^* = 0.2 t_p$ となる理由は明かでないが、遊水部内の水の存在が関係するものと考えられる。すなわち、浅海の場合、碎波の前面の傾斜は非常に大きい。したがって、流体が衝突した時点では遊水部内の水位は低く、スリットから遊水部に吹き出した水は僅かの間空中を飛び、その後上昇してきた水に衝突して衝撃力が発生

する。一方、深海では碎波前面の傾斜は小さく、スリットから吹き出した水が遊水部内で上昇してきた水に衝突することによって衝撃力が発生する。この遊水部内の水位の差が t^* の差となるものと推定した。

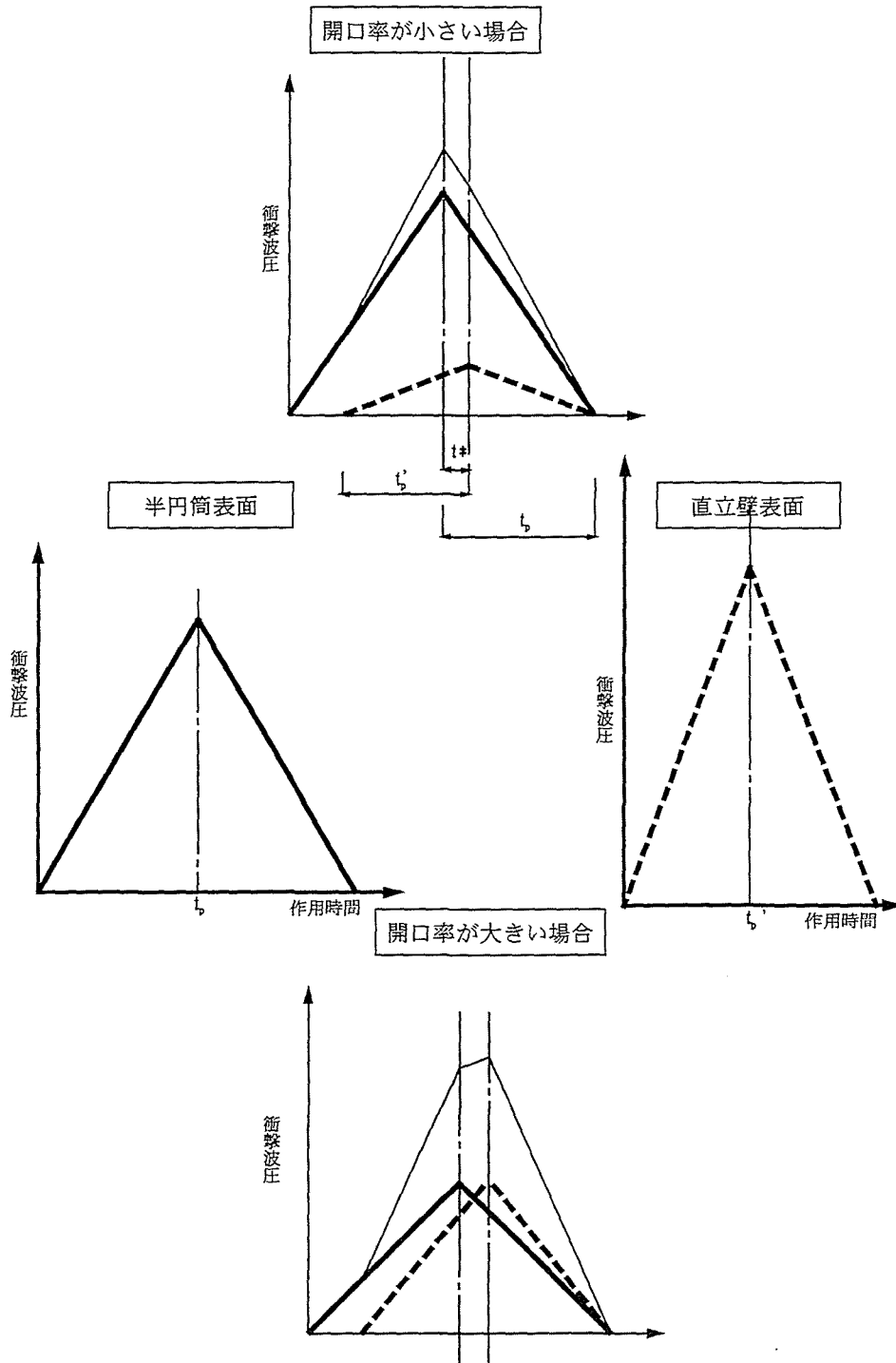


図-3.4.6 深海域における衝撃波圧の模式図

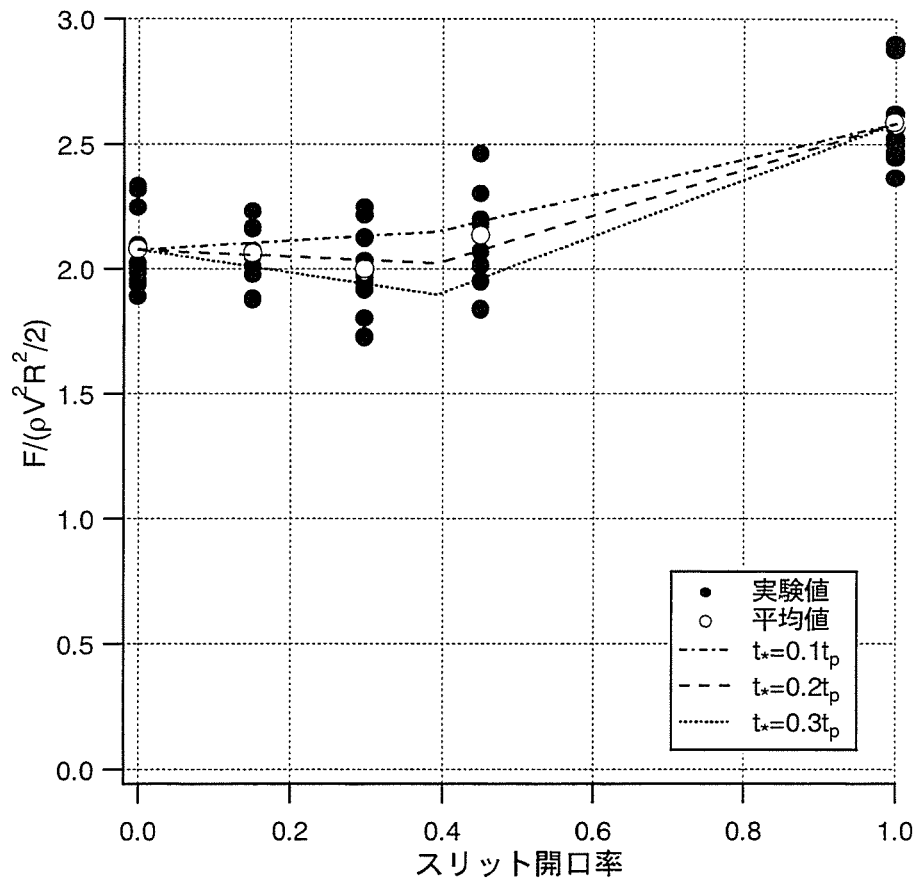


図-3.4.7 深海域における衝撃波圧の実験値と理論値 (No. 2)

3. 5 結語

本章では、半円筒スリットケーソンの衝撃砕波圧低減特性を、定量的に把握するための水理実験および理論研究を行った。ケーソンの設置水深を変えて前面形状の異なる二種類の砕波を発生させた水理実験では、半円筒消波ケーソンに作用する衝撃波圧が、通常の直立壁ケーソンと比してどの程度低減しているのかを定量的に把握することができた。また、理論検討では、湧き出し分布法を用いた数値シミュレーションにより、スリットを通過する流体の運動量変化特性を定性的に評価する事ができた。さらに、スリット壁通過後の流体が背後のケーソン表面に達する伝達過程を考慮した運動量解析により、スリット開口率とケーソンに作用する波圧合力との関係を明らかにすることもできた。この章で得られた主な結果は、次の通りである。

- (1) 半円筒の形状効果により、衝撃波圧のピーク値は、通常の直立壁ケーソンと比べ、20~40%低減する。低減率の違いは作用波力の違いにより異なり、浅海域において切り立った波前面が構造物に衝突し大きな衝撃波圧が発生した場合に、約40%の低減効果を確認した。設置水深が深くなるにつれ衝撃波圧は小さく、低減率も小さくなる。
- (2) スリット透過壁および遊水室による衝撃波力低減効果は、作用する衝撃圧が大きくなるほど効果を発揮する。最も低減効果が高かったのは、浅海域実験におけるスリット開口率30%の半円筒スリットケーソンであり、直立壁の場合に比して約55%波力ピーク値が低減した。このように、半円筒スリットケーソンにおいては、前面の半円筒形状による効果、およびスリット透過壁とその背面の遊水室による効果の相乗効果により波力を低減させることが確認できた。
- (3) 運動量解析において、波圧は半円筒前面とケーソン表面の両方で発生しており、両者の運動量は保存されるが発生時間がずれることにより、構造物に作用する波圧合力のピーク値が低くなることが分かった。切り立った波面を持つ砕波が作用する浅海域においては、2つの部分での波圧の発生時間差が大きく、合成した波圧波形が双峰型のピークを持つ。また砕波前面の傾斜が小さく、波面前面に発生するSurface-rollerの衝突により衝撃波圧が発生する深海域においては、発生時間差が小さく、合成した波圧波形は単一のピークとなる。本研究の解析においては、発生時間差を浅海域では直立壁の衝撃圧作用時間の1/2以上、深海域では直立壁の衝撃圧作用時間の1/10したモデルが実験値とほぼ一致した。そしてこのモデルによれば、衝撃圧を最小にする最適なスリット開口率は38~40%である。

参考文献

- 1)谷本勝利・高橋重雄・吉本靖俊(1983)：衝撃応答波形からの外力推定法について，港湾技研資料 No.474，pp.24.
- 2)今井 功：流体力学，前編，裳華房.
- 3)松浦義一(1973)：船体振動と付加質量，1972年度水工学に関する夏期研修会講義集，B
3-7， pp.B-8-1～B-8-24.
- 4)岩佐義朗：水理学，朝倉書店.
- 5)樫木 亨編著：波と漂砂と構造物，技報堂出版.
- 6)高橋重雄・谷本勝利・鈴木諭司(1983)：直立壁に作用する衝撃砕波圧の発生機構に関する一考察，港湾技術研究所報告，第22巻，第4号，pp.3-31.
- 7)下迫健一郎・高橋重雄(1994)：混成防波堤の期待滑動量の計算法，海岸工学論文集，第
41巻，pp.756-760.

第4章 半円筒スリットケーソンの反射特性

4.1 概説

透過壁と遊水室を持つ消波ケーソンに作用する波は、次のような過程で多重反射系を形成する。すなわち、入射波は透過壁表面で一部が反射し、一部が孔を通じて内部に透過する。内部に透過した波は、遊水部を進行してケーソンの表面に達しそこで反射する。反射した波は、遊水部を進行して透過壁の裏面に達し、一部が透過し一部が反射する。この遊水部内での過程は、無限に繰り返され多重反射系が形成される。そして、この過程が連続する間に次々と入射波がやってきて、それぞれの波が以前の波とは別に同じ過程を繰り返してそれぞれ多重反射系を形成し、複数の多重反射系が重なり合って定常状態に達する。そして、多重反射波の位相差と波が透過壁を通過する際に発生するエネルギー損失により構造物から沖側への反射波が小さくなり、全体として消波構造物として機能する。したがって、このような構造物の反射率は、透過壁の開口率、遊水室の奥行や深さ等の構造条件、波長、波高等の波浪条件に関する多くのパラメーターによって変化する。特に、透過壁が半円筒の3次元構造を持つ場合、反射特性に影響を及ぼす波浪および構造条件はさらに複雑になる。本章では、半円筒スリットケーソンの反射特性に関する理論解析を行い、水理実験によって検証するとともに、反射率に影響を及ぼす諸要因について検討する。

直立消波構造の反射特性に関する理論解析は、Richeyら¹⁾谷本ら²⁾等により数多く研究されているが、波の入射方向に対して断面が均一な構造物を対象としているので、理論解析はいずれも2次元である。本研究において対象とする消波構造物は、ケーソン前面の透過壁が半円筒であり、水平方向断面の形状変化を考慮した3次元解析が必要である。また、隣接半円筒による反射波の干渉も、前面形状の特徴を表わす要素と考えられるので、構造物近傍の散乱波を無視することはできない。散乱波は速度ポテンシャルにおいて無限級数で現われ、3次元解析は著しく煩雑な計算となる。ここでは、波の振幅を微小と仮定して、スリット単円筒に対してグリーン公式に基づく井島ら^{3), 4)}の解析法を適用し、回折波の重ね合わせにより、円筒を波の進行方向と直角方向に複数個並べた場合の速度ポテンシャルを計算する。この手法により、散乱波を含む3次元解析の計算は、比較的容易になる。また、スリット透過壁を流体が通過する時のエネルギー損失は、厳密には流速の平方に比例する抵抗により発生するので非線型となるが、ここではポテンシャル接続法を適用する上で、流速に比例する線型抵抗で近似する。この抵抗を、損失係数と有効慣性長を含む関数で仮定し、2次元の長水路実験の反射率と比較して損失係数等のパラメーターを決定する。さらに、平面水槽で波の入射角の変化が反射率に及ぼす影響を確認する反射実験を行い、この構造物の3次元反射特性を明らかにする。

4. 2 理論解析

4. 2. 1 基本仮定

流体を非圧縮性，無粘性，非回転流と仮定すると，流体場を記述する速度ポテンシャル Φ は，次のラプラスの方程式を満足する．

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (4. 2. 1)$$

また，波の振幅を微小と仮定すれば，水底と自由水面の境界条件は次式で表される．

水底面 ($z = -h$)

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (4. 2. 2)$$

自由水面 ($z = 0$)

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (4. 2. 3)$$

$$\eta = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{z=0} \quad (4. 2. 4)$$

η は自由水面の高さで， g は重力加速度である．

ここで，式(4. 2. 1)～(4. 2. 4)を満足する速度ポテンシャルを，水深 z に関する固有関数の展開式で与え，グリーン公式に基づく解析法^{5), 6)}を適用する．この解析法は，構造物の断面形で決まる領域にグリーンの定理を適用し，領域の境界に関する積分形で表された速度ポテンシャルの水平分布関数 $\phi(x, y)$ を，境界面における流体運動の連続条件により決定するものである． $\phi(x, y)$ の形は境界の形状による制約がないので，任意断面の柱体にも適用できる．

構造物境界が図-4. 2. 1に示す鉛直な場合，速度ポテンシャル Φ は水底と自由水面での境界条件を満足する固有関数 $Z(z)$ に関する展開式として次のように表される．

<領域 1 の速度ポテンシャル Φ_1 >

$$\Phi_1(x, y, z; t) = \frac{ga}{\omega} \left\{ \phi_I(x, y)Z_0(z) + \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n(x, y)Z_n(z) \right\} e^{-i\omega t} \quad (4. 2. 5)$$

$$Z_0(z) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}$$

$$Z_n(z) = \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}$$

$$\phi_I(x, y) = -i \cdot \exp\{-i(kx \cos \theta + ky \sin \theta)\}$$

<領域 2 の速度ポテンシャル Φ_2 >

$$\Phi_2(x, y, z; t) = \frac{ga}{\omega} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \phi'_m(x, y)Z'_m(z) \right\} e^{-i\omega t} \quad (4. 2. 6)$$

$$Z'_0(z) = \frac{\cosh k'(z+qh)}{\cosh k'qh}$$

$$Z'_m(z) = \frac{\cos k'_m(z+qh)}{\cos k'_m qh}$$

ここで, $i = \sqrt{-1}$, ϕ_I ; 入射波のポテンシャル関数, ϕ_n ; 領域 1 のポテンシャル関数, ϕ'_m ; 領域 2 のポテンシャル関数, a ; 入射波の振幅, ω ; 角周波数, q : 領域 2 の水深と領域 1 の水深比である. また k, k_n, k', k'_m は実数で正值の固有値であり, 次式を満足する

$$kh \tanh(kh) = \frac{\omega^2 h}{g}$$

$$k_n h \tan(k_n h) = -\frac{\omega^2 h}{g} \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

$$k'qh \tanh(k'qh) = \frac{\omega^2 qh}{g}$$

$$k'_m qh \tan(k'_m qh) = -\frac{\omega^2 qh}{g} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

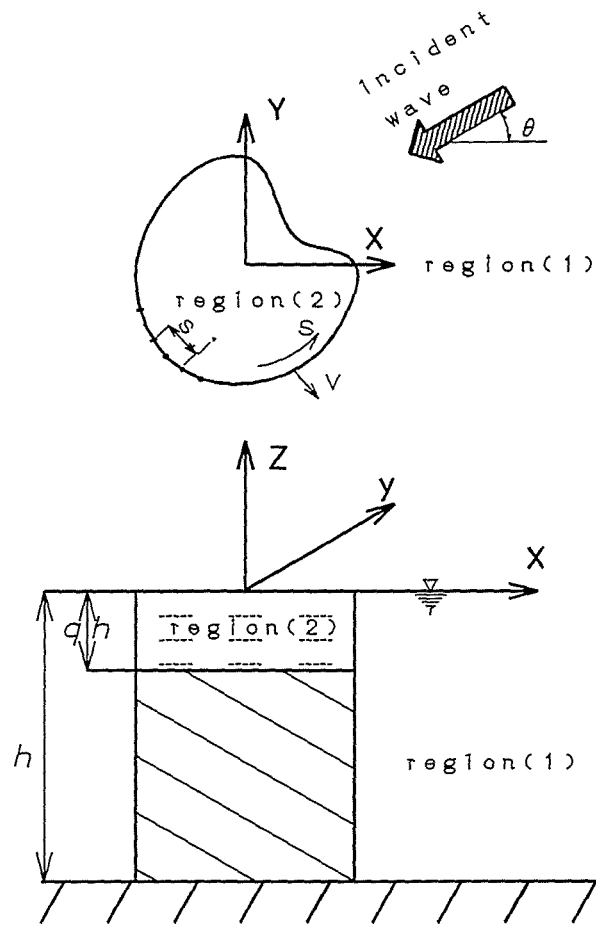


図-4.2.1 グリーン公式に基づく解析法

4. 2. 2 グリーン公式とポテンシャル関数

一般に、 $f(x, y)$, $g(x, y)$ が、境界線 Γ で囲まれた閉領域 D において 2 階微分可能な関数であれば、グリーン の定理 ⁷⁾ より次式が成り立つ、

$$\iint_D \left\{ f \nabla^2 g - g \nabla^2 f \right\} dx dy = \int_{\Gamma} \left\{ f \frac{\partial g}{\partial \nu} - g \frac{\partial f}{\partial \nu} \right\} ds \quad (4. 2. 7)$$

ここで ν は、境界線に対する外向き法線方向である。

$f(x, y)$, $g(x, y)$ がともにヘルムホルツの方程式を満足すると上式の左辺は 0 となる。

ここで $f(x, y)$ を式 (4. 2. 5), (4. 2. 6) のポテンシャルの水平分布関数 ϕ_n , ϕ'_m , また $g(x, y)$ を ϕ_n , ϕ'_m が満足するヘルムホルツの方程式の特解である場合を考えると、各領域において以下のグリーン公式を得る。

<領域 1 の任意点 i のポテンシャル成分 $\phi_n(i)$ と境界線 Γ 上の点 j の $\phi_n(j)$ >

$$\phi_n(i) = \int_{\Gamma} \left\{ \phi_n(j) \frac{\partial G_n(r)}{\partial \nu} - G_n(r) \frac{\partial \phi_n(j)}{\partial \nu} \right\} ds \quad (4. 2. 8)$$

ここに

$$\begin{aligned} G_0(r) &= \frac{i}{\alpha} H_0^{(1)}(kr) \\ G_n(r) &= \frac{1}{\beta} K_0(k_n r) \quad (n \neq 0) \end{aligned}$$

<領域 2 の任意点 i のポテンシャル成分 $\phi'_m(i)$ と境界線 Γ 上の点 j の $\phi'_m(j)$ >

$$\phi'_m(i) = \int_{\Gamma} \left\{ \phi'_m(j) \frac{\partial G'_m(r)}{\partial \nu} - G'_m(r) \frac{\partial \phi'_m(j)}{\partial \nu} \right\} ds \quad (4. 2. 9)$$

ここに

$$\begin{aligned} G'_0(r) &= -\frac{i}{\alpha} H_0^{(1)}(k'r) \\ G'_m(r) &= -\frac{1}{\beta} K_0(k'_m r) \quad (m \neq 0) \end{aligned}$$

式 (4. 2. 8) および (4. 2. 9) の r は i, j 間の距離、 $H_0^{(1)}$ は 0 次の第 1 種ハンケル関数、 K_0 は第 2 種変形ベッセル関数である。また α および β は、点 i が境界線を除く領域内の点である場合には $\alpha=4$, $\beta=2\pi$, 点 i が境界上の点である場合には $\alpha=2$, $\beta=\pi$ となる。

4. 2. 3 半円筒透過壁へのグリーン公式の適用と境界面での連続条件

ここでは、半円筒スリットケーソンの理論解析に適用する、グリーン公式を用いた解析法を説明する。まず、図-4.2.2(左)に示すスリット付き単円筒を対象とした解析を行い、次に、円筒を波の進行方向と直角方向に複数個並べた場合の回折波を重ね合わせて、並列円筒の影響を考慮した。さらに、半円筒背面のケーソン直立壁による反射は、逆方向の進行波を重ね合わせることで実現した。速度ポテンシャルの線型性を利用した、重ね合わせによる多連円筒の3次元解析は、厳密には隣接円筒により個々の円筒境界ポテンシャルが変化するが、このようにしても流れの場を把握するうえで支障はないとされており⁸⁾、ここでは3連円筒と単円筒3個の重ね合わせで妥当性を確認した。

このように、今回の理論解析においては、図-4.2.2(左)のスリット付き単円筒をグリーン公式に基づいて解析した。以下に、単円筒境界面外側の領域1と内側(遊水室)領域2における、速度ポテンシャルの連続条件を説明する。

まず、連続の方程式より、波が微小振幅でかつ境界である透過壁厚が波長に比べ非常に小さいと仮定すれば、スリット透過部における各領域の境界における法線方向流速は等しく、不透過部においては領域1の法線方向流速が0となり、次式が得られる。

〈mass flux による連続条件〉

$$-qh < z < 0 \quad \frac{\partial \Phi_1(x, y, z; t)}{\partial v} = \frac{\partial \Phi_2(x, y, z; t)}{\partial v} \quad (4.2.10)$$

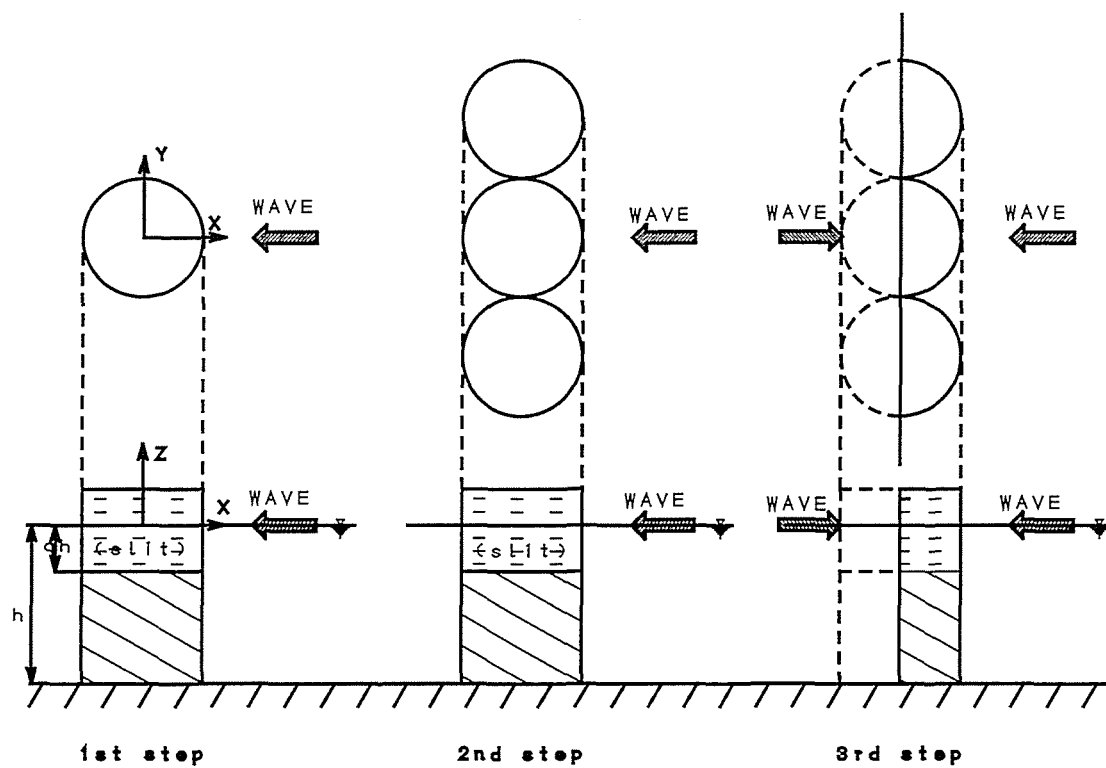
$$-h < z < -qh \quad \frac{\partial \Phi_1(x, y, z; t)}{\partial v} = 0 \quad (4.2.11)$$

次に、運動方程式に関しては、スリット透過壁前後での圧力をそれぞれ p_1 , p_2 とすれば、図-4.2.3に示す単一のスリットを対象とした Mei ら⁹⁾の方法により次式が導かれる^{10), 11), 12)}。

$$p_1 - p_2 = \rho \frac{C^*}{2} u_s |u_s| + \rho L^* \frac{\partial u_s}{\partial t} \quad (4.2.12)$$

ここで、 u_s は図-4.2.3においてスリット開口部を通過する流速、 C^* は損失係数、 L^* は有効慣性長あるいは見掛けオリフィス長さと呼ばれるものである。

水路面積に対するスリット開口部の面積比を開口比 ε とすれば、 u_s は x_1 , x_2 における流速 u ($u = u_1 = u_2$) により、 $u_s = u / \varepsilon$ と表され式(4.2.12)は次式となる。



スリット単円筒

多連スリット円筒

直立壁と半円筒スリット

図-4.2.2 スリット単円筒から多連半円筒への解析手順

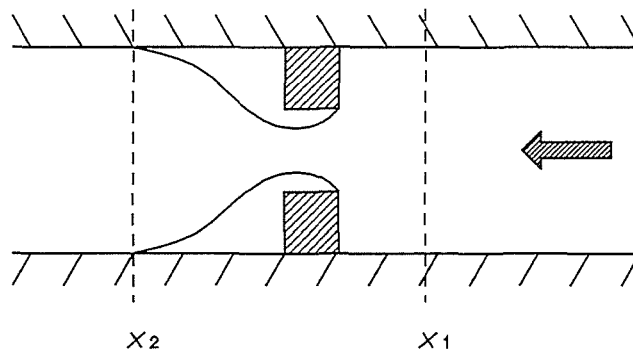


図-4.2.3 スリットを通過する流体

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{\varepsilon^2} \frac{C^*}{2} u|u| + \rho \frac{L^*}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (4.2.13)$$

式(4.2.12)の右辺第1項は、透過壁の非開口部材に働く抗力、第2項は運動量の時間変化による慣性力を表しており、これらの力によるエネルギー消費も含めて、透過壁前後において運動量保存則が満足されるとして導かれたものである。このように、抗力によるエネルギー損失は、厳密には流速の平方に比例する非線型抵抗となる。しかし、非線型抵抗では、ポテンシャル接続法であるグリーン公式解析法の境界条件としては使えないので、Lorentz の等価仕事の原則を適用し、右辺第1項の $u|u|$ が一周期にわたってなす仕事量と等価な $u \cdot u_{mean}$ を仮定した。 $u|u|$ と $u \cdot u_{mean}$ は次式の条件を満足する。

$$\int_0^T |u| u^2 dt = u_{mean} \int_0^T u^2 dt \quad (4.2.14)$$

速度 u を流速振幅 U を用いて、 $u = U \sin \omega t$ と表し式(4.2.14)を解くと、(4.2.13)式は、

$$u_{mean} = \frac{8}{3\pi} U \quad (4.2.15)$$

$$\begin{aligned} p_1 - p_2 &= \frac{\rho}{\varepsilon^2} \frac{4C^*U}{3\pi} u + \rho \frac{L^*}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial t} \\ &= \frac{\rho f^*}{\varepsilon^2} u + \rho \frac{L^*}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.2.16)$$

となる。ここで、 f^* は

$$f^* = \frac{4C^*U}{3\pi} \quad (4.2.17)$$

とした。

(4.2.16)式を、(4.2.5)式および(4.2.6)式の数値ポテンシャルで表すと、以下の運動方程式に関する、境界面での連続条件を得る。

<energy flux による連続条件>

$$-qh < z < 0 \quad \Phi_1 - \Phi_2 + \beta_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial \nu} \right) = 0 \quad (4.2.18)$$

ここで、 β_1 は、以下で定義される。

$$\beta_1 = \frac{L^*}{\varepsilon} - i \frac{f^*}{\varepsilon^2 \omega}$$

この抵抗係数である f^* は、未知数である流速の振幅 U を含み完全な線型化にはなっていないため、堀口ら¹³⁾は擬非線型と呼んでいる。計算上は適当な U を仮定し、 f^* を決めて計算された U の値が仮定した U と一致することを確認する必要がある。 L^* および f^* 、 C^* に関しては後述する。

4. 2. 4 数値計算法

グリーン公式に基づく解析法は、4. 2. 3 で説明した隣り合う領域の境界面におけるポテンシャルの連続条件と、式(4. 2. 8)および(4. 2. 9)のグリーン公式とを同時に満足する解を求める方法である。しかし、解析的に解くことはできないため、境界線を微小な線要素に分割し、要素上のポテンシャルとその法線微分値に関する連立一次方程式に帰着させ、これを数値的に解く。

(1) グリーン公式の離散化表示

境界線 Γ を N 個の小要素 ΔS_j に分割し、中点を j 、境界上の任意点を i 、 $i j$ 間の距離を r とすると(離散化した式では、 i も要素上の中点とする)、式(4. 2. 8)および(4. 2. 9)のグリーン公式は、以下のように離散化される。

<領域 1 の境界線 Γ 上の点 i 、 j のポテンシャル成分 $\phi_n(i)$ 、 $\phi_n(j)$ の離散化関係式>

$$\sum_{j=1}^N (\overline{G'_{nij}} - \delta_{ij}) \phi_n(j) - \sum_{j=1}^N \overline{G'_{nij}} \phi_n(j) = 0$$

$$(i = 1, 2, 3 \dots N \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots n^*) \quad (4. 2. 19)$$

ここで

$$\overline{G_{0ij}} = \frac{i}{2} \int_{\Delta S_j} H_0^{(1)}(kr) ds$$

$$\overline{G_{nij}} = \frac{1}{\pi} \int_{\Delta S_j} K_0(k_n r) ds \quad (n = 1, 2, 3 \dots n^*)$$

$$\overline{G'_{0ij}} = \frac{i}{2} \int_{\Delta S_j} \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial \nu} ds$$

$$\overline{G'_{nij}} = \frac{1}{\pi} \int_{\Delta S_j} \frac{\partial K_0(k_n r)}{\partial \nu} ds \quad (n = 1, 2, 3 \dots n^*)$$

$$\overline{\phi_n(j)} = \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_n(j)$$

<領域 2 の境界線 Γ 上の点 i, j のポテンシャル成分 $\phi'_m(i), \phi'_m(j)$ の離散化関係式>

$$\sum_{j=1}^N (\overline{G'_{mij}} - \delta_{ij}) \phi'_m(j) - \sum_{j=1}^N G'_{mij} \overline{\phi'_m(j)} = 0$$

$$(i=1, 2, 3 \dots N \quad m=0, 1, 2, 3 \dots m^*) \quad (4.2.20)$$

ここで

$$G'_{0ij} = -\frac{i}{2} \int_{\Delta S_j} H_0^{(1)}(k'r) ds$$

$$G'_{mij} = -\frac{1}{\pi} \int_{\Delta S_j} K_0(k'_m r) ds \quad (m=1, 2, 3 \dots m^*)$$

$$\overline{G'_{0ij}} = -\frac{i}{2} \int_{\Delta S_j} \frac{\partial H_0^{(1)}(k'r)}{\partial v} ds$$

$$\overline{G'_{mij}} = -\frac{1}{\pi} \int_{\Delta S_j} \frac{\partial K_0(k'_m r)}{\partial v} ds \quad (m=1, 2, 3 \dots m^*)$$

$$\overline{\phi'_m(j)} = \frac{\partial}{\partial v} \phi'_m(j)$$

上記 2 式の δ_{ij} はクロネッカーのデルタであり、 i と j が同じ要素上にあるときは 1、別要素上では 0、また n^* と m^* は ϕ_n, ϕ'_m の数値計算における打ち切り項数である。

(2) 選点解法

式 (4.2.10), (4.2.11), (4.2.18) の境界面連続条件式は変数 z の関数を含むため、式 (4.2.19), (4.2.20) と連立して解くことはできない。固有関数 Z_n, Z'_m の直交性を利用して z を消去する方法もあるが、ここでは、計算の容易な吉田ら¹⁴⁾ が提案した選点解法を用いる。

図-4.2.4 に示すように、境界面を横幅 ΔS_j で鉛直方向に等間隔な矩形の面要素に分割し、面要素の中点の z 座標を、 $-qh < z < 0$ においては z_p (分割数 N_1 個)、 $-h < z < -qh$ においては z_q (分割数 N_2 個) で表す。この全ての面要素の中点において、式 (4.2.10), (4.2.11), (4.2.18) の境界面連続条件式が成り立つものとすれば次式を得る。

(4.2.5), (4.2.6) 式を (4.2.10) 式に代入

$$\sum_{n=0}^{n^*} Z_n(z_p) \overline{\phi'_n(j)} - \sum_{m=0}^{m^*} Z'_m(z_p) \overline{\phi'_m(j)} = -Z_0(z_p) \overline{\phi'_l(j)}$$

$$(p=1 \sim N_1, j=1 \sim N) \quad (4.2.21)$$

(4. 2. 5) 式を(4. 2. 11)式に代入

$$\sum_{n=0}^{n^*} Z_n(z_q) \overline{\phi_n(j)} = -Z_0(z_q) \overline{\phi_l(j)}$$

($q=N_1+1 \sim N_1+N_2, j=1 \sim N$)

(4. 2. 22)

(4. 2. 5), (4. 2. 6)式を(4. 2. 18)式に代入

$$\sum_{n=0}^{n^*} Z_n(z_p) \phi_n(j) - \sum_{m=0}^{m^*} Z'_m(z_p) \phi'_m(j) + \beta_1 \sum_{n=0}^{n^*} Z_n(z_p) \overline{\phi_n(j)} = -Z_0(z_p) \phi_l(j) - \beta_1(z_p) \overline{\phi_l(j)}$$

($p=1 \sim N_1, j=1 \sim N$)

(4. 2. 23)

上記の境界面連続条件の式(4. 2. 21), (4. 2. 22), (4. 2. 23)からは $N(2N_1+N_2)$ 個, またグリーン公式の(4. 2. 19)および(4. 2. 20)からは $N(n^*+m^*+2)$ 個, 合計 $N(2N_1+N_2+n^*+m^*+2)$ 個の連立一次方程式が得られる. ここで未知数は $\phi_n(j)$ に関する $N(n^*+1)$ 個, $\phi'_m(j)$ に関する $N(m^*+1)$ 個およびそれぞれの法線方向微分に関するものを加え合計 $2N(n^*+m^*+2)$ 個となる. したがって $2N_1+N_2 = n^*+m^*+2$ とすれば方程式と未知数は同数となり $\phi_n(j)$ $\phi'_m(j)$ を決定することができる.

ここでは, 鉛直方向の面要素の分割数 N_1, N_2 と無限級数の打ち切り項数 n^*, m^* をそれぞれ $n^*+1=N_1+N_2, m^*+1=N_1$ として計算する.

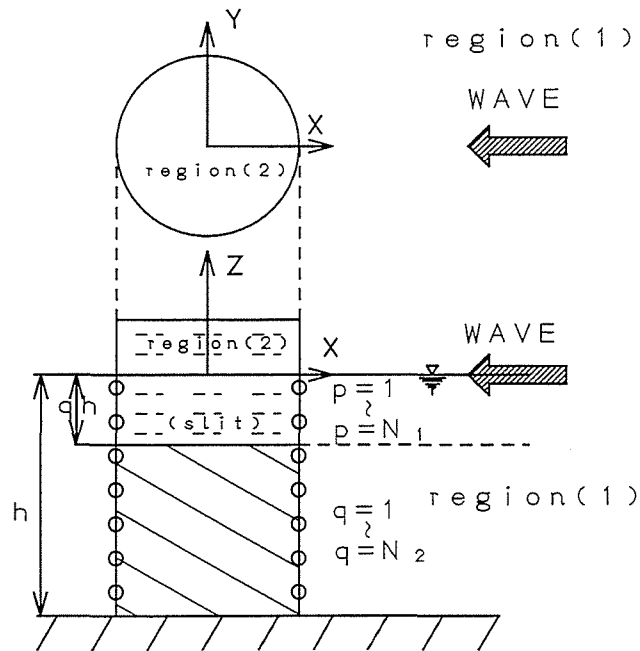


図-4. 2. 4 計算領域の分割と境界面上の選点

4. 3 長水路における水理実験

長水路において、スリット透過壁の長さおよび遊水室の深さを変化させた反射率測定実験を行った。実験波の諸元を表-4. 3. 1 に示す。

4. 3. 1 実験装置および実験方法

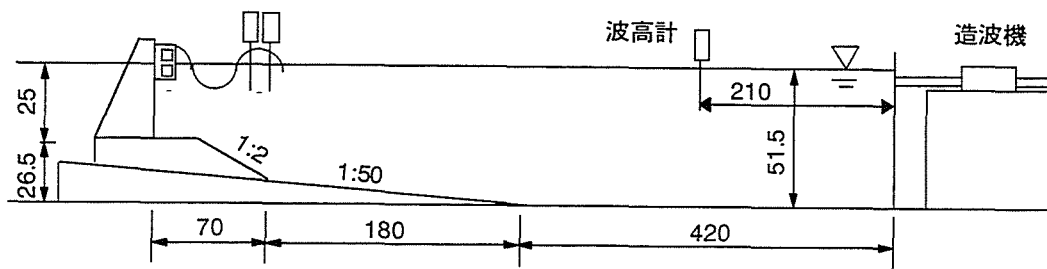
実験には、第3章で用いた水槽と同じ長さ 29. 0m, 幅 0. 5m, 高さ 0. 75m, 片面（一部両面）ガラス張りの鋼製の二次元造波水槽を用いた。図-4. 3. 1 に示すように造波板から 4. 2m の位置より勾配 1/50 のスロープを設置し、その上に法面勾配 1/2 の鋼製マウンドを置き、マウンド前法肩部より 20cm の位置（ケーソン直立壁設置位置）にアクリル製のケーソン模型を設置した。水深は一様水深部で 51. 5cm, 水平マウンド部の天端水深は 25. 0cm とした。実験に使用したアクリル製ケーソン模型の概略図を図-4. 3. 2 に示す。また図-4. 3. 3 には遊水室深さ別に実験に使用した模型の種類を示した。静水面を中心に高さ 7. 5cm の半円筒のスリットを取り付けたもの（タイプ 1）と、スリットの底に蓋を取りつけたもの（タイプ 2）、半円筒スリットの高さをタイプ 1 の倍の 15. 0cm としたもの（タイプ 3）と、その底に蓋をつけたもの（タイプ 4）、そしてマウンド上から静水面上まで全て半円筒のスリットとしたもの（タイプ 5）の 5 種類である。

一様水深での入射波高は、造波板から 2. 1m の位置に設置した波高計を用いて測定した。反射率は 2 本の波高計で計測した水面変化の記録を用いて合田¹⁵⁾の方法で計算した。波高計の間隔は入射波長の 1/4 程度にした。データはデジタルレコーダ DR-F1（TEAC 製）を用いて約 4 秒間の記録をサンプリング周波数 50Hz で A/D 変換して記録した。

なお、タイプ 2 とタイプ 4 の底蓋には波との衝突時に揚圧力が発生し、構造物の安定に関しては不利な形状である。実用的には、図-4. 4. 2(p. 76)に示した、スリット部の下部に不透過半円筒を取り付けたタイプを検討することになるが、予備実験により、不透過半円筒を取り付けたタイプと底蓋をつけたタイプの反射率はほぼ同じであったことから、ここでは、遊水室水深が反射率に与える影響をより明確にするため、底蓋付きのタイプの測定値を他のタイプと比較する事にした。また、本章の 4. 5. 3 で後述する計算値と実験値との比較においてもタイプ 4 の測定値を用いた。

表-4.3.1 実験波の諸元

周期(s)	波高(cm)	波高計設置間隔(cm)
1.00	2.50	38.0
	3.75	
	5.00	
0.70	2.50	22.0
	3.75	
	5.00	
0.55	2.50	11.5
	3.75	
	5.00	
0.50	2.50	9.5
	3.75	
	5.00	
0.45	2.50	8.0
	3.75	
	5.00	
0.40	2.50	6.0
	3.75	
	5.00	



unit : cm

図-4.3.1 反射率測定実験装置

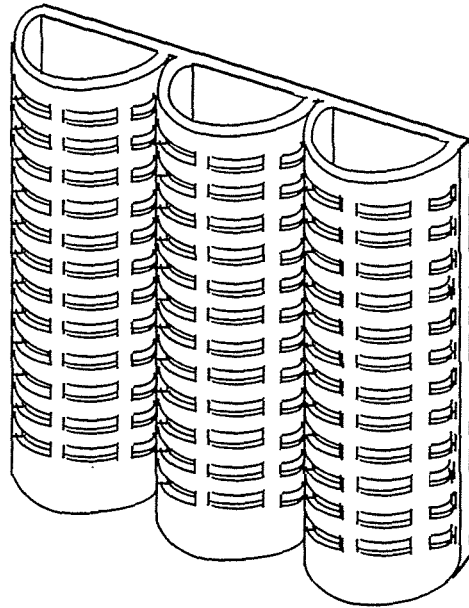
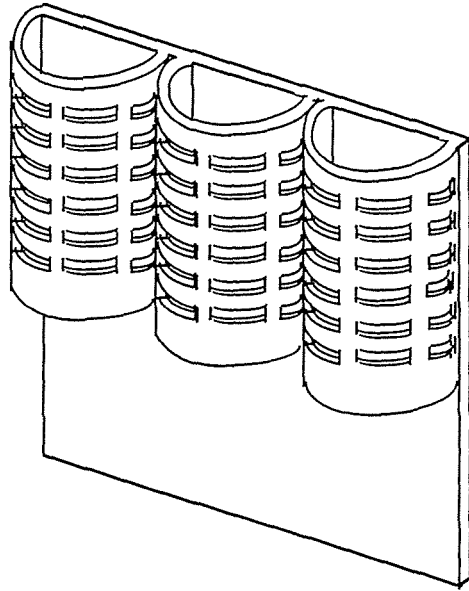
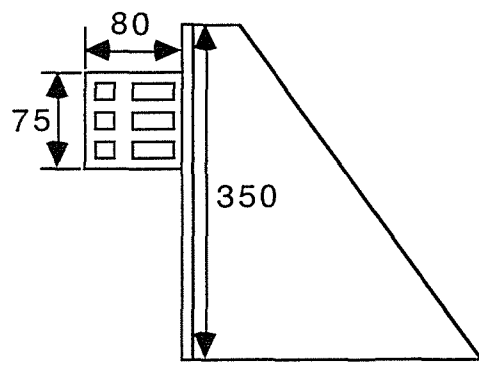
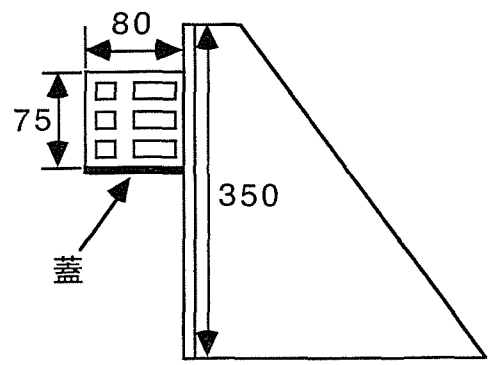


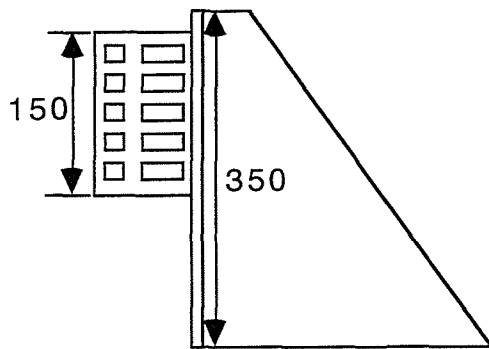
図-4.3.2 ケーソン模型



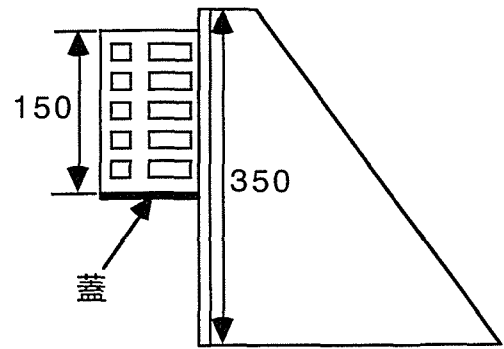
タイプ1



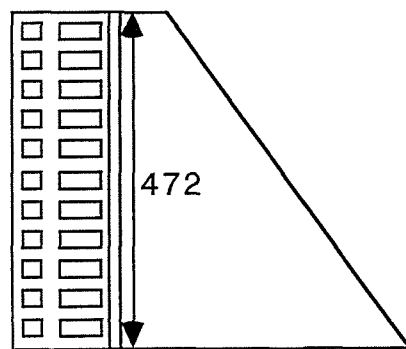
タイプ2



タイプ3



タイプ4



タイプ5

unit:mm

図-4.3.3 遊水室深さ別実験の模型タイプ

4. 3. 2 反射率の測定

反射率の測定値は、合田ら¹⁵⁾の入射波分離法を用いて求めたが、この方法の概要は以下のようなものである。いま入射波の波形を

$$\eta_I = a_I \cos(kx - \omega t + \varepsilon_I) \quad (4.3.1)$$

とする。ここに a :振幅, k :波数, ω :角周波数, ε :初期位相角である。また、添字 I は入射波のものであることを示す。この波が構造物に作用すると半円筒形部分の表面で一部が反射し、一部が孔を通じて内部に透過する。内部に透過した波は、遊水部を進行してケーソンの表面に達しそこで反射される。反射された波は、遊水部を進行して半円筒部分の裏面に達する。ここでもまた一部が透過し一部が反射される。この遊水部内での過程は無限に繰り返され多重反射系が形成される。しかし、この過程が連続されている間に次々と入射波がやってきて、それぞれの波が以前の波とは別に 1 周期分遅れて同じ過程を繰り返してそれぞれ多重反射系を形成する。複数の波が入射しているうちにこの多重反射系が重なって定常に達する。この状態になると消波ケーソン付近の波は一体化してケーソン前面に仮想的な反射面ができ、ここで波を反射する構造物として機能するようになる。したがって、消波ケーソンから沖に向かっていく波を

$$\eta_R = a_R \cos(kx + \omega t + \varepsilon_R) \quad (4.3.2)$$

のように表すことが出来る。ここで添字 R は反射波のものであることを意味する。 ΔX 離れた 2 点, $X=X_1$, および $X=X_2=X_1 + \Delta X$ において波形を同時に記録すれば波形は、一般に次のように表すことが出来る。

$$\begin{aligned} \eta_1 &= (\eta_I + \eta_R) \Big|_{X=X_1} = A_1 \cos \omega t + B_1 \sin \omega t \\ \eta_2 &= (\eta_I + \eta_R) \Big|_{X=X_2} = A_2 \cos \omega t + B_2 \sin \omega t \end{aligned} \quad (4.3.3)$$

ここに、

$$\begin{aligned} A_1 &= a_I \cos \phi_I + a_R \cos \phi_R \\ B_1 &= a_I \sin \phi_I - a_R \sin \phi_R \end{aligned} \quad (4.3.4)$$

$$\begin{aligned} A_2 &= a_I \cos(k\Delta X + \phi_I) + a_R \cos(k\Delta X + \phi_R) \\ B_2 &= a_I \sin(k\Delta X + \phi_I) - a_R \sin(k\Delta X + \phi_R) \end{aligned} \quad (4.3.5)$$

$$\begin{aligned} \phi_I &= KX_1 + \varepsilon_I \\ \phi_R &= KX_1 + \varepsilon_R \end{aligned} \quad (4.3.6)$$

である。以上の各式で実験により測定できるものは、 $X=X_1$ と $X=X_2$ における入射波と反射波

が重なり合った水面形 η_1 および η_2 である。

A_1, B_1, A_2, B_2 は順に, η_1 および η_2 に対するフーリエ係数の実部および虚部の値である。(4.3.4), (4.3.5)式より未知数 a_R および ϕ_R を消去すると,

$$\begin{aligned} A_2 &= (A_1 \cos k\Delta X + B_1 \sin k\Delta X) - 2a_I \sin k\Delta X \sin \phi_I \\ B_2 &= (-A_1 \sin k\Delta X + B_1 \cos k\Delta X) + 2a_I \sin k\Delta X \sin \phi_I \end{aligned} \quad (4.3.7)$$

となる。さらに, (4.3.7) 式から ϕ_I を消去すれば a_I を計算することができる。まったく同様にして a_R を計算すると, 最終的に a_I, a_R は次のようになる。

$$\begin{aligned} a_I &= \frac{1}{2|\sin k\Delta X|} \left\{ (A_2 - A_1 \cos k\Delta X - B_1 \sin k\Delta X)^2 + (B_2 + A_1 \cos k\Delta X - B_1 \cos k\Delta X)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \\ a_R &= \frac{1}{2|\sin k\Delta X|} \left\{ (A_2 - A_1 \cos k\Delta X + B_1 \sin k\Delta X)^2 + (B_2 - A_1 \cos k\Delta X - B_1 \cos k\Delta X)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4.3.8)$$

(4.3.8) 式より反射率 K_r は, 次式で求められる。

$$K_r = \frac{a_R}{a_I} \quad (4.3.9)$$

4. 4 平面水槽における水理実験

波の入射角の変化が, 半円筒スリットケーソンの反射率にどのような影響を与えるかを確認するため, 平面水槽における水理実験を行った。実験波の諸元を表-4.4.1に示す。

4. 4. 1 実験装置および実験方法

実験は, 図-4.4.1に示す14枚の造波板(幅60cm)からなる, 多方向不規則造波水槽(9m×16m×0.6m)を用いた(写真-4.4.1)。水槽側壁には, ステラシートの2層構造からなる遊水部を持つ消波工が設けられており, その反射率は0.2以下である。また, 水槽の岸側には, 捨石による法面勾配1:5のスロープ(長さ1m)と, アルミ製の法面勾配1:30スロープ(長さ6m)が付設されている。実験に使用した半円筒スリットケーソン模型の概略図を, 図-4.4.2に示す。この模型は, アクリル製の鉛直壁ケーソン模型に, 同じアクリル製の半円筒型の透過部と不透過部から成るスリットを取り付けたものである。模型の長さは200cm, 遊水部半径10cm, 直立部高さ45cm, 半円筒部全体高さ38.3cmであり, 半円筒透過部の高

さは 10cm, 不透過部高さ 28.3cm となっている。水深は 33.3cm とした。実験は, 4 台の容量式波高計を用いて行った。模型の設置角度を, 造波板の面に対して 0° , 15° , 30° , 45° と変化させ, それぞれの入射角ごとに波高および周期を変化させた各 12 ケースの実験を行った。

模型は, 図-4.4.1 に示すように, 造波板から 5m 離れた地点に模型の中心を設置した。例外として, 波の入射角 0° のケースについては 6m 距離をあけた。これは, 波の再反射波の影響を極力避けるためである。

波高計の設置は, 図-4.4.3 に示すように, 測点 1, 3, 4 の波高計を結ぶ直線が堤体に対して平行となるように, また, 測点 2 の波高計については, 測点 1 の波高計とともに堤体の中心位置から堤体と直角方向に並ぶように設置した。すべての波高計の設置位置は, 反射波領域内に収まるようにした。各周期毎の波高計設置条件は, 表-4.4.2 に示す通りである。

これら 4 台の波高計による電圧変化を, データサンプリング間隔 50ms, データ 400 個を収録し, 同時にパソコン (NEC, PC-9801BP) に読み込んで解析に用いた。

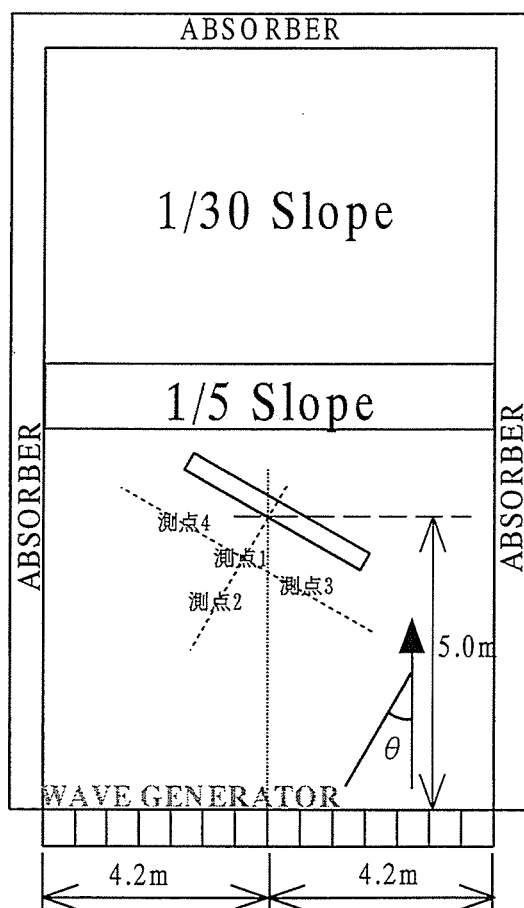


図-4.4.1 平面水槽と模型の設置位置

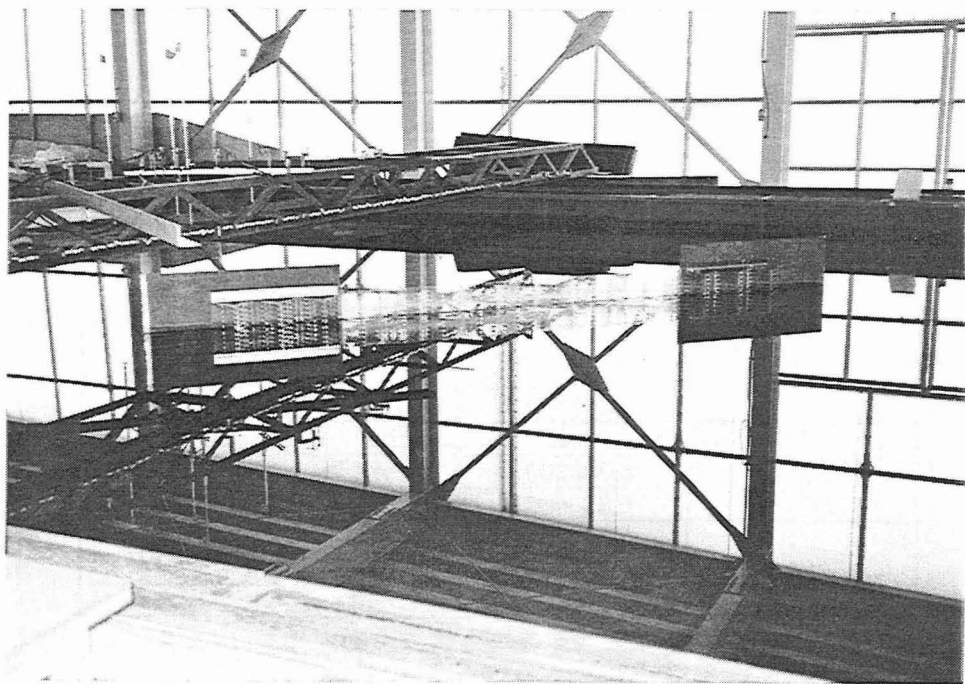
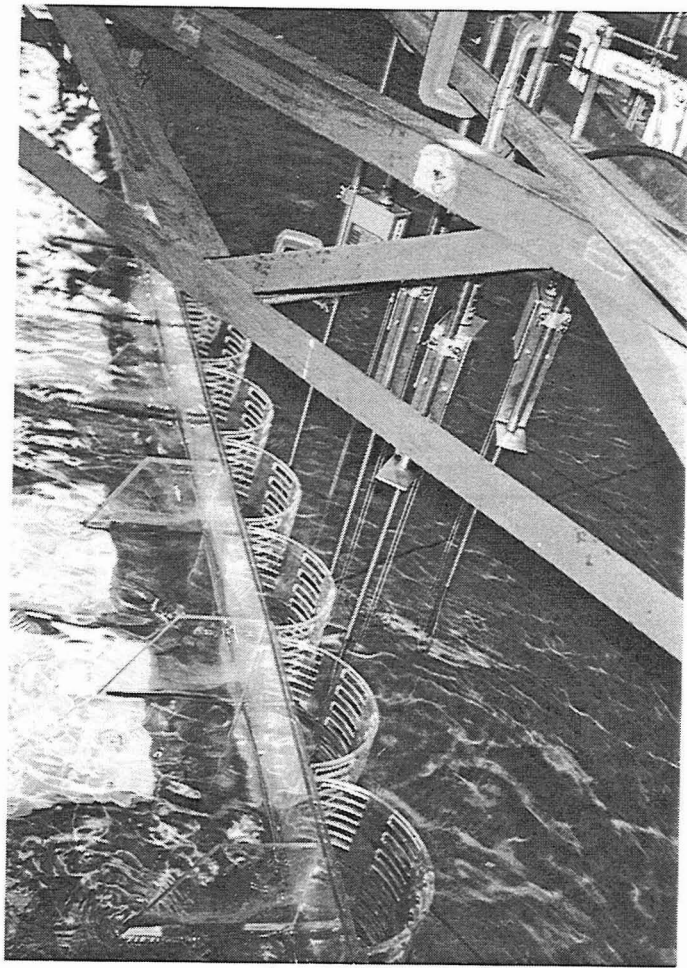


写真-4. 4. 1 平面水槽

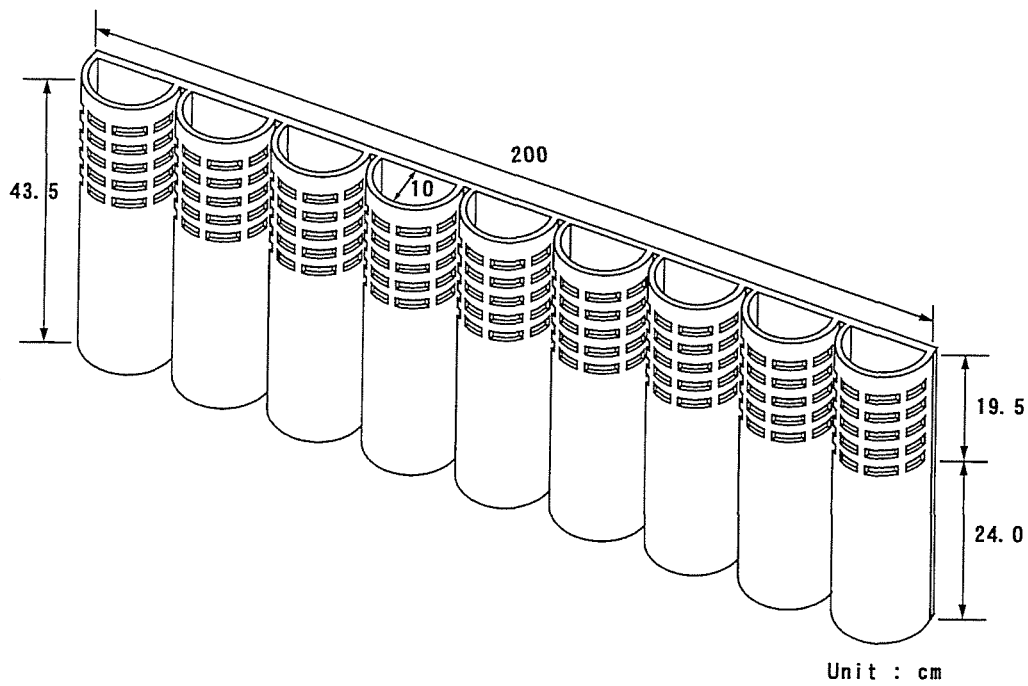


図-4.4.2 模型概略図

表-4.4.1 実験波諸元および波高計設置間隔

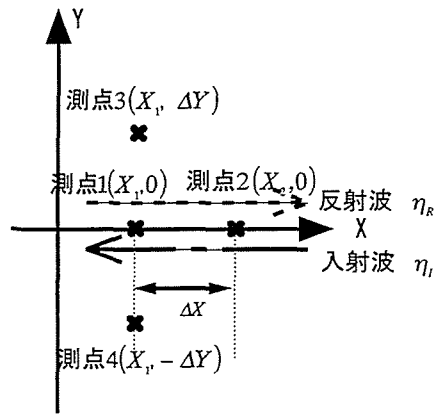
周期(s)	波高(cm)	波高計設置間隔(cm)
1.18(9.14)	3.33(200)	45
	5.00(300)	45
	6.67(400)	45
0.89(6.89)	3.33(200)	30
	5.00(300)	30
	6.67(400)	30
0.65(5.03)	3.33(200)	17
	5.00(300)	17
	6.67(400)	17
0.59(4.57)	3.33(200)	14
	5.00(300)	14
	6.67(400)	14
0.52(4.03)	3.33(200)	11
	5.00(300)	11
	6.67(400)	11

() 内は現地換算値

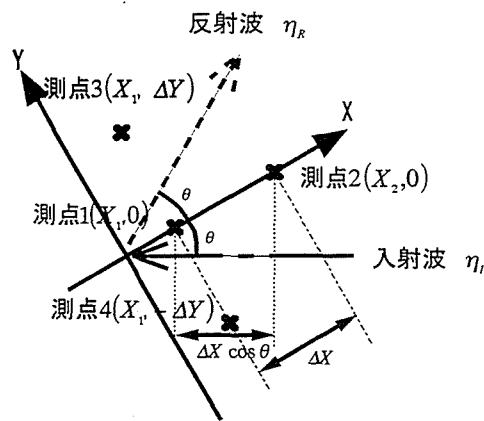
表-4. 4. 2 周期・入射角毎の岸側波高計および模型の設置間隔

周期(s)	入射角(°)	岸側波高計・模型設置間隔(cm)
1.18(9.14)	0,15,30	67.0
	45	40.0
0.89(6.89)	0,15,30,45	45.0
0.65(5.03)	0,15,30,45	25.0
0.59(4.57)	0,15,30,45	20.0
0.52(4.03)	0,15,30,45	16.0

() 内は現地換算値



<入射角 0° の場合>



<入射角 θ° の場合>

図-4. 4. 3 入反射分離推定法における測点

4. 4. 2 反射率の測定

ここでは、4. 3. 2 で説明した合田らの入反射波分離法に、角度を組み込んだ谷本ら¹⁶⁾の方法を用いた。この方法は、図-4. 4. 3のように、堤体に対して入射角 θ で入射した波と、その反射波を分離するものである。図-4. 4. 3のような座標軸のもとでは、入射波 η_I 、反射波 η_R はそれぞれ、

$$\begin{aligned}\eta_I &= a_I \cos\{k(x \cos\theta + y \sin\theta) - \omega t + \varepsilon_I\} \\ \eta_R &= a_R \cos\{k(x \cos\theta - y \sin\theta) + \omega t + \varepsilon_R\}\end{aligned}\quad (4. 4. 1)$$

と表すことができる。ここに、 θ ：波の堤体の法線方向に対する入射角であり、式中の文字および添字は4. 3. 2節と同様である。ここで、測点1~4における座標を、それぞれ $(x, y) = (X_1, 0)$ 、 $(x, y) = (X_1 + \Delta X, 0)$ 、 $(x, y) = (0, \Delta Y)$ 、 $(x, y) = (0, -\Delta Y)$ とすると、測点1および測点2での水位は、次のように表すことができる。

$$\begin{aligned}\eta_1 &= (\eta_I + \eta_R) \Big|_{X=X_1, Y=0} = A_1 \cos \omega t + B_1 \sin \omega t \\ \eta_2 &= (\eta_I + \eta_R) \Big|_{X=X_1 + \Delta X, Y=0} = A_2 \cos \omega t + B_2 \sin \omega t\end{aligned}\quad (4. 4. 2)$$

ここに、

$$\begin{aligned}A_1 &= a_I \cos \phi_I + a_R \cos \phi_R \\ B_1 &= a_I \sin \phi_I - a_R \sin \phi_R\end{aligned}\quad (4. 4. 3)$$

$$\begin{aligned}A_2 &= a_I \cos(k\Delta X \cos\theta + \phi_I) + a_R \cos(k\Delta X \cos\theta + \phi_R) \\ B_2 &= a_I \sin(k\Delta X \cos\theta + \phi_I) - a_R \sin(k\Delta X \cos\theta + \phi_R)\end{aligned}\quad (4. 4. 4)$$

$$\begin{aligned}\phi_I &= kX_1 \cos\theta + \varepsilon_I \\ \phi_R &= kX_1 \cos\theta + \varepsilon_R\end{aligned}\quad (4. 4. 5)$$

である。

ここで、4. 3. 2節同様、 A_1 、 B_1 、 A_2 、 B_2 はそれぞれ既知量であり、式(4. 4. 3)および(4. 4. 4)より未知数 a_R 、 ϕ_R を消去すると、

$$\begin{aligned}A_2 &= (A_1 \cos(k\Delta X \cos\theta) + B_1 \sin(k\Delta X \cos\theta)) - 2a_I \sin \phi_I \sin(k\Delta X \cos\theta) \\ B_2 &= (-A_1 \sin(k\Delta X \cos\theta) + B_1 \cos(k\Delta X \cos\theta)) + 2a_I \cos \phi_I \sin(k\Delta X \cos\theta)\end{aligned}\quad (4. 4. 6)$$

となる。さらに、式(4. 4. 6)から ϕ_I を消去すると、最終的に a_I 、 a_R は次のようになる。

$$\begin{aligned}
a_I &= \frac{1}{2|\sin(k\Delta X \cos\theta)|} \times \\
&\left[\{A_2 - A_1 \cos(k\Delta X \cos\theta) - B_1 \sin(k\Delta X \cos\theta)\}^2 + \{B_2 + A_1 \sin(k\Delta X \cos\theta) - B_1 \cos(k\Delta X \cos\theta)\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\
a_R &= \frac{1}{2|\sin(k\Delta X \cos\theta)|} \times \\
&\left[\{A_2 - A_1 \cos(k\Delta X \cos\theta) + B_1 \sin(k\Delta X \cos\theta)\}^2 + \{B_2 - A_1 \sin(k\Delta X \cos\theta) - B_1 \cos(k\Delta X \cos\theta)\}^2 \right]^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{4.4.7}$$

(4.4.7)式より反射率 K_r は,

$$K_r = \frac{a_R}{a_I} \tag{4.4.8}$$

となる。式(4.3.5)の ΔX が、式(4.4.4)では $\Delta X \cos\theta$ におきかわっていることが分かる。これは、図-4.4.3において、入射波および反射波の進行方向への波高計間隔が、 $\Delta X \cos\theta$ になっているからである。

また、測点1、測点3から得られた波形データより、

$$\begin{aligned}
\eta_3 &= (\eta_I + \eta_R) \Big|_{X=X_1, Y=\Delta Y} = A_3 \cos \omega t + B_3 \sin \omega t \\
\eta_4 &= (\eta_I + \eta_R) \Big|_{X=X_1, Y=-\Delta Y} = A_4 \cos \omega t + B_4 \sin \omega t
\end{aligned} \tag{4.4.9}$$

ここに、

$$\begin{aligned}
A_3 &= a_I \cos(k\Delta Y \sin\theta + \phi_I) + a_R \cos(-k\Delta Y \sin\theta + \phi_R) \\
B_3 &= a_I \sin(k\Delta Y \sin\theta + \phi_I) - a_R \sin(-k\Delta Y \sin\theta + \phi_R)
\end{aligned} \tag{4.4.10}$$

$$\begin{aligned}
A_4 &= a_I \cos(-k\Delta Y \sin\theta + \phi_I) + a_R \cos(k\Delta Y \sin\theta + \phi_R) \\
B_4 &= a_I \sin(-k\Delta Y \sin\theta + \phi_I) - a_R \sin(k\Delta Y \sin\theta + \phi_R)
\end{aligned} \tag{4.4.11}$$

$$\begin{aligned}
\phi_I &= kX_1 \cos\theta + \varepsilon_I \\
\phi_R &= kX_1 \cos\theta + \varepsilon_R
\end{aligned} \tag{4.4.12}$$

である。式(4.4.3)および式(4.4.10)より、

$$\begin{aligned}
A_3 &= A_1 \cos(k\Delta Y \sin\theta) - B_1 \sin(k\Delta Y \sin\theta) \\
B_3 &= A_1 \sin(k\Delta Y \sin\theta) + B_1 \cos(k\Delta Y \sin\theta)
\end{aligned} \tag{4.4.13}$$

ここで簡単のために $\psi = k\Delta Y \sin \theta$ とすると,

$$A_3 = A_1 \cos \psi - B_1 \sin \psi \quad (4.4.14-1)$$

$$B_3 = A_1 \sin \psi + B_1 \cos \psi \quad (4.4.14-2)$$

(4.4.14-1)に $\cos \psi$, (4.4.14-2)に $\sin \psi$ を掛けて加えると,

$$A_1 = A_3 \cos \psi + B_3 \sin \psi \quad (4.4.15-1)$$

となり, (4.4.14-1)に $\sin \psi$ を掛けたものから (4.4.14-2)に $\cos \psi$ を掛けたものを差し引くと,

$$B_1 = B_3 \cos \psi - A_3 \sin \psi \quad (4.4.15-2)$$

となる. さらに (4.4.15-1)に A_3 , (4.4.15-2)に B_3 を掛けて加えると,

$$\cos \psi = \frac{A_1 A_3 + B_1 B_3}{A_3^2 + B_3^2} \quad (4.4.16-1)$$

を得る.

また (4.4.15-1)に B_3 を掛けたものから (4.4.15-2)に A_3 を掛けたものを差し引くと,

$$\sin \psi = \frac{A_1 B_3 - B_1 A_3}{A_3^2 + B_3^2} \quad (4.4.16-2)$$

となる.

(4.4.15-1)および(4.4.15-2)より,

$$\tan \psi = \frac{A_1 A_3 + B_1 B_3}{A_1 B_3 - B_1 A_3} \quad (4.4.17)$$

(4.4.17)より,

$$\psi = \tan^{-1} \frac{A_1 A_3 + B_1 B_3}{A_1 B_3 - B_1 A_3} \quad (4.4.18)$$

ここで $\psi = k\Delta Y \sin \theta$ より,

$$k\Delta Y \sin \theta = \tan^{-1} \frac{A_1 A_3 + B_1 B_3}{A_1 B_3 - B_1 A_3} \quad (4.4.19)$$

よって,

$$\sin \theta = \frac{1}{k\Delta Y} \tan^{-1} \frac{A_1 A_3 + B_1 B_3}{A_1 B_3 - B_1 A_3} \quad (4.4.20)$$

となる. これによって, η_1 および η_3 の波形データから得られたフーリエ係数を用いて, 堤体に対する波の入射角 θ が得られる. また η_1 および η_4 についても同様に, 入射角 θ を求めることが可能である.

4. 5 反射特性の検討

ここでは、4.2 で述べたモデルのなかで、未知数となっている損失係数 C^* と有効慣性長 L^* を決定し、理論解析による反射率の計算結果と、4.3 および 4.4 の実験結果に基づいて、半円筒スリットケーソンの反射特性を検討する。

4. 5. 1 C^* および L^* の決定

理論解析における反射率の計算には、運動量に関する境界面の連続条件である式 (4.2.18) の β_1 が必要となる。 β_1 は損失係数 C^* と有効慣性長 L^* の関数であり、この二つの未知数を決めなければならない。 C^* と L^* に関しては、過去に多くの研究がなされている。すなわち、Mei ら¹⁷⁾ は単一のスリット壁に対して、 C^* を流量係数とスリット壁の開口比の関数として与え、 L^* を気体を対象とした音響学的解法によりスリット壁の幾何学寸法で表している。また近藤・佐藤¹⁸⁾ は、多孔壁に作用する波力の実験結果から、抗力係数および質量係数を介してこれらの値を求め、 C^* を開口比と Reynolds 数の関数で与え、入射波長で無次元化した L^* を Keulegan-Carpenter 数の関数で与えている。また萩原¹⁹⁾ は、多重円筒列の反射率・透過率解析において、波力実験結果をもとに抗力係数・質量係数を介して C^* を開口比の関数で、またスリット壁厚で割って無次元化した L^* を入射波長・水深・開口比の関数で与えた。一方、谷本・吉本²⁰⁾ は、縦スリットケーソンを対象とした反射率に関する実験値と理論による推定値との比較より C^* を開口比の関数で、また、無次元化した L^* を遊水室内水深での波長に対する遊水室幅の比の関数で表している。これらの既往の研究を参考にした上で本研究では、対象構造物が類似していることと、適用しやすさを考慮し、谷本らの方法に準じて L^* 、 C^* を決定した。

(1) L^* の決定

有効慣性長 L^* は、既往の研究例からも、種々の要因が関与し非常に複雑であることが指摘されている。そのなかで、谷本らは、縦スリットケーソンの反射率実験より、遊水室水深に対する波長と遊水室の幅から、 L^* を算出する式を導いている。本研究では、この遊水室の構造条件が反映される関係式を用いることとした。谷本らの式における遊水室の幅を、遊水室半径とすると、次式のようになる。

$$\frac{L^*}{\Delta R} = 12.4 \left(0.5 - \frac{R}{L_2} \right)^2, \quad 0 \leq \frac{R}{L_2} \leq 0.5 \quad (4.5.1)$$

ここで ΔR : 透過壁厚, R : 遊水室半径, L_2 : 遊水室内水深に対する波長である。

式(4.5.1)に、長水路実験の条件 $\Delta R=0.5\text{cm}$, $R=8.0\text{cm}$, 水深 $h=25\text{cm}$ および水深に対する遊水室水深比 q より求めた L_2 , 以上を代入して計算した結果が図-4.5.1である。この図は、横軸にとった入射波の周期と L^* の関係を示すものである。図の実線は、遊水室水深が前面水深の 0.3 倍 ($q=0.3$) の場合を、破線は遊水室水深が前面水深と等しい場合 ($q=1$) を示した。

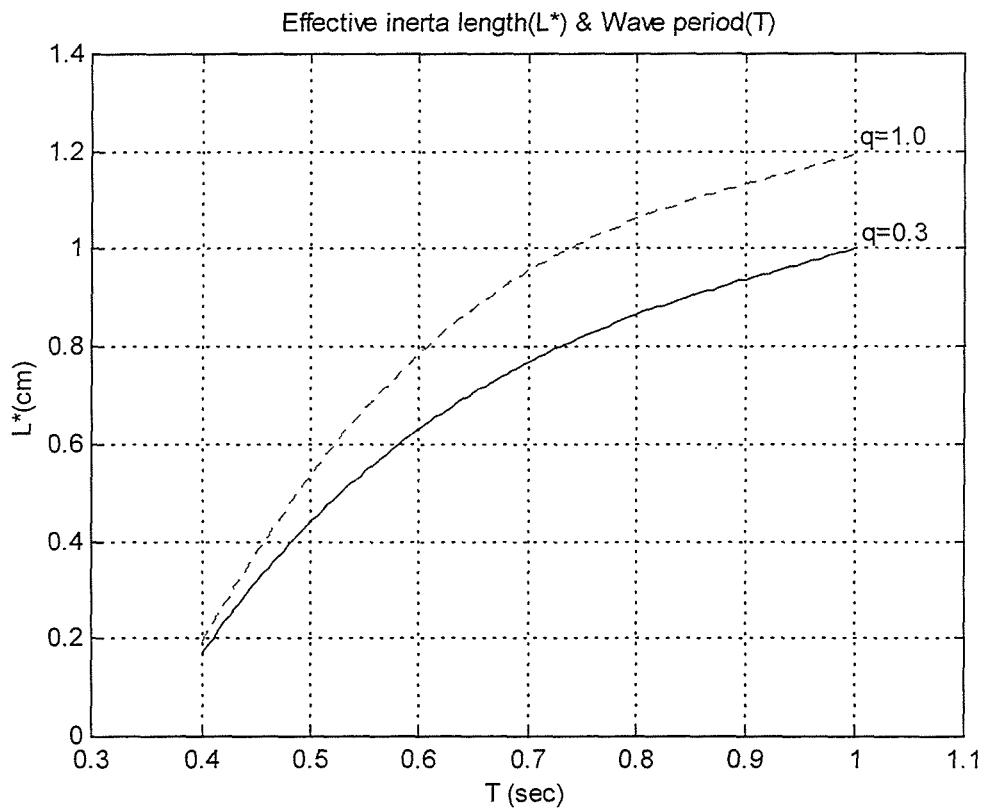


図-4.5.1 有効慣性長と入射波周期

(2) C^* の決定

C^* は、開口比 ε と抗力係数 C_D の関数で次式のように与えられる。

$$C^* = \varepsilon^2 C_a^* = \varepsilon^2 (1 - \varepsilon) C_D \quad (4.5.2)$$

ここで、 C_a^* は透過壁通過後の領域における平均的な流速に対する損失係数であり、

$$C_a^* = C^* / \varepsilon^2 \text{である。}$$

C_D に関して、谷本らは Chappeller が三本の直円柱材があるときに示した式を参考にして、スリットを形成する多数の角柱材(スリット部材)の抗力係数を次のようにおいた。

$$C_D = C_{D0} + A(1 - \varepsilon)^2 \quad (4.5.3)$$

ここで、 C_{D0} には単一角柱の抗力係数 2.0 を与え、 A は未定係数である。

本研究では、未定係数の A を 65.0 とした場合に、後述(4.5.3)する反射率の計算結果と実験値が比較的良好に一致したので、以後の計算ではこの値を用いた。

これらの係数を式(4.5.2)に代入して求めた C^* とスリット開口比との関係を図-4.5.2 に示す。

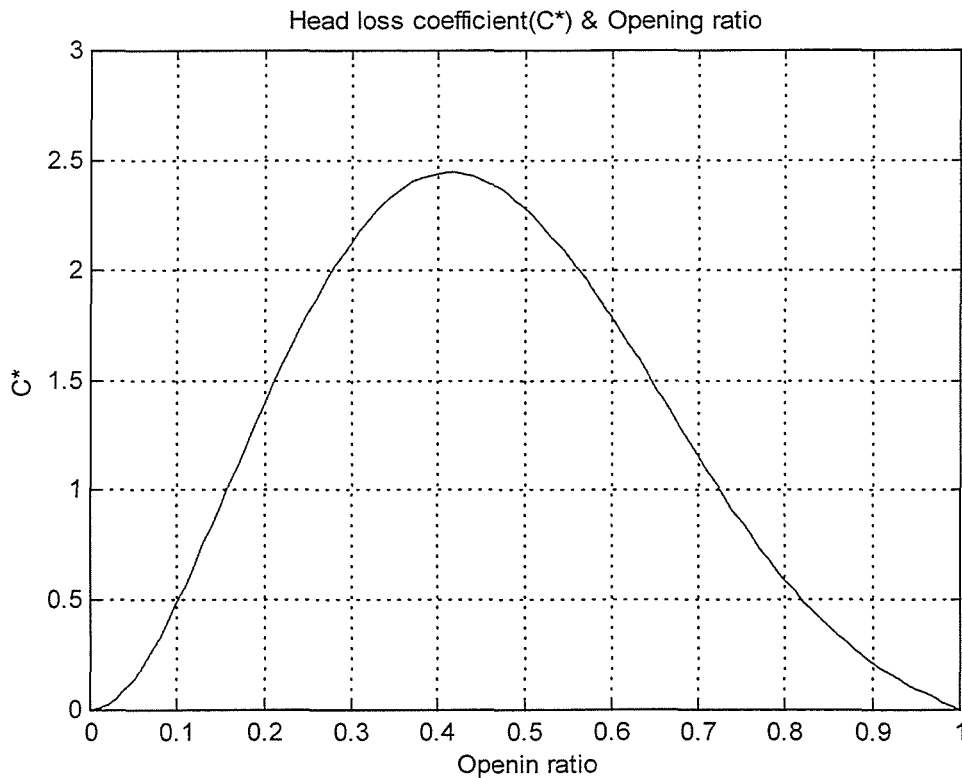


図-4.5.2 損失係数と開口比

(3) β_1 の決定

式(4.2.18)に示した、運動量に関する境界面の連続条件の β_1 は、 L^* 、 C^* より次式で求められる。

$$\beta_1 = \frac{L^*}{\varepsilon} - i \frac{f^*}{\varepsilon^2 \omega} = \frac{L^*}{\varepsilon} - i \frac{4C^*}{3\pi\varepsilon^2 \omega} U \quad (4.5.4)$$

ここで U は、スリット単円筒の内側の領域(図-4.2.4の領域2)における流速振幅であり、式(4.2.6)の速度ポテンシャルで表すと

$$U = \frac{ga}{\omega} \left| \sum_{m=0}^{\infty} \overline{\phi'_m(x, y)} Z'_m(z) \right|$$

$$\overline{\phi'_m(x, y)} = \frac{\partial}{\partial \nu} \phi'_m(x, y) \quad (4.5.5)$$

となる。今回の計算では、 ϕ'_m を透過壁境界上のポテンシャルとし、境界法線方向(ν)微分の平均値をとった。しかし、 ϕ'_m は4.2の理論解析における未知数であり U を確定することはできない。したがって、はじめに適当な U を仮定し、 f^* および β_1 を決めて計算された U が仮定した U と一致するまで繰り返すことにより、 f^* および β_1 を決定した。

β_1 の右辺第1項である L^*/ε (領域の平均加速度に対する有効慣性長)、第2項である $f^*/\varepsilon^2\omega$ (領域の平均速度に対する摩擦損失)と入射波周期の関係を、図-4.5.3、図-4.5.4に示す。ここではスリット開口比 ε を0.3とした。図中の実線は、遊水室水深/前面水深(q)=0.3の場合であり、破線は $q=1$ の場合である。また、図-4.5.4の $f^*/\varepsilon^2\omega$ は、上記の繰り返し計算により得られたものである。

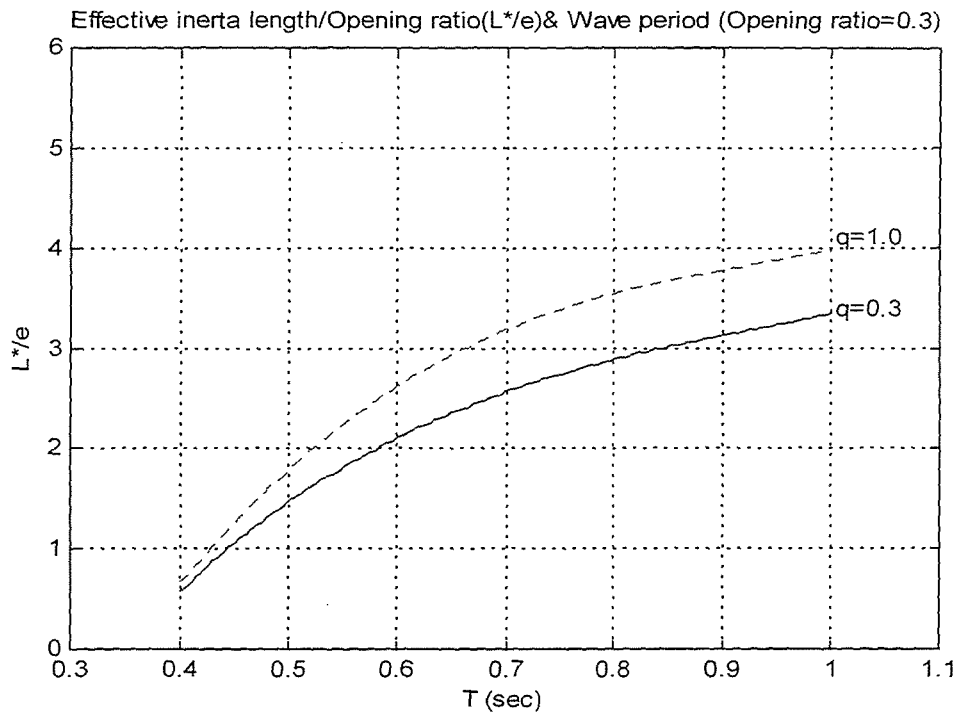


図-4.5.3 領域の平均加速度に対する有効慣性長と波の周期

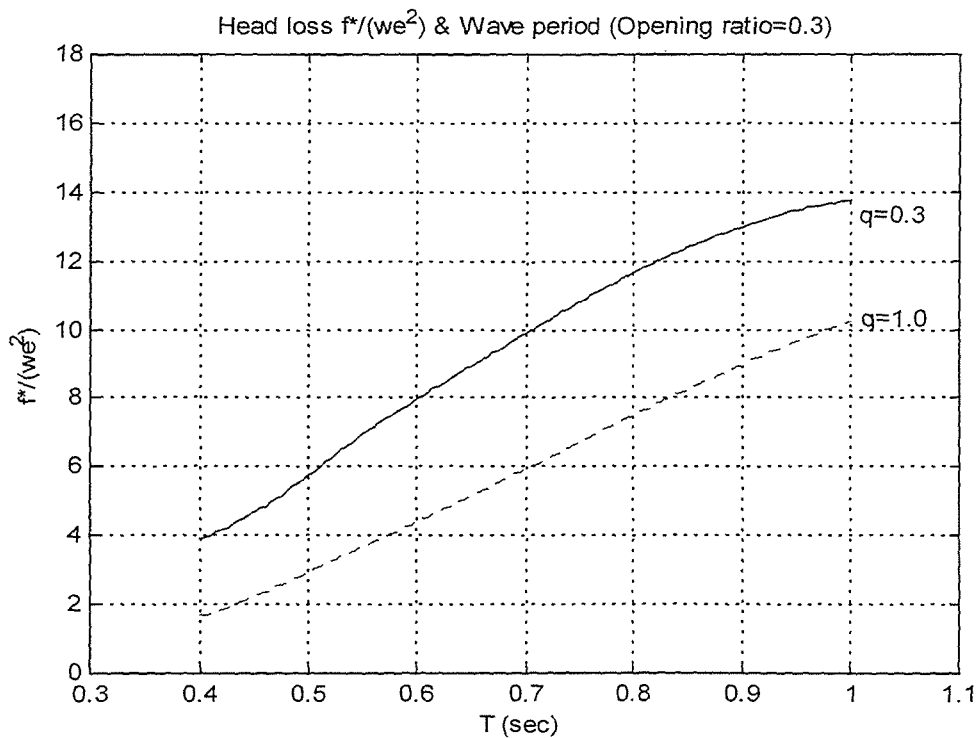


図-4.5.4 領域の平均流速に対する摩擦損失と波の周期

4. 5. 2 理論解析による波高分布

前節で説明した手順で β_1 を決定し、4.2に示した理論解析により波高分布を計算する。理論計算においては、まず境界面上の速度ポテンシャルを算出し、これを式(4.2.8)、(4.2.9)のグリーン公式に代入することにより、任意点の速度ポテンシャルを求める。図-4.2.2に示した解析手順に従い、スリット単円筒、多連スリット円筒、逆方向入射波の重ね合わせの順に、各段階の速度ポテンシャルを算出した。

微小振幅波理論では、水面変動 η は、速度ポテンシャル Φ により次式で表される。

$$\eta = -\frac{1}{g} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{z=0} \quad (4.5.6)$$

これに、式(4.2.5)、(4.2.6)の速度ポテンシャル ϕ_1 、 ϕ_2 を代入すると、領域1および領域2の水面変動 η_1 、 η_2 は、以下のようなになる。

$$\eta_1 = a \left\{ \phi_1(x, y) + \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n(x, y) \right\} \quad (4.5.7)$$

$$\eta_2 = a \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \phi'_m(x, y) \right\} \quad (4.5.8)$$

ここで、 a は入射波の振幅である。

したがって、領域1および領域2の波高分布 H_1 、 H_2 を入射波高 H_I で除した無次元波高 H_1/H_I および H_2/H_I は、次式で求めることができる。

$$\frac{H_1}{H_I} = \left| \phi_1(x, y) + \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n(x, y) \right| \quad (4.5.9)$$

$$\frac{H_2}{H_I} = \left| \sum_{m=0}^{\infty} \phi'_m(x, y) \right| \quad (4.5.10)$$

$x=0$ 、 $y=0$ を中心として y 軸上にスリット円筒を51個並べ、周期0.6secの波が、 x 軸の正から負の方向に作用した時の、無次元波高分布の計算例を図-4.5.5に示す。また、これと同じ周期・波高の波を逆方向からも作用させ、それらが重なり合った時の無次元波高分布を、図-4.5.6に示す。この図の $x \geq 0$ 、 $y \geq 0$ 部分を切り取ったものが、図-4.5.7である。また、同図の $y=0$ の x 軸方向の断面を図-4.5.8に示す。いずれも、遊水室半径8cm、スリット開口比0.3、遊水室水深は前面水深の0.3倍の場合である。図中の円筒の高さは任意である。

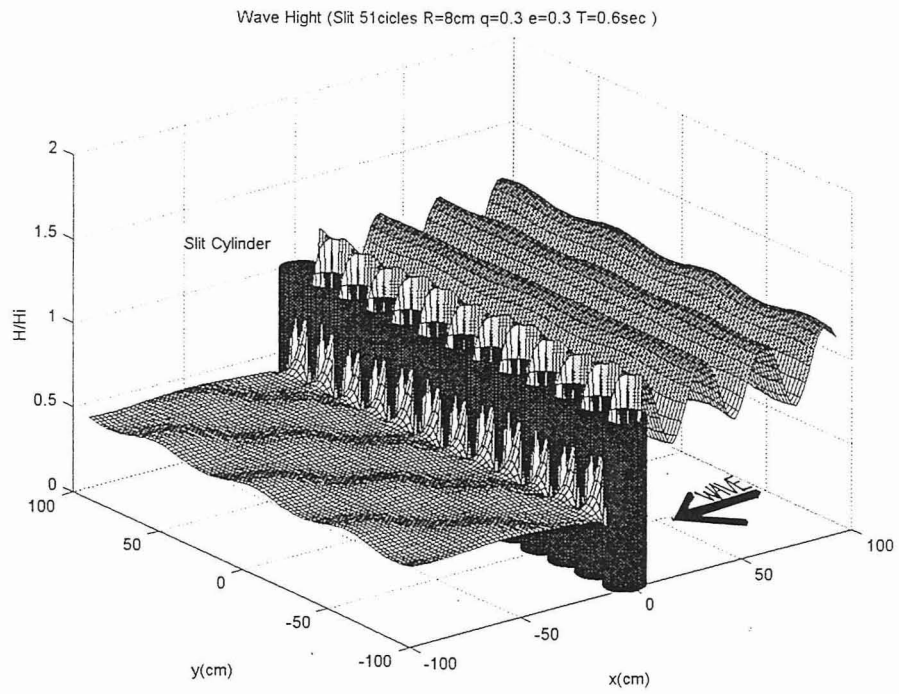


図-4.5.5 スリット円筒波高分布(一方向波)

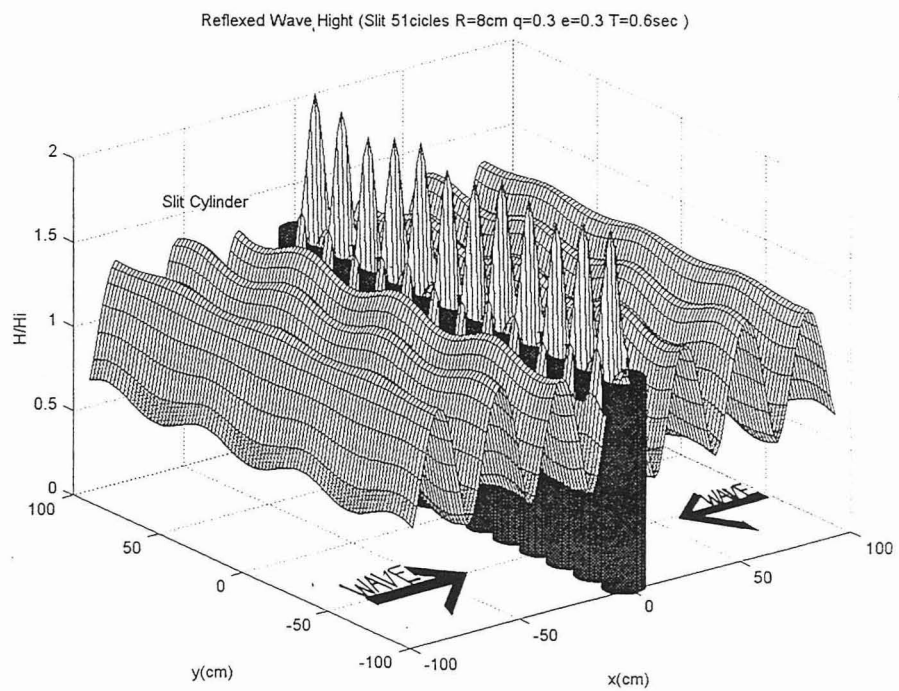


図-4.5.6 スリット円筒波高分布(二方向波の重ね合わせ)

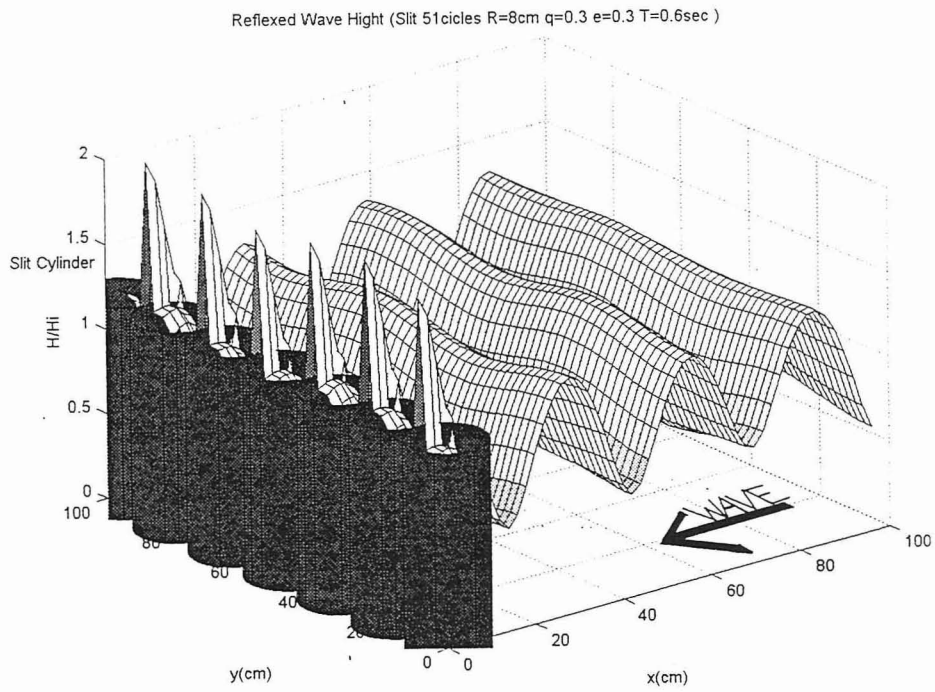


図-4.5.7 半円筒スリットケーソン波高分布 ($x \geq 0, y \geq 0$)

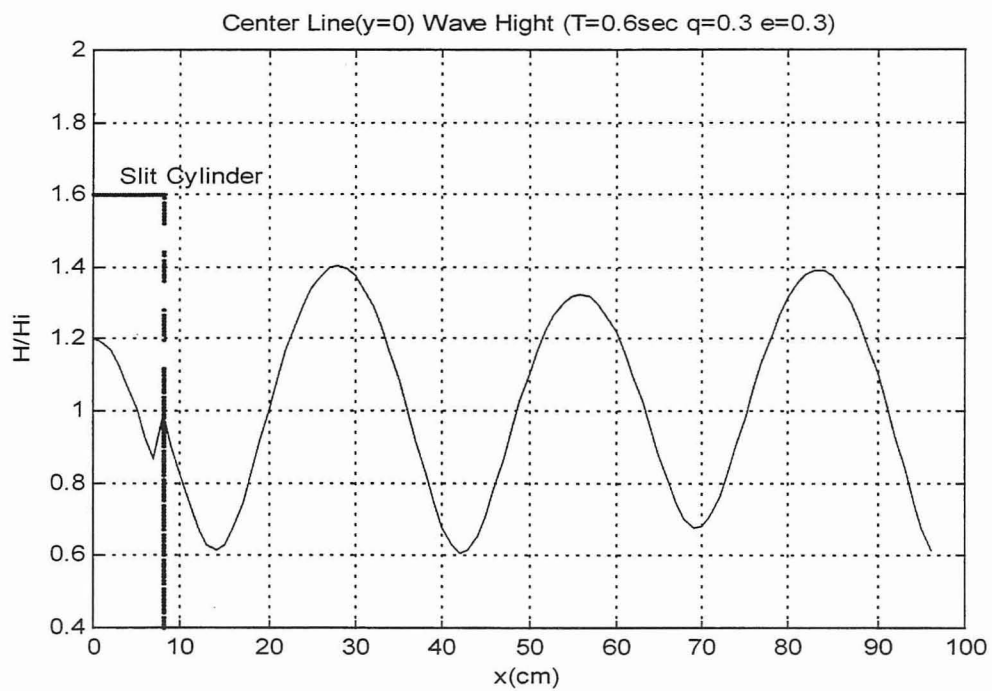


図-4.5.8 半円筒スリットケーソン波高分布 ($x \geq 0, y=0$)

4. 5. 3 反射率の比較

前節の解析によって、波の周期、構造物の遊水室半径・遊水室深さ・スリット開口比の条件に応じた波高分布を計算することができた。反射率は次式に示す Healy の方法により求める。

$$K_r = \frac{H_{1\max} - H_{1\min}}{H_{1\max} + H_{1\min}} \quad (4. 5. 11)$$

ここで、 H_1 は半円筒外側の領域 1 の波高である。

理論計算による波高分布は、波の法線方向に並べる半円筒の数により変化する。前節では、51 個のスリット円筒を並べた計算例を示した。4. 3 で述べた長水路における実験値は、半円筒が無限に並んだ場合の反射率である。反射率に関して計算値と実験値とを比較する上で、理論計算を実験により近い条件にするため、多くの半円筒を並べて計算しなくてはならない。ここでは、 $y=0$ の x 軸（以下中心線と呼ぶ）上の波高分布がほぼ一定となるまで半円筒を増やし、ケーソンから 1 波長の区間における波高をもとに、反射率の理論値を計算した。図-4. 5. 9 は、入射波周期 (T) 0. 6sec, スリット開口比 (ε) 0. 3, 遊水室水深/前面水深 (q) 0. 3 (図-4. 5. 8 と同じ条件) で、半径 8cm の半円筒の並列数を 11 個, 31 個とした場合の波高分布である (実線が 31 個, 破線が 11 個の場合を示す)。また、図-4. 5. 10 は半円筒の並列数を 51 個, 71 個とした場合の波高分布である (実線が 71 個, 破線が 51 個の場合を示す)。この条件においては、半円筒を 51 個以上並べると波高分布はほとんど変化しなくなるので、反射率はこの波高分布より計算した。

このようにして求めた反射率の理論値と、長水路実験における実験値とを比較したものが図-4. 5. 11 および 4. 5. 12 である。どちらも、縦軸に反射率 (K_r)、横軸に遊水室半径 (R) を深海波長 (L_0) 長で割った比 (R/L_0) を取ったもので、実線が計算値であり、プロットした点が長水路実験における測定値である。ここで、深海波長 (L_0) は周期 (T) より $L_0 = 1. 56 T^2$ とした。また、いずれもスリット開口比 (ε) は 0. 3 であるが、遊水室水深/前面水深 (q) は、図-4. 5. 11 が $q=0. 3$ 、図-4. 5. 12 が $q=1. 0$ である。これらのグラフが示すように、 R/L_0 が 0. 2 以上 (入射波周期 T が 0. 5 秒以下) では計算値と実験値との差が広がり、反射率が極小値となる入射波の周期は計算値の方がやや小さくなる。しかし、全体的には計算値と実験値は比較的よく一致している。この結果から、4. 2 の理論解析法および 4. 5. 2 で決定した損失係数 C^* と有効慣性長 L^* はほぼ妥当であり、この解析方法は、半円筒スリットケーソンの反射特性を表しうる方法であることが確認された。

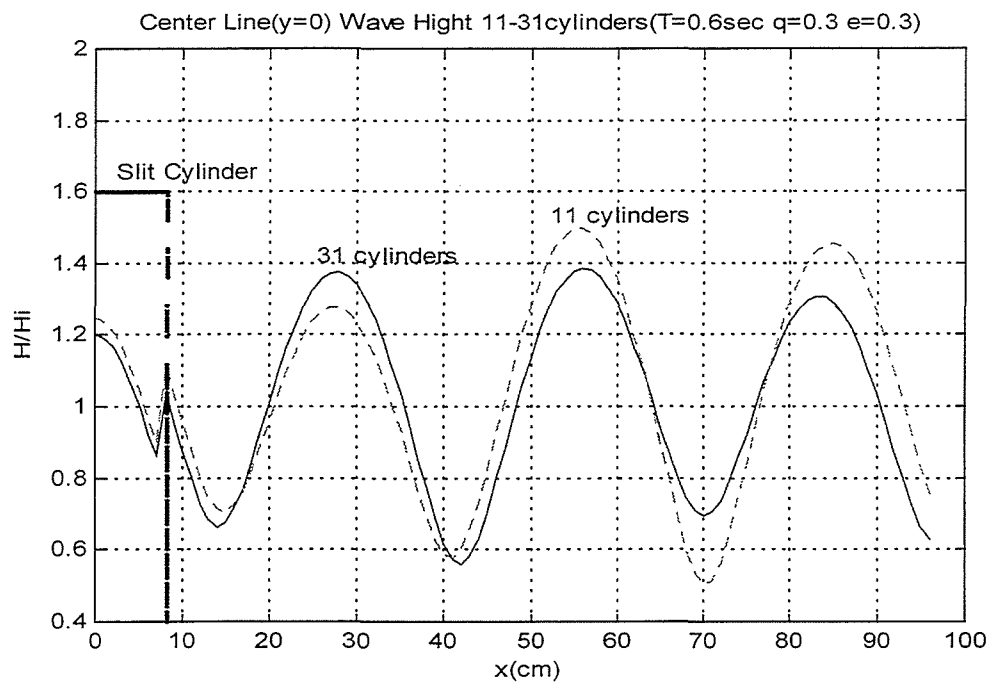


図-4.5.9 中心線波高分布(11連・31連半円筒スリット)

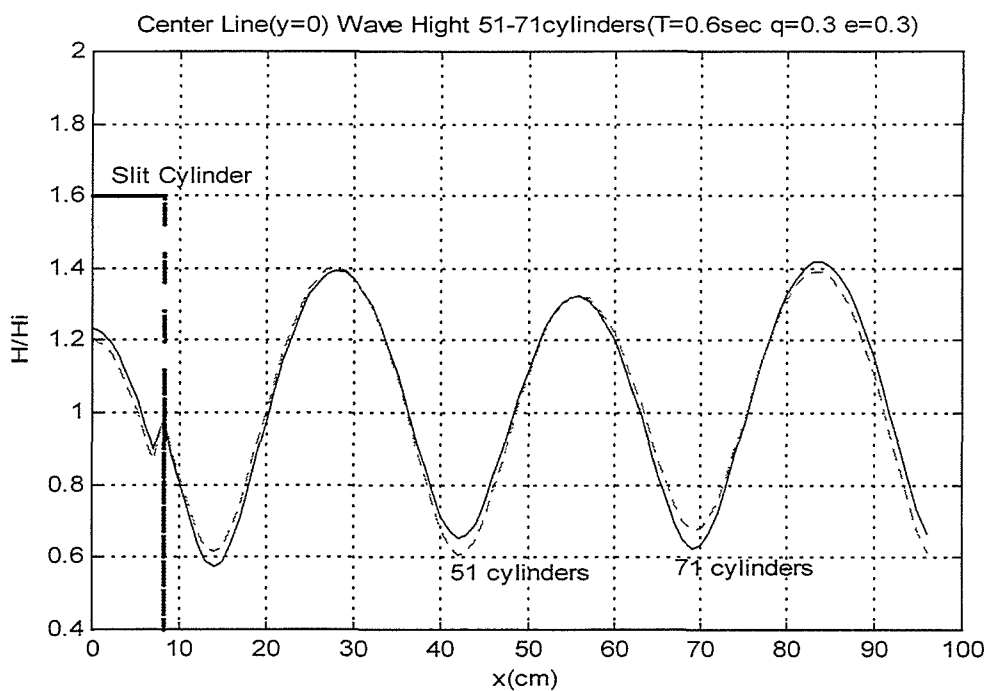


図-4.5.10 中心線波高分布(51連・71連半円筒スリット)

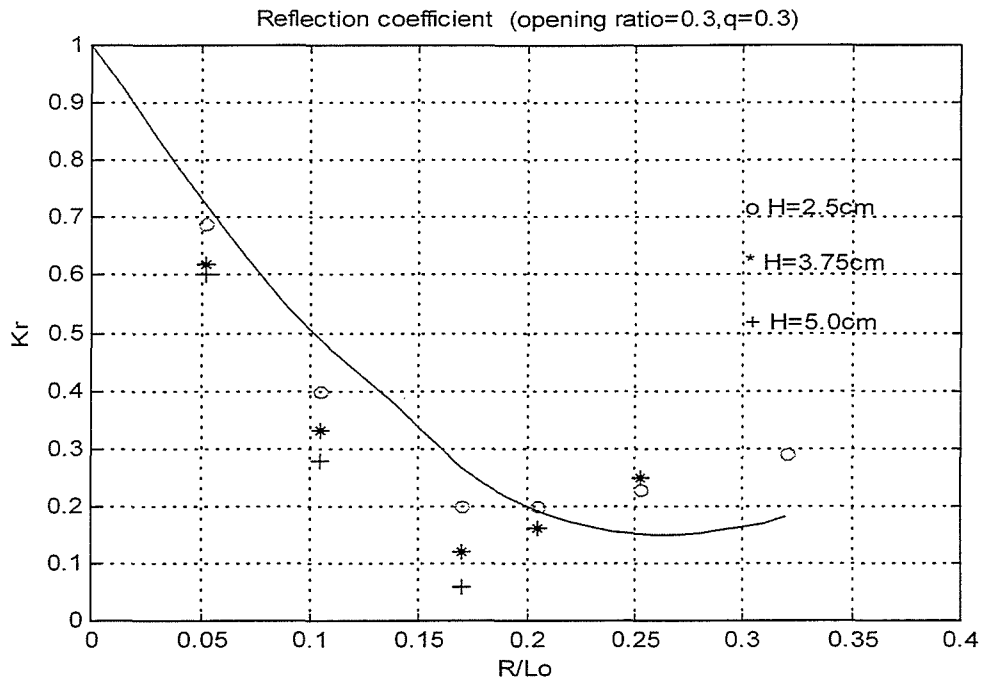


図-4.5.11 遊水室半径/波長と反射率の関係 (q=0.3)

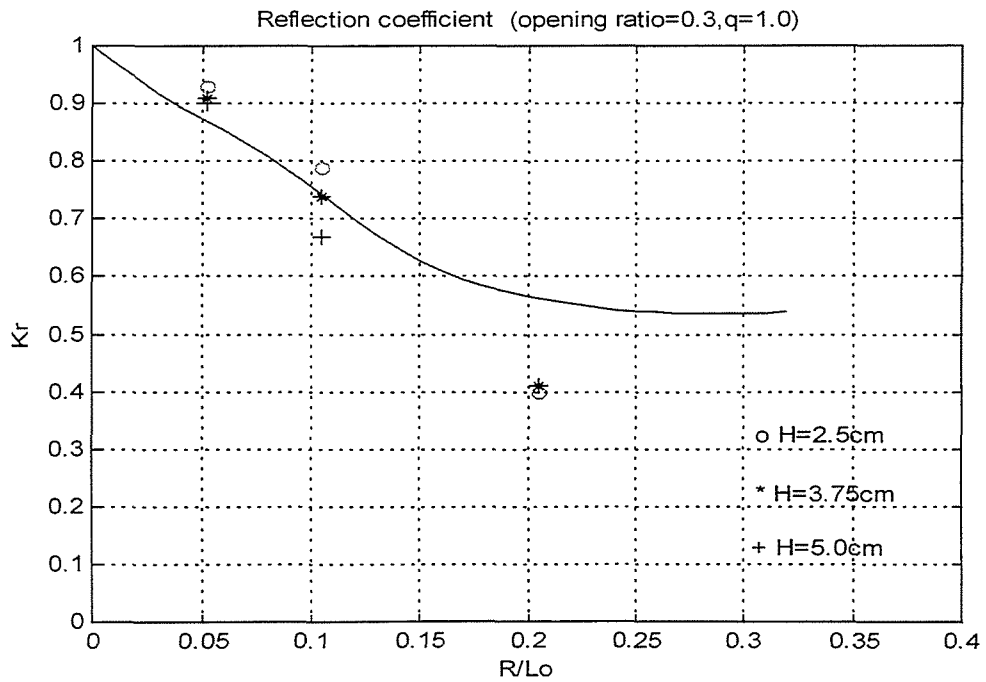


図-4.5.12 遊水室半径/波長と反射率の関係 (q=1.0)

4. 5. 4 反射率に影響を及ぼす要因の検討

前節の検討により、解析手法はほぼ妥当であることが確認された。ここでは、理論解析による計算結果と、4. 3 および 4. 4 の実験結果に基づいて、半円筒スリットケーソンの反射率に影響を与える要因を検討する。

(1) 遊水室半径/波長および遊水室深さ

多重反射系が形成される半円筒スリットケーソンの反射率に、最も影響を与える要因は、遊水室半径 (R) と波長 (L) との比率 (遊水室波長比) である。これは多重反射における波の位相差によるもので、仮に透過壁前面における反射波と遊水室背後のケーソン壁面における反射波の二つの波を取り上げれば、位相が $1/4$ 波長ずれる時、すなわち $R/L=0.25$ の時に、互いの波をうち消しあう効果が最大となる。

図-4. 5. 13 は、遊水室波長比と反射率の変化に関して、長水路実験の結果をまとめたものである。波高 (H) 別に 3 種類の図を示したもので、上から $H=2.5\text{cm}$, $H=3.75\text{cm}$, $H=5.0\text{cm}$ の実験結果である。各図とも縦軸に反射率 (Kr)、横軸に遊水室半径 (R) を深海波長 (L_0) で除した遊水室波長比 (R/L_0) を取った。図では、スリット透過壁がケーソン底面から水面まで設置し遊水室深さが前面水深と等しいタイプ (図-4. 3. 3 のタイプ 5) と、スリット透過壁と遊水室深さが前面水深の 0.3 倍であるタイプ (図-4. 3. 3 のタイプ 4) との比較も行った。遊水室水深/前面水深 (q) で表せば前者が $q=1.0$ で、後者が $q=0.3$ である。図より、 $q=0.3$ の場合は、遊水室波長比 (R/L_0) が $0.15\sim 0.2$ のときに反射率は極小値となり、 $q=1.0$ の場合は、遊水室波長比が 0.2 以下では反射率は極小値をとらない。そして q が小さいほど反射率は低下する。なお、3 種類の図から、波高が変化しても反射率と遊水室波長比との関係はほぼ一定であり、波高による反射率の変化は少ないことがわかった。

図-4. 5. 14 は、反射率を理論解析により計算したものである。図には遊水室水深/前面水深 (q) が 0.3 , 0.6 , 1.0 の 3 ケースの計算結果を示した。なお波高は 4cm とした。計算値では、 $q=0.3$ の場合遊水室波長比 (R/L_0) が約 0.25 のときに反射率は極小値となり、 q が大きくなるにつれ、極小値が現れる R/L_0 は 0.3 に近づく傾向がみられる。また、実験結果と同様に、遊水室水深/前面水深 (q) が小さいほど反射率は低下する。しかし、 $q=0$ の場合は不透過半円筒となり、反射率の理論値は 1 となる。したがって、反射率を最小にする q が $0\sim 0.3$ で存在するはずである。今回の解析法では、 q を 0.3 より小さくすると、式 (4. 2. 6) のポテンシャル関数の級数項が少なくなることによる計算誤差が大きくなり、 q の最適値を見つけることはできなかった。

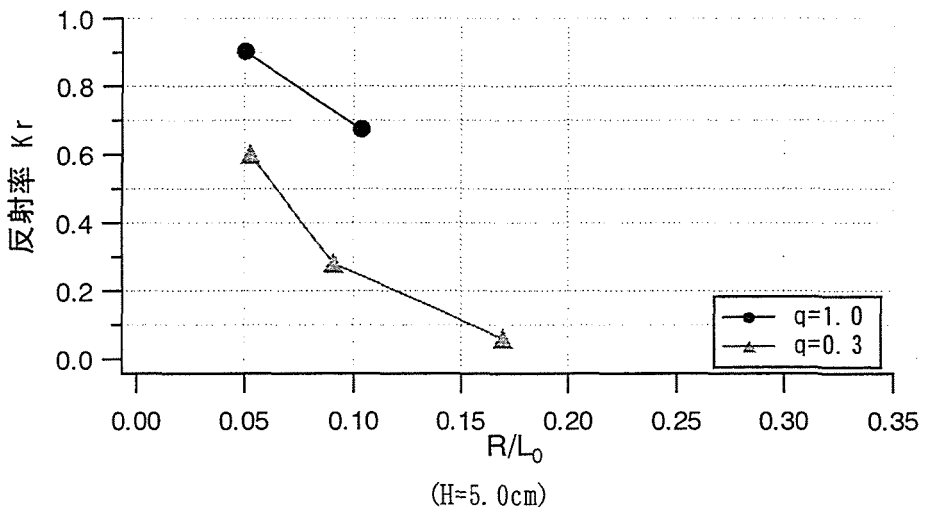
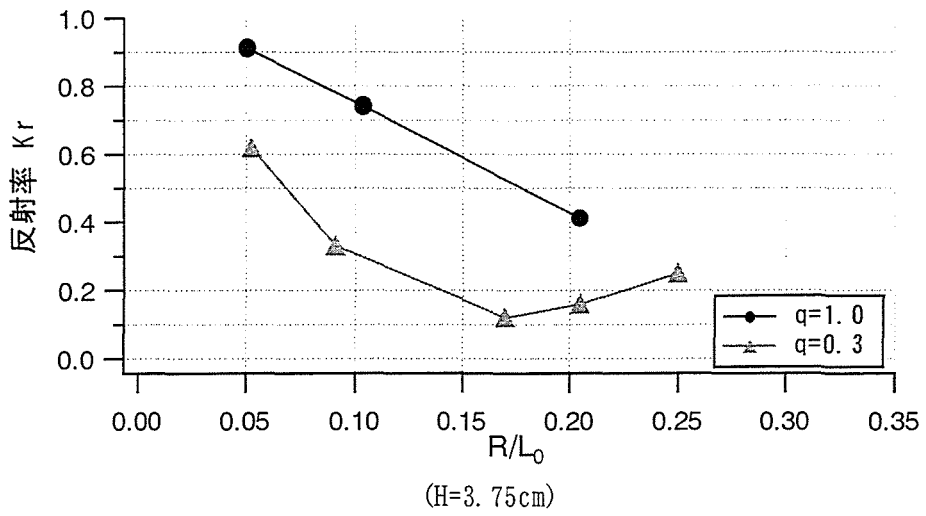
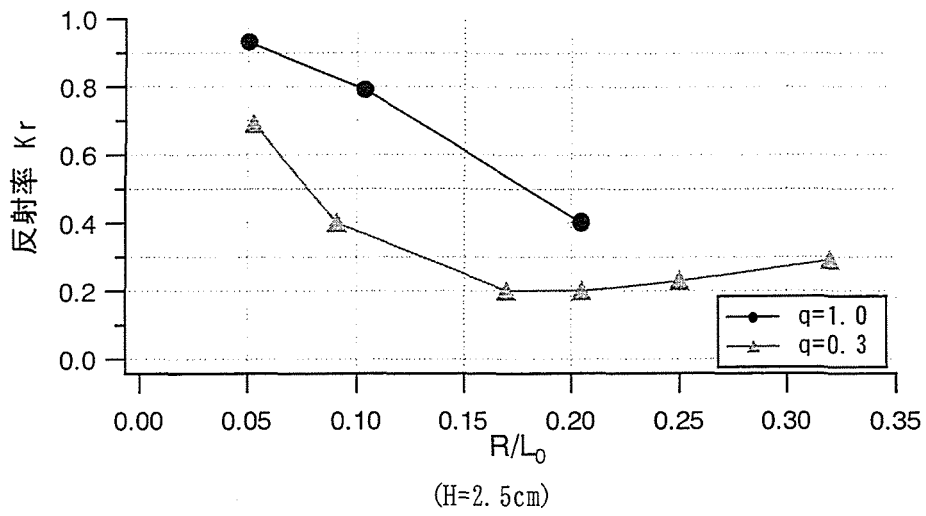


図-4.5.13 波高別の反射率と遊水室半径/波長との関係（長水路実験）

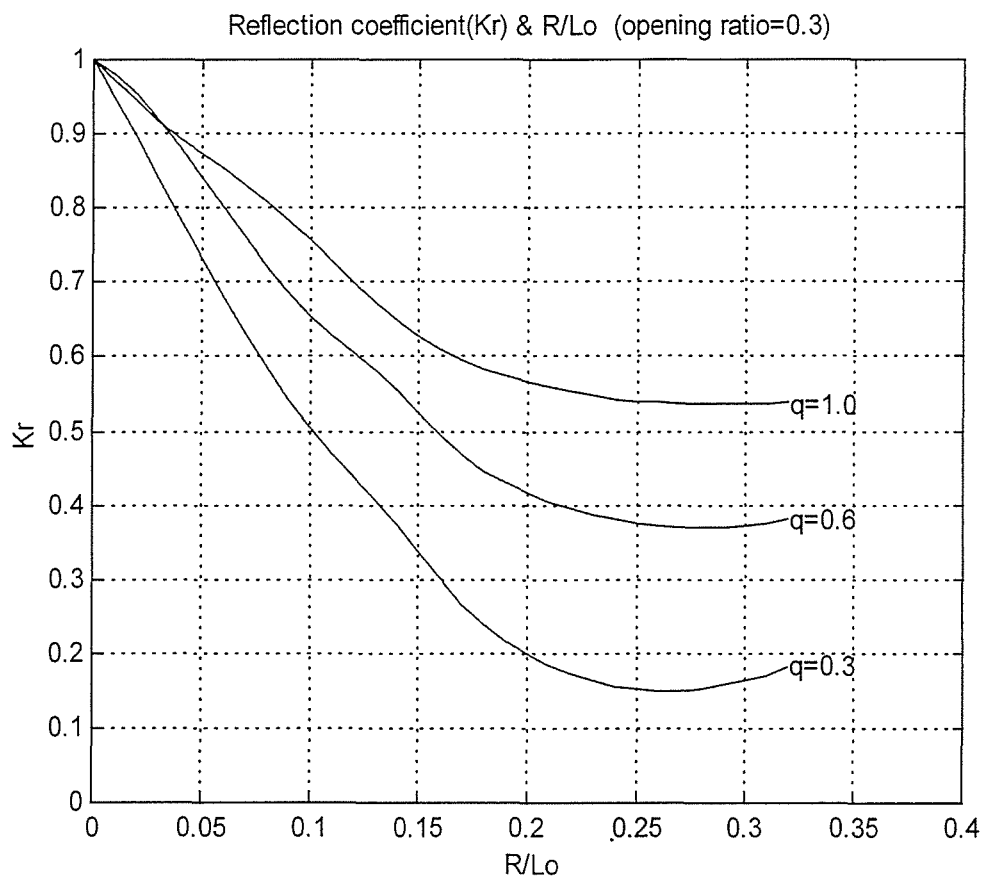


図-4.5.14 反射率と遊水室半径/波長との関係 (計算値)

(2) スリット開口比

図-4.5.15に、理論解析によるスリット開口比と反射率との関係を示した(周期0.6secの場合の計算例)。図中の実線は $q=0.3$ 、破線は $q=1.0$ の場合である。これより、 $q=0.3$ の場合はスリット開口比が0.2~0.3のときに反射率が極小値となり、スリット透過壁をケーソン設置底面までのばした場合($q=1.0$)は、スリット開口比がほぼ0.1のときに反射率は極小値となる。また、 $q=0.3$ の場合の極小値は、 $q=1.0$ の場合より低い値となる。

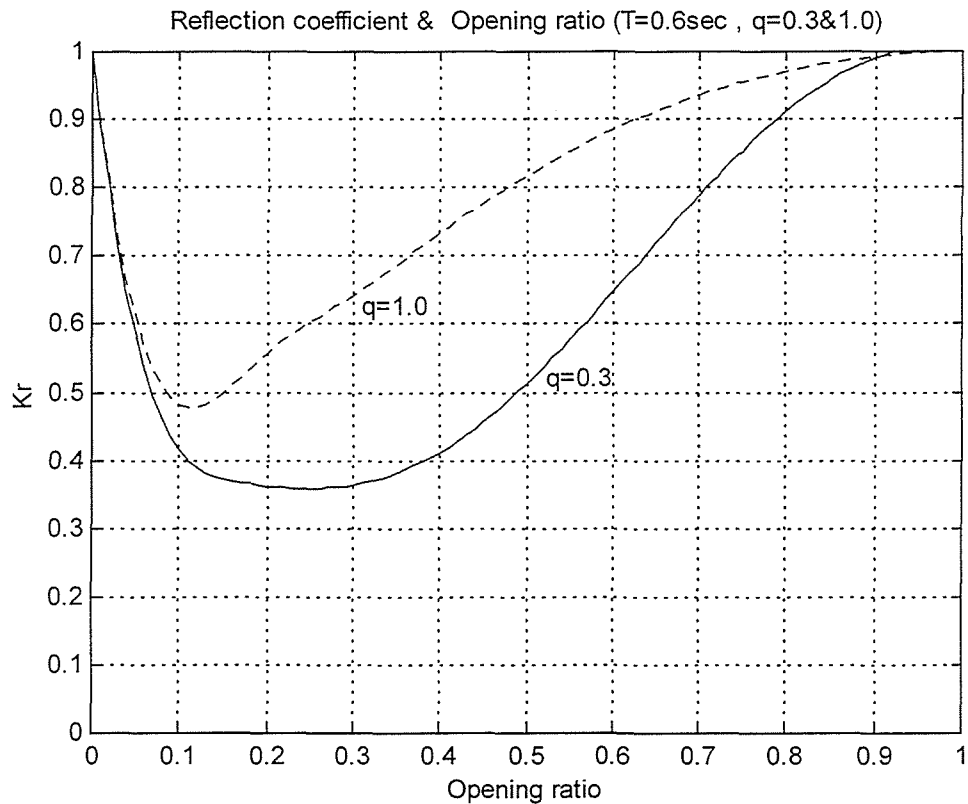


図-4.5.15 スリット開口比による反射率の変化

(3) 入射角

図-4.5.16 に平面水槽における実験結果を示す。入射角度を、 0° 、 15° 、 30° 、 45° と変化させた場合の反射率と遊水室半径との関係を波高別に示した。このように、波の入射角度と反射率との関係には一定の相関はなく、半円筒スリットケーソンの反射率は、波の入射角度にあまり影響を受けないことが確認された。また、どの入射角度においても、遊水室波長比(R/L_0)が $0.15\sim 0.2$ の間で反射率は極小値となり、長水路実験の結果(図-4.5.13)と同じ傾向を示している。

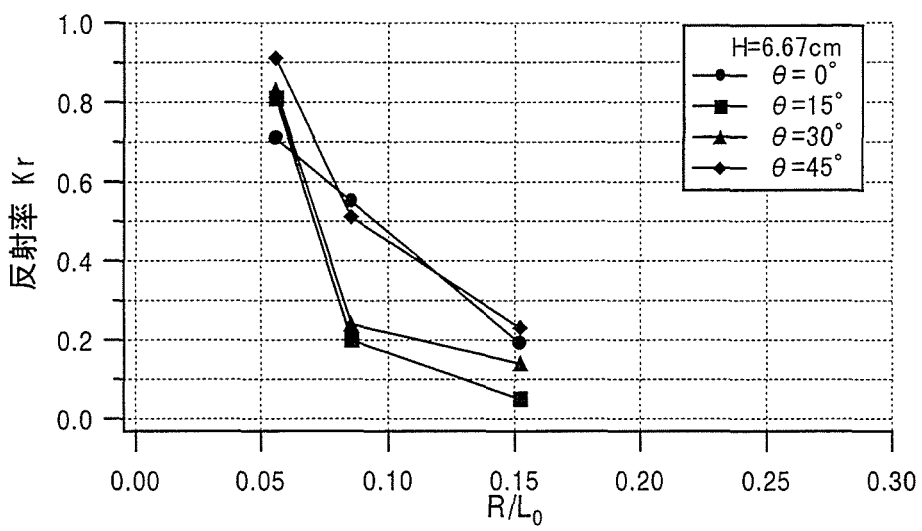
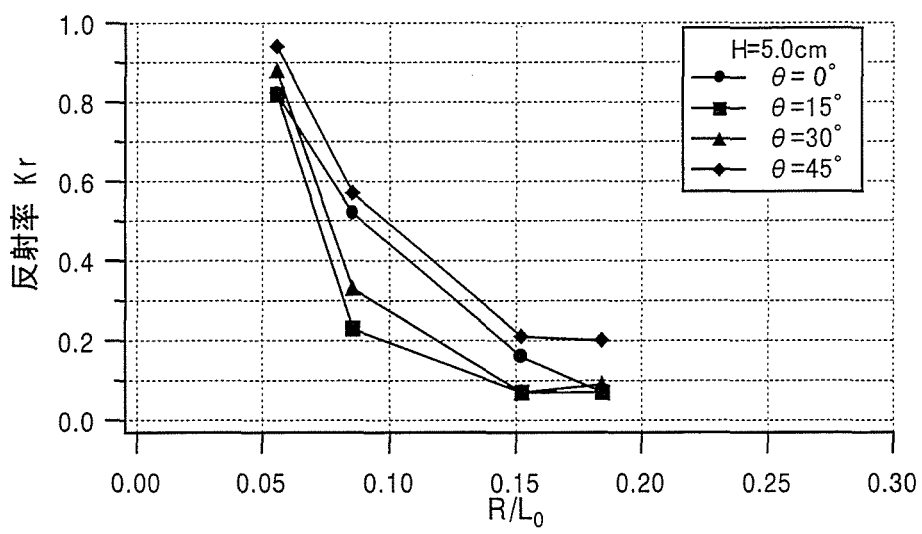
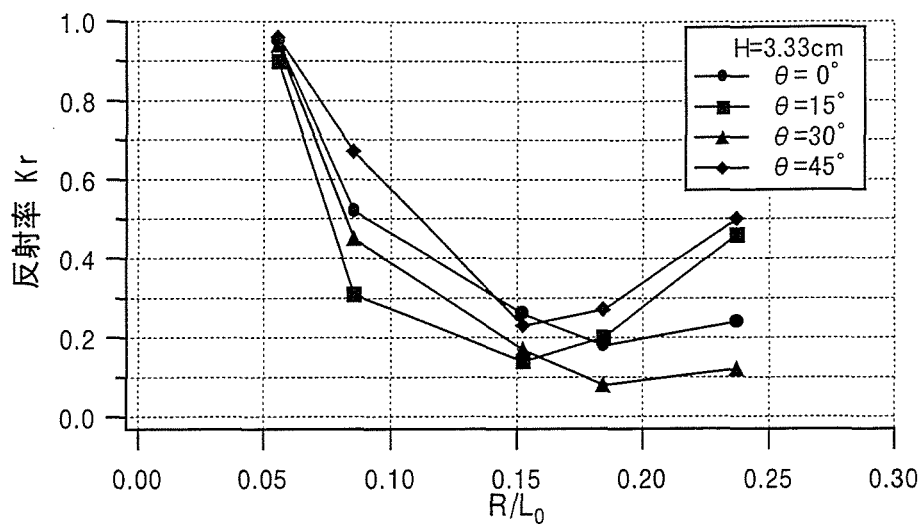


図-4.5.16 入射角度の変化による反射率への影響

4. 6 結語

本章では、多重反射系を形成する半円筒スリットケーソンの、反射特性に関する理論解析を行い、水理実験によってこれを検証するとともに、反射率に影響を及ぼす諸要因について検討した。理論解析においては、まず、微小振幅波が一つのスリット円筒に作用した場合の波浪場をポテンシャル接続法にて解析した。次に、スリット円筒を波の法線方向に移動し、それぞれの位置におけるポテンシャルを重ね合わせて並列円筒の影響を考慮した。さらに、半円筒背面のケーソン直立壁による反射は、逆方向の進行波を重ね合わせることで実現した。このような手法をとることにより、散乱波を含む三次元解析を比較的容易に計算することができた。ポテンシャル接続法は、井島らが提案したグリーン公式に基づく解析法を適用した。また、スリット透過壁を流体が通過する時のエネルギー損失に関しては、流速の平方に比例する非線型抵抗を流速に比例する線型抵抗で近似し、ポテンシャル接続法の適用を可能にした。水理実験では、長水路と平面水槽の2種類の水槽を使用し、波浪条件として波高・周期・入射角、構造物の条件として遊水室の深さ・スリット開口率を変化させて反射率を測定した。この章で得られた主な結果は次の通りである。

- (1) 計算値と実験値がほぼ一致したことにより、今回の理論解析法と損失係数 C^* ・有効慣性長 L^* の想定はほぼ妥当であり、この方法は半円筒スリットケーソンの反射特性を表しうる方法であることが確認された。
- (2) 今回の方法では、単一円筒のみの境界で連立方程式を解けばよいので、防波堤にかなりの個数の半円筒消波部が設置された場合でも、散乱波の級数項を含んだ形で波浪場の3次元解析が比較的容易に可能となる。
- (3) 半円筒スリットケーソンの反射率に最も影響を与える要因は、遊水室半径と波長との比率（遊水室波長比）である。反射率が最小となるのは、実験値においては遊水室波長比が0.15~0.2、計算値においてはほぼ0.25であった。
- (4) 遊水室水深を浅くすると反射率は低減する。遊水室水深/前面水深(q)を1.0~0.3とした場合 $q=0.3$ のときに反射率は最も小さくなる。しかし $q=0$ 場合には反射率が大きくなるので最適な q の値が存在する。
- (5) 反射率が最小となるスリット開口比は0.2~0.3であった($q=0.3$ の場合)。
- (6) 半円筒スリットケーソンの反射率は波の入射角度の影響をほとんど受けない。また波高による変化も少ない。

参考文献

- 1) Richey, E. P. and C. K. Sollitt (1970): Wave attenuation by porous walled break-water, Proc. ASCE, Vol. 96, WW 3, pp. 643~663.
- 2) 谷本勝利・吉本靖俊(1982): 直立消波ケーソンの反射率に関する理論および実験的研究, 港湾技術研究所報告第 21 巻第 3 号, pp. 43~77.
- 3) 井島武士・湯村やす・周 宋仁・吉田明德(1974): 水底および水面付近の任意断面の固定柱状体による波の散乱と波力, 土木学会論文報告集, 第 228 号, pp. 29-43.
- 4) 井島武士・吉田明德・湯村やす(1975): 有限水深域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形, 土木学会論文集, 第 244 号, pp. 91-105.
- 5) 前出の 3)
- 6) 前出の 4)
- 7) 土木学会海岸工学委員会(1994): 海岸波動—波・構造物・地盤の相互作用の解析法—, 平文社, p. 341.
- 8) 檀和秀・中西豪(1998): ポテンシャル重ね合わせ法によるホログラフィー型円柱群の波浪制御について, 土木学会第 53 回年次学術講演会, 第 II 部, pp. 330-331.
- 9) Mei, C. C., Liu, P. L. F. and Ippen, A. T. (1974): Quadratic loss and scattering of long waves, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW3, pp. 217-239.
- 10) 前出の 2)
- 11) 近藤叔郎・佐藤隆一(1979): 多孔壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp. 333-337.
- 12) 荻原運弘(1985): 多重円筒列型防波堤の反射率・透過率の解析と諸要因の影響, 土木学会論文集第 363 号/II-4, pp. 185-194.
- 13) 堀口孝男・布施一郎・上原正晴(1977): 両面多孔壁消波構造の水理解析, 第 24 回海岸工学講演会論文集, pp. 276-280.
- 14) 吉田明德・村上啓介・小野雅人(1992): ポテンシャル接続法の選点解法による 3 次元波動境界値問題解析法, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 756-760.
- 15) 合田良実(1990): 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, pp. 333.
- 16) 谷本勝利・吉本靖俊(1984): 斜め入射波に対する曲面スリットケーソンの反射および部材波力特性に関する実験的研究, 港湾技研資料, No. 493, pp. 3~49.
- 17) 前出の 9)
- 18) 前出の 11)
- 19) 前出の 12)
- 20) 前出の 2)

第5章 港湾内外静穏度

5.1 概説

第2章・第3章においては、半円筒スリットケーソンの衝撃碎波圧低減特性を検討し、第4章において反射率低減特性を明らかにした。その結果、このケーソンは耐衝撃波圧機能を有する低反射構造物であることが確認された。本章は、低反射構造物を防波堤および岸壁に配置した場合、それぞれが港湾内外の静穏度にどのように効果を発揮するかについて数値解析・水理実験の両面から検討するものである。低反射構造物には、この半円筒スリットケーソン以外にも多くのタイプがあり、配置場所の条件(水深・用途・波浪)に応じて最適なタイプが選ばれることになるので、ここでは、低反射構造物のタイプは特定しない。

静穏度の数値解析においては、2次元波浪場における波の屈折、回折、反射を評価することの出来る計算モデルが必要である。このため、ここでは水槽内の波浪場に対して、Isaacson¹⁾の線形回折モデルを拡張した手法を用いる。造波板および防波堤等の固定境界表示に対しては、湧き出し分布法を適用し、これらの固定境界における部分反射面の境界条件は、Berkhoff²⁾の混合境界条件に基づいて与える。

次に、平面水槽における港湾内外の波高分布に関する水理模型実験を行い、上の数値計算モデルの妥当性を検証する。最後に数値シミュレーションによる港湾内外の静穏度評価を行って消波構造物の効率的な配置に対する指針を与える。

5.2 数値解析モデル

5.2.1 Snake principle の概要

数値モデルの沖側境界には、"Snake principle"に基づいて、動作する多方向不規則波発生機が設置されている状況を想定したものをを用いた。この方法を基本とした斜め波の発生については、Biesel³⁾が最初に研究している。彼の理論では、図-5.2.1に示すような座標系 (x, y, z) が用いられ、 z 軸は静水面から上向きに設定されている。造波板上での点 $x_g=(x_g, y_g)$ に沿って区分された各造波板(セグメント)を、順に位相差をつけて駆動させれば単一方向の斜め波を発生させることができる(図-5.2.2)。各セグメント幅は十分小さい幅になるように設定されており、セグメント分割による散乱波の発生は少ない。

この方法で、沖側境界において発生された波の自由水面 η は、次式で与えられる。

$$\eta = a \cdot \exp[i(kx \cdot \cos \alpha + ky \cdot \sin \alpha - \omega t)] \quad (5.2.1)$$

ここに, $i = \sqrt{-1}$, a は波の振幅, k は波数 ($= 2\pi/L$), L は波長, α は波の進行方向と x 軸のなす角, ω は角周波数, t は時間を示す. 波数 k は分散関係式によって角周波数 ω と関連している.

造波板の振幅 ζ は同じ角周波数 ω によって, 次式で表される.

$$\zeta(x_g, z, t) = ib(x_g)f_g(s)\exp(-i\omega t) \quad (5.2.2)$$

ここに, $s(=z+h)$ は水底から上向きに設定された鉛直座標であり, h は水深, $f_g(s)$ は造波機の形状関数であり, 高さ s の関数として無次元の造波機変位を示すものである. $b(x_g)$ は静水面での造波板の振幅で, 点 x_g によって変化する. 造波板の速度と流体の速度に関する運動学的境界条件は, 次式で表される.

$$\frac{b(x_g)}{a} = \frac{\cos\theta}{F'(kh)} \exp[ik(x_g \cos\alpha + y_g \sin\alpha)] \quad (5.2.3)$$

ここに, θ は波の進行方向と造波板の法線方向とのなす角である. また, $F'(kh)$ は波の振幅 a' と造波板の振幅 b' に関する伝達関数であり, 一般に次式で与えられる.

$$F'(kh) = \frac{a'}{b'} = \frac{4k \cdot \sinh(kh)}{2kh + \sinh(2kh)} \int_0^h f_g(s) \cosh(ks) ds \quad (5.2.4)$$

また, 造波板が直線的かつ無限に長い場合には式 (5.2.3) は次式のように簡単になる.

$$b(x_g) = b_0 \cdot \exp(ik'y') \quad (5.2.5)$$

ここに, y' は造波板に沿って測られた水平距離である. また, 波数 k' と造波板の振幅 b_0 はそれぞれ次に示す関係式で与えられる.

$$\frac{k'}{k} = \sin\theta \quad (5.2.6)$$

$$\frac{b_0}{a} = \frac{\cos\theta}{F'(kh)} \quad (5.2.7)$$

いま有限のセグメントの幅 B_g を考えると, 造波板の振幅 b_0 と波の振幅 a の比は, 式 (5.2.7) から次のようになる.

$$\frac{b_0}{a} = \frac{\cos\theta}{F'(kh)} \frac{\tau}{\sin\tau} \quad (5.2.8)$$

ここに, $\tau = kB_g \sin\theta / 2 = k' B_g / 2$ である. もし, セグメントの幅 B_g が十分に小さくなれば第 2 の波が発生することになる. この状況を避けるために, Biesel は次のようなセグメントの幅 B_g の実用的な範囲を提案した.

$$\frac{B_g}{L} \leq \frac{1}{\sqrt{2} + |\sin \theta|} \quad (5.2.9)$$

式(5.2.9)は、造波板の1つのセグメントにおいて発生出来る波の方向に対する限界を与える。すなわち、発生しうる波の方向 θ は次式で与えられる。

$$|\sin \theta| \leq \frac{1}{\frac{B_g}{L}} - \sqrt{2} \quad (5.2.10)$$

式(5.2.10)より、Bieselの理論によれば、 $B_g/L < 0.414$ の場合は θ のすべての値に対して満足しているが、 $B_g/L > 0.707$ の時は θ の解が存在しない。

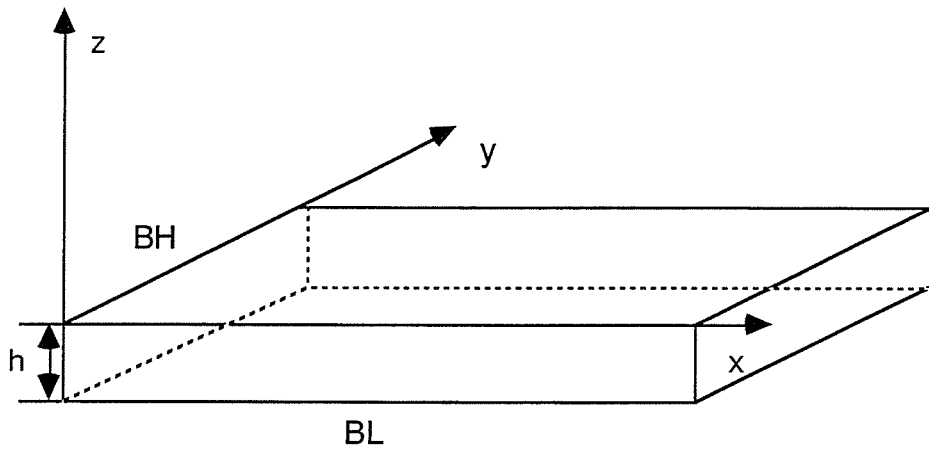


図-5.2.1 数値計算モデル

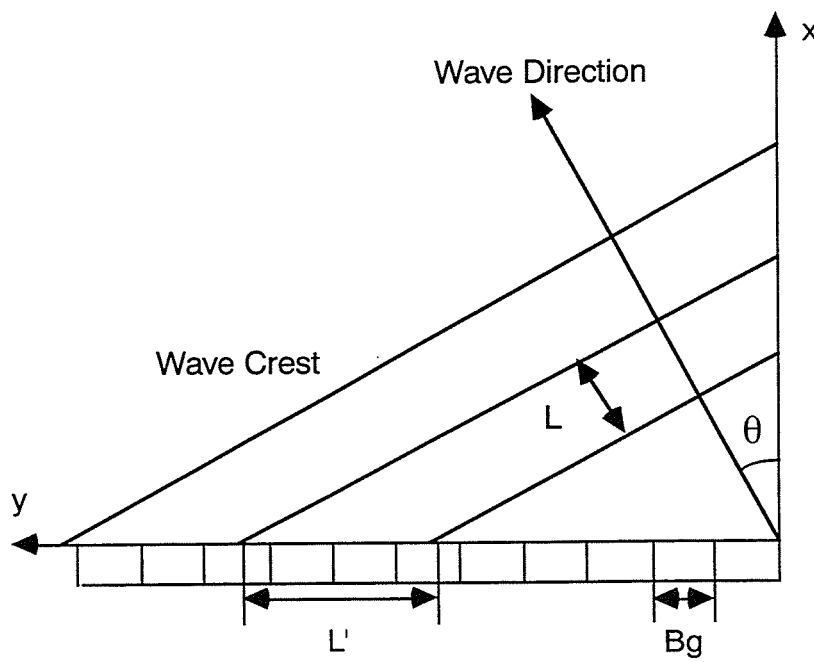


図-5.2.2 斜め波の発生

5. 2. 2 理論式 (制約式)

Isaacson は、線形波の回折を基礎とした、セグメントに区分された造波機によって発生される波の場の予測手法として、湧き出し分布法（本論文第 3 章 3. 3. 1 参照）を適用する方法を提案している。ここでは、その手法を水槽における部分反射境界の導入にまで拡張する。まず、流体は非圧縮性、無粘性、非回転流の完全流体と仮定する。その結果、流体場を記述する速度ポテンシャル Φ は次のラプラスの方程式を満足する。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (5. 2. 11)$$

波高は十分小さく、線形波理論が適用できるものと仮定する。そのため Φ は自由水面で通常の線形化された境界条件に従う。よって、水底と自由水面の境界条件は、次式で表される。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \quad (5. 2. 12)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = 0) \quad (5. 2. 13)$$

$$\eta = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{z=0} \quad (5. 2. 14)$$

ここに、 η は自由水面の高さで、 g は重力加速度である。また、 Φ は造波板や反射壁に沿った境界条件と、造波板が動くことにより発生する放射条件から求められる。

仮に、すべての境界が水底から水面まで鉛直であるとすれば、速度ポテンシャルは水底と水面での境界条件を満足する固有値関数の展開式で、次式のように書かれる。

$$\Phi(x, z, t) = \{ \phi_0(x) \cdot \cosh(ks) + \sum_{m=1}^{\infty} \phi_m(x) \cdot \cos(k_m s) \} \cdot \exp(-i\omega t) \quad (5. 2. 15)$$

前に述べたように、 $s (= z+h)$ は水底から上向きに設定された鉛直座標であり、 ω は角周波数である。 $\phi_m(x)$ 、 $m=0, 1, 2, \dots$ は 2 次元のポテンシャルを示し、 x は水平面上の任意の点 (x, y) を表す。また k と k_m は実数で正值の固有値であり、それらは角周波数 ω を含む次式を満足する。

$$kh \tanh(kh) = \frac{\omega^2 h}{g} \quad (5. 2. 16)$$

$$k_m h \tan(k_m h) = -\frac{\omega^2 h}{g} \quad (m \geq 1) \quad (5. 2. 17)$$

これらは、式(5.2.13)が式(5.2.15)で与えられる Φ のそれぞれの項ごとに成立するという条件から導かれている。式(5.2.15)の最初の項は波数 k の入射波を示している。そして、 ϕ_m を含む残りの項は回折散乱波を示している。

式(5.2.15)を式(5.2.14)に代入すると、自由水面 η が次式で与えられる。

$$\eta(x,t) = \frac{i\omega}{g} \{ \phi_0(x) \cdot \cosh(kh) + \sum_{m=1}^{\infty} \phi_m(x) \cos(k_m h) \} \cdot \exp(-i\omega t) \quad (5.2.18)$$

速度ポテンシャル Φ がラプラスの方程式を満足するので、式(5.2.15)のポテンシャル ϕ_0 、 ϕ_m が流体場で次の制約式を満足しなければならない。

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial y^2} + k^2 \phi_0 = 0 \quad (5.2.19)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_m}{\partial y^2} - k_m^2 \phi_m = 0 \quad (m \geq 1) \quad (5.2.20)$$

さらに、これらの関数は造波板と反射壁に沿った境界条件と、完全消波の境界面に沿った放射条件を満足しなければならない。ポテンシャル ϕ_0 に適用された放射条件は、次式で表される。

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial r} - ik \phi_0 \right) = 0 \quad (5.2.21)$$

ここに、 r は造波板からの水平距離である。

5.2.3 境界条件

(1) 造波板の境界条件

造波板に沿って線型化された境界条件は、造波板自体の速度と造波板に対して法線方向の水粒子速度が等しくなることである。この条件は境界 S_g で

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (S_g \text{ の場合}) \quad (5.2.22)$$

となる。ここに、 n は境界 S_g に対する法線ベクトル、 ξ は造波板の振幅であり式(5.2.2)で与える。式(5.2.15)と式(5.2.2)を式(5.2.22)に代入すると、造波板での境界条件は次式のようになる。

$$\frac{\partial \phi_0(x)}{\partial n} \cosh(ks) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\partial \phi_m(x)}{\partial n} \cos(k_m s) = \omega b(x) f_g(s) \quad (5.2.23)$$

式(5.2.23)の左辺において深さに依存する項は、その直交関数の性質を利用して ϕ_m に対

する一連の境界条件を導くことに利用される。すなわち、式(5.2.23)に $\cosh(ks)$ と $\cos(k_m s)$, $m=1, 2, 3, \dots$ を順番に掛けて s に関して $(0, h)$ の範囲で積分すると、

$$\frac{\partial \phi_0(x)}{\partial n} = \omega b(x) F_0(kh) \quad (5.2.24)$$

$$\frac{\partial \phi_m(x)}{\partial n} = \omega b(x) F_m(k_m h) \quad (m \geq 1) \quad (5.2.25)$$

となる。ここに、

$$F_0(kh) = \frac{4k}{2kh + \sinh(2kh)} \int_0^h f_g(s) \cosh(ks) ds \quad (5.2.26)$$

$$F_m(k_m h) = \frac{4k_m}{2k_m h + \sin(2k_m h)} \int_0^h f_g(s) \cos(k_m s) ds \quad (5.2.27)$$

である。関数 $F_0(kh)$ は $F'(kh)/\sinh(kh)$ に等しい。 $F'(kh)$ は波の振幅と造波板の振幅に関連する2次元の伝達関数であり、式(5.2.4)で与えられる。造波機の形状関数はピストンタイプであるため $f_g(s)=1$ とする。また、回折散乱波は造波板から水深の約2,3倍の水平距離を越えたところでは減衰して消滅するため、以後この項は無視する。

(2) 反射壁の境界条件

入射波 ϕ_0 の部分反射境界面における境界条件は、Berkhoff によって提案された方法により導入する。すなわち、完全反射壁での境界条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} = 0 \quad (5.2.28)$$

一般的な場合には反射壁が必ずしも鉛直でなく、また完全反射もしない。そのため、本モデルではこれらの境界を扱うために反射壁を鉛直面とし、完全反射条件の代わりに混成の境界条件を用いることで部分反射を表現する。この条件は次式で表される。

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} + \alpha_s k \phi_0 = 0 \quad (5.2.29)$$

ここに、 $\alpha_s (= \alpha_1 + i\alpha_2)$ は複素伝達係数である。Berkhoff によると、この係数は様々な方法で説明される。すなわち、エネルギー伝達の比率の関係や、壁における波の場の波高と位相の関係や、海岸工学において一般的な反射率の関係による方法などである。本モデルでは最後の方法を用いて検討を行う。反射率 K_r は、一般に反射波の波高と入射波の波高の比によって定義される。この定義は、無限長の壁に対して長い峰線をもつ平面波が反射するという特別な場合にだけ適用される。そのような場合に伝達係数 α_s は、一般的な反射率 K_r や反射位相角 β と関連づけることができる。

入射波の進行方向と壁の法線方向とのなす角を γ とする。壁を鉛直とすれば、反射の結果として波の場は 3 次元的なものになる (図-5. 2. 3 参照)。その時 $x=0$ に位置する壁に対して、重ね合わされた波の場全体のポテンシャルは、次式で表される。

$$\phi_0 = \exp[i(kx \cdot \cos \gamma + ky \cdot \sin \gamma)] + k_r \cdot \exp[i(-kx \cdot \cos \gamma + ky \cdot \sin \gamma + \beta)] \quad (5. 2. 30)$$

そして、伝達係数は次式で与えられる。

$$\alpha_1 = \frac{2k_r \sin \beta \cos \gamma}{1 + k_r^2 + 2k_r \cos \beta}$$

$$\alpha_2 = \frac{(1 - k_r^2) \cos \gamma}{1 + k_r^2 + 2k_r \cos \beta} \quad (5. 2. 31)$$

式(5. 2. 31)は、伝達係数がどのように反射率 K_r や反射位相角 β 、さらには入射角 γ に依存するかを示している。

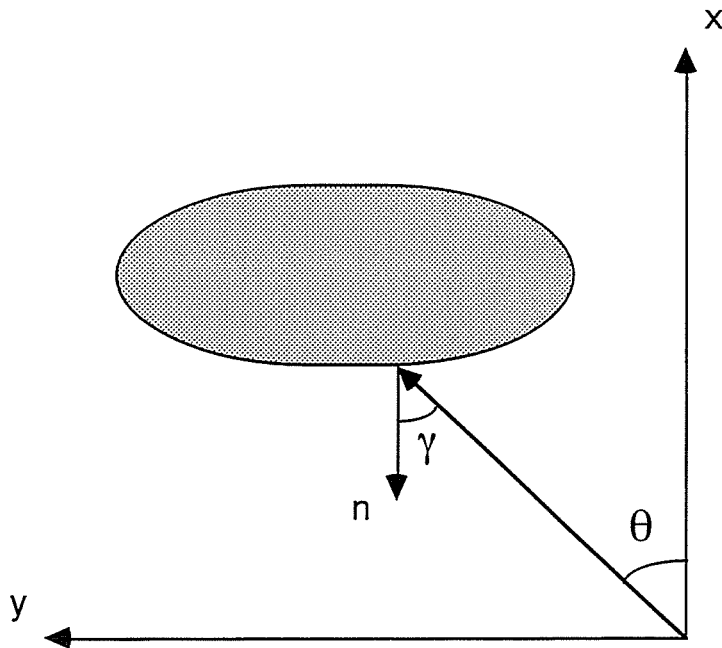


図-5. 2. 3 入射角について

5. 2. 4 グリーン関数

(1) 入射波

ϕ_0 は Helmholtz の式である式 (5. 2. 19), 造波板の境界条件式 (5. 2. 24), 部分反射の境界条件式 (5. 2. 29), 放射条件式 (5. 2. 21) 等を満たすように決定される. 以下では, $\phi_0' = \phi_0 \cosh(kh)$ と置き換えて式の展開を行う. ϕ_0' に関する境界値問題は, 造波板や反射壁に沿って配置された湧き出し点や, 特異点の分布が境界条件を満たすように解かれる. すなわち,

$$\phi_0'(x) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} f_s(\xi) G(x; \xi) dS_B \quad (5. 2. 32)$$

が境界条件を満たすように $f_s(\xi)$, $G(x; \xi)$ を決定する. ここに, S_B は造波板や反射壁の境界を示す. $f_s(\xi)$ は湧き出しの強さの分布関数を表す. $G(x; \xi)$ は, S_B 上の点 $\xi = (\xi, \eta)$ に位置する湧き出し点から任意の点 $x = (x, y)$ に関するグリーン関数である. dS_B は S_B に沿った微小の長さを示す. グリーン関数とは点 ξ における湧き出しの単位強さによる任意の点 x でのポテンシャルを表す. これは Helmholtz の方程式に対する基本的な解と一致する. Helmholtz の方程式の一般的な解は, 第 1 種および第 2 種の 0 次のハンケル関数⁴⁾を含み, 前者だけが放射条件を満足する. この条件よりグリーン関数は次式で与えられる.

$$G(x; \xi) = i\pi H_0^{(1)}(kr) \quad (5. 2. 33)$$

ここに, $H_0^{(1)}$ は第 1 種 0 次のハンケル関数, r は x と ξ との距離であり次式で与えられる.

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \quad (5. 2. 34)$$

(2) 斜波モデルの解法

造波板に関する境界条件と反射壁に関する境界条件は, まとめて次式のようになる.

$$-\frac{1}{2} f_s(x) + \frac{1}{4\pi} \int_{S_B} f_s(\xi) \cdot \left[\frac{\partial G(x; \xi)}{\partial n} + k \alpha_s(x) G(x; \xi) \right] dS_B = V_s(x) \cosh(kh) \quad (5. 2. 35)$$

ここに, 造波板や完全反射壁上の点 x に関しては, $\alpha_s(x) = 0$ となるので,

$$V_s(x) = \begin{cases} \omega b(x) F_0(kh) & (\text{造波板}) \\ 0 & (\text{完全反射壁}) \end{cases} \quad (5. 2. 36)$$

となる。式(5.2.35)の積分の計算において、グリーン関数の導関数 $\partial G / \partial n$ が必要となるが、これは、次式で表される。

$$\frac{\partial G}{\partial n} = -i\pi k H_1^{(1)}(kr) \cos\theta_n \quad (5.2.37)$$

ここに、 $H_1^{(1)}$ は第1種1次のハンケル関数で、 θ_n は n と $x-\xi$ とがなす角である。

すなわち、

$$\cos\theta_n = \frac{n_x(x-\xi) + n_y(y-\eta)}{r} \quad (5.2.38)$$

である。 n_x と n_y はそれぞれ法線ベクトル n の x, y 方向の成分ベクトルである。

5.2.5 数値解析モデル

(1) 数値計算法

前節で説明した条件式をもとに数値解析を行う場合、まず境界 S_B は有限個の短い直線セグメントという仮定のもとで式(5.2.35)が解かれる。そして湧き出しの強さはそれぞれのセグメントに対して一定であると仮定される。式(5.2.35)は各セグメントの中心位置で満たされており、積分の式はその位置での湧き出しの強さ f_{sj} に関して次式に示す線形の連立方程式で表される。

$$\sum_{j=1}^{N_S} C_{ij} f_{sj} = c_i \quad (i=1, \dots, N_S) \quad (5.2.39)$$

ここに、 N_S は造波板と反射壁に沿ったセグメントの総数である。また、

$$c_{ij} = -\delta_{ij} + \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta S_{Bj}} \left[\frac{\partial G(x_i; \xi_j)}{\partial n} + k\alpha_S(x_i)G(x_i; \xi_j) \right] dS_B \quad (5.2.40)$$

$$c_i = 2V_S(x_i) \cosh(kh) = 2\omega b(x_i) \frac{F'(kh)}{\tanh(kh)} \quad (5.2.41)$$

ここに、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタで、 ΔS_{Bj} は j 番目のセグメントの幅である。 C_{ij} は次式で与えられる。

$$c_{ij} = \begin{cases} \frac{\Delta S_{Bj}}{2\pi} \left[\frac{\partial G(x_i; \xi_j)}{\partial n} + k\alpha_s(x_i)G(x_i; \xi_j) \right] & i \neq j \text{ の場合} \\ -1 + \frac{k\Delta S_{Bi}\alpha_s(x_i)}{\pi} \left[1 - \ln\left(\frac{k\Delta S_{Bi}}{2}\right) \right] & i = j \text{ の場合} \end{cases} \quad (5.2.42)$$

式(5.2.42)より係数 C_{ij} が求まるので、湧き出しの強さ f_{sj} は、式(5.2.39)の連立方程式を解くことにより得られる。流体場における点 x でのポテンシャルは式(5.2.32)の線型式によって次式を用いると計算できる。

$$\phi_0'(x) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^{N_s} f_{sj} G(x; \xi_j) \Delta S_{Bj} \quad (5.2.43)$$

また、 x がセグメントの中心 ξ_j にある特別な場合では、グリーン関数において特異点が生じ、セグメントの幅による積分のかわりに中点近似が使われる。このような場合のグリーン関数は、次式によって置き換えられる。

$$G(x; \xi_j) = 2 \left[1 - \ln\left(\frac{k \Delta S_{Bj}}{2}\right) \right] \quad (5.2.44)$$

(2) 波浪場の記述

ポテンシャル ϕ_0' が求まれば、波浪場の諸特性量が得られる。特に $t=0$ における水面の高さ η は次式で与えられる。

$$\eta(t=0) = -\frac{\omega}{g} \text{Im}(\phi_0') \quad (5.2.45)$$

波高 H は、次式によって定義することができる。

$$H = \frac{2\omega}{g} |\phi_0'| \quad (5.2.46)$$

また、式(5.2.43)をそれぞれ x , y で微分することによって、 x 軸方向、 y 軸方向の水粒子速度が求まる。

$$\frac{\partial \phi_0'}{\partial x} = -\frac{ik}{4} \sum_{j=1}^{N_s} f_{sj} H_i^{(1)}(kr_j) \frac{(x - \xi_j)}{r_j} \Delta S_{Bj} \quad (5.2.47)$$

$$\frac{\partial \phi_0'}{\partial y} = -\frac{ik}{4} \sum_{j=1}^{N_s} f_{sj} H_i^{(1)}(kr_j) \frac{(y - \eta_j)}{r_j} \Delta S_{Bj} \quad (5.2.48)$$

したがって、静水面位置 ($Z=0$) での x 軸方向、 y 軸方向の流速 U , V および合成流速 UV , 卓越流向 θ_r は複素流速 $\partial \phi_0' / \partial x$ および $\partial \phi_0' / \partial y$ を用いて、次のように表される。

$$U = \operatorname{Re} \left(\frac{\partial \phi_0'}{\partial x} \right) \quad (5.2.49)$$

$$V = \operatorname{Re} \left(\frac{\partial \phi_0'}{\partial y} \right) \quad (5.2.50)$$

$$UV = \sqrt{U^2 + V^2} \quad (5.2.51)$$

$$\theta_r = \tan^{-1} \left(\frac{V}{U} \right) \quad (5.2.52)$$

ここで、 $\operatorname{Re}()$ は実部を示す。

5. 3 数値解析モデルの妥当性の検討

計算モデルの精度を上げるためには、図-5.3.1 および図-5.3.2 に示すような防波堤先端からの回折、港湾内の岸壁からの反射の影響を把握することが重要となる。ここでは、一方向規則波における港湾内外の波高分布に関して、数値シミュレーションの結果と模型実験との比較を行い、計算モデルの妥当性を検討する。

5. 3. 1 計算条件

計算モデルは、沖側境界で 400 枚の造波板（幅：15cm）からなるスネーク型の造波装置を持つ多方向不規則造波水槽（幅 BH：60.0m，長さ BL：25.0m）を想定した。水槽内の波浪場に対しては、Isaacson の線形回折モデルを拡張した手法、造波板および防波堤などの固定境界表示に対しては湧き出し分布法を適用して計算を行った。港湾モデルの座標と代表測線図-5.3.1 に示す。ここで、港湾モデルの全ての境界を 1/20 波長以下になるような微小な要素に分割し、各要素の中央に湧き出し点を設置した。計算条件は水深 0.3m，周期 0.9 秒，平面水槽の側壁は完全透過とし、港湾モデルは全て不透過の鉛直壁とし反射率を 0.95 とした。主波向きは $\theta = 0^\circ$ ， 20° とした。

港外側の入射角については、主波向と境界上の湧き出し点における外向き法線方向とのなす角を入射角 γ とした。また、港内側においては、初めに入射角 $\gamma = 0$ と仮定し計算を行う。次に、計算結果の卓越流向を用いて再び入射角 γ を計算する。これを繰り返すことで収束する入射角 γ を求めた。

5. 3. 2 実験条件

水理実験は、図-5. 3. 2 に示す 14 枚の造波板（幅:60cm）からなるスネーク型の多方向不規則造波水槽（幅:9m, 長さ:14m, 深さ 0. 6m）を用いて行った。また、反射波の発生を抑えるため、側壁には 10cm 厚ステラシートの 2 層構造からなる遊水部をもつ消波工を、水槽の終端には捨石からできた 1/5 スロープとその後ろにアルミ製の 1/30 スロープを設置した。

今回、実験に用いた港湾模型は左右対称モデルと非対称モデルの 2 種類である。左右対称モデルを図-5. 3. 1 に、非対称のモデルおよび実験水槽を図-5. 3. 2 に示す。ここで、非対称モデルの長い方の防波堤を主防波堤と称し、もう片方の短い方を副防波堤と称す。左右対称の港湾モデルは非対称の港湾モデルにおける主防波堤の長さを 1/2 にしたものである。天端高は 50cm で、計算モデルの妥当性を検討する目的から、全て直立壁で構成されている。

以下、左右対称の港湾モデルに波向きが $\theta=0^\circ$ の波を作用させる場合の実験条件を H90, $\theta=20^\circ$ の場合のものを H70 と称する。なお、非対称の港湾モデルは、 $\theta=0^\circ$ のケースのみ実験を行った。これを WH90 と称する。港湾モデルの設置位置は、図-5. 3. 2 に示すように、WH90 の港湾モデルの主防波堤先端を造波機の中心から 1. 0m, スロープに向かって 2. 5m 離れた所に設置した。

測定装置としては、KENEK 社の容量式波高計を沖波波高の計測用として 1 本、港内外の水位変動の計測用として 10 本の計 11 本を用いた。港内外とも波高計を港内に直立壁から 5cm ずつ離し、10cm 間隔の格子状に設置して同じ条件で実験を行い計 600 箇所を測定した。沖波波高の計測については、波高計を WH90 では主防波堤の先端から造波機にむかって 82. 5cm 離れた所に設置した。H90, H70 では港湾が左右対称であるため、その中心線を通る所に設置した。

一方向規則波の入射条件は水深 0. 3m, 周期 0. 9 秒とした。この周期は、港湾モデルを長方形と考えたとき、その中で共振現象を起こす条件である。また主波向きは $\theta=0^\circ$ と 20° の 2 種類変化させた。

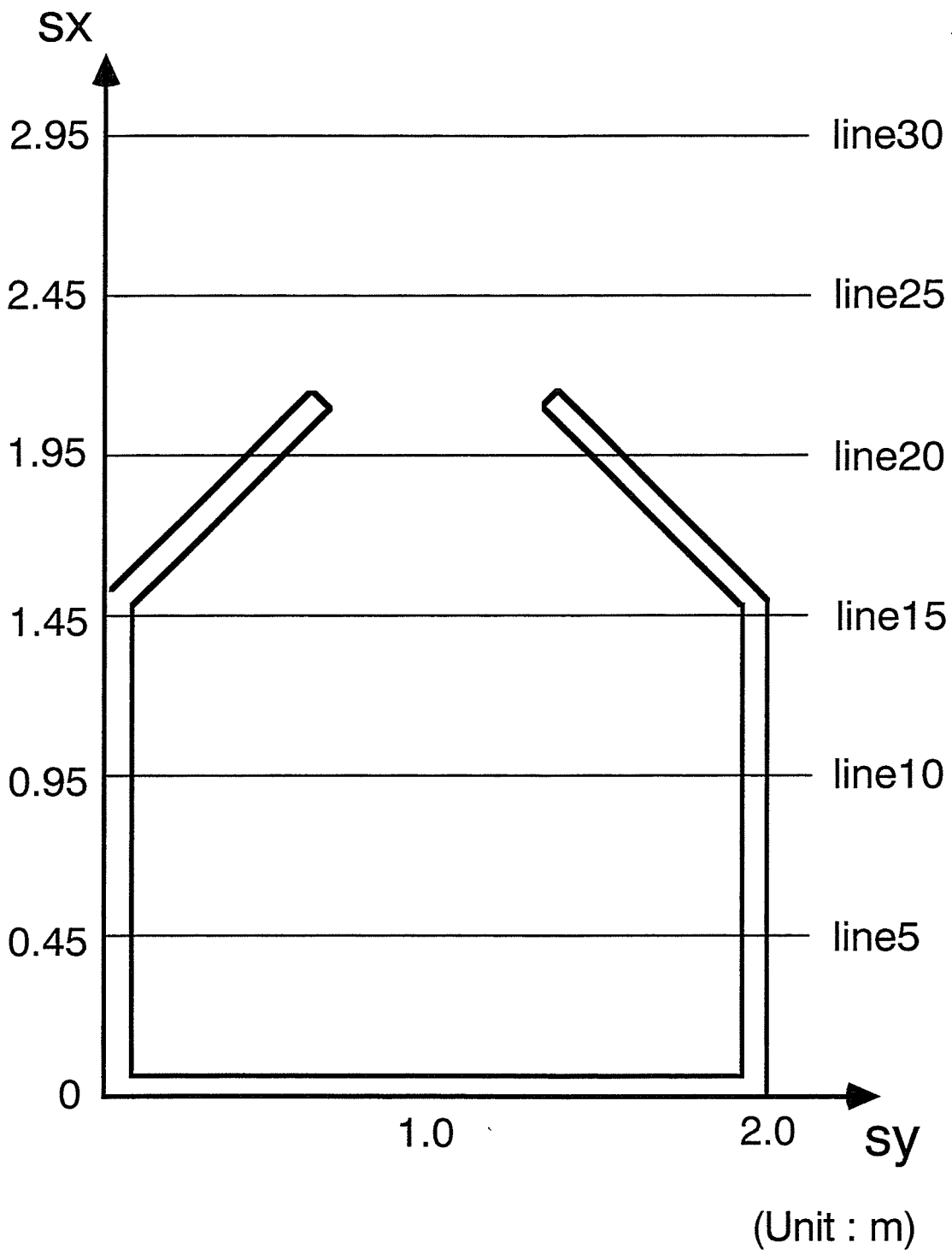
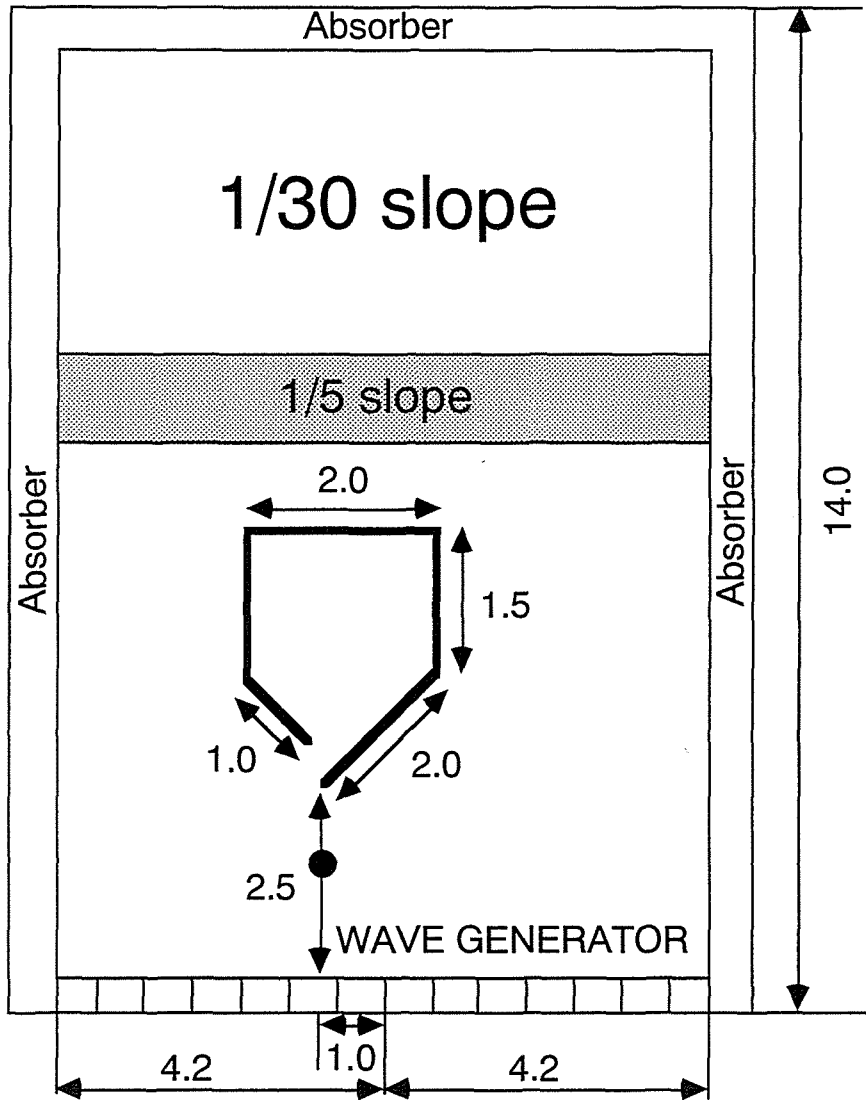


図-5.3.1 港湾モデルの座標と代表測線

● 沖波用波高計



(Unit : m)

図-5.3.2 平面水槽と港湾モデルの設置位置

5. 3. 3 波高分布の比較

実験値の沖波波高 H_0 は、水面変動の波形が一定になってから反射の影響が入るまでの数波を選びだし、その数波の波高を平均した。次に、港湾内外の水面変動の時系列データから、先に選んだ数波に対応するように、同様の方法で波高 H を求めた。このようにして得られた各計測点の波高 H を沖波波高 H_0 で除して、実験値の無次元波高 H/H_0 とした。

また計算は、全ての境界を1/20波長以下になるような、微少な要素に分割した。セグメントの分割幅は、0.1m, 0.05m, 0.02m, 0.01mと変化させて行ったが、なかで最も精度の高いセグメント幅0.01mの無次元波高を計算値とし、以後の実験結果との比較に用いた。

(1) H90 について

左右対称な港湾モデルに、岸壁に対して直角に波が入射した場合の波高分布(H90)を図5.3.3～図5.3.5に示す。港湾全体においても、またどの代表測線においても、計算結果と実験結果は良く対応している。

各代表測線毎にみていくと、line5は大変良く一致している。line10は若干差異がみられるが、形状は類似している。line15においては実験値の方が大きくなっている。この原因として、防波堤と側壁の接続部に隅角部が形成され、防波堤先端からの回折波などが集中し波高が増大したためと思われる。line20の港内側の実験値が大きくなっているのは、防波堤からの回折が著しかったためと思われる。また、港外側の波高の違いについては、計算条件として反射率は0.95、位相のずれは0を仮定しているが、実験において構造物の反射率を求めていないため、若干の誤差が生じたものと思われる。line25の両端付近の波高についても、line20と同様のことがいえる。港湾モデルの中央付近の実験値が大きいのは、line25の位置から考えると、港口から近いので防波堤先端からの反射によるものと推定される。line30において港湾モデルの左半分は逆位相になっているが、この理由は不明である。

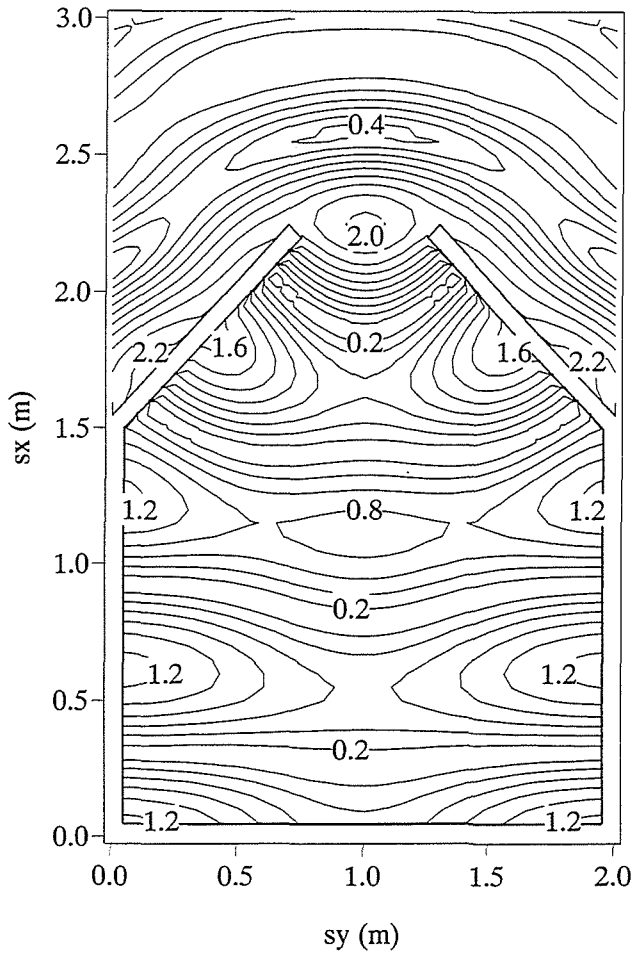


図-5.3.3 波高分布の計算結果(H90)

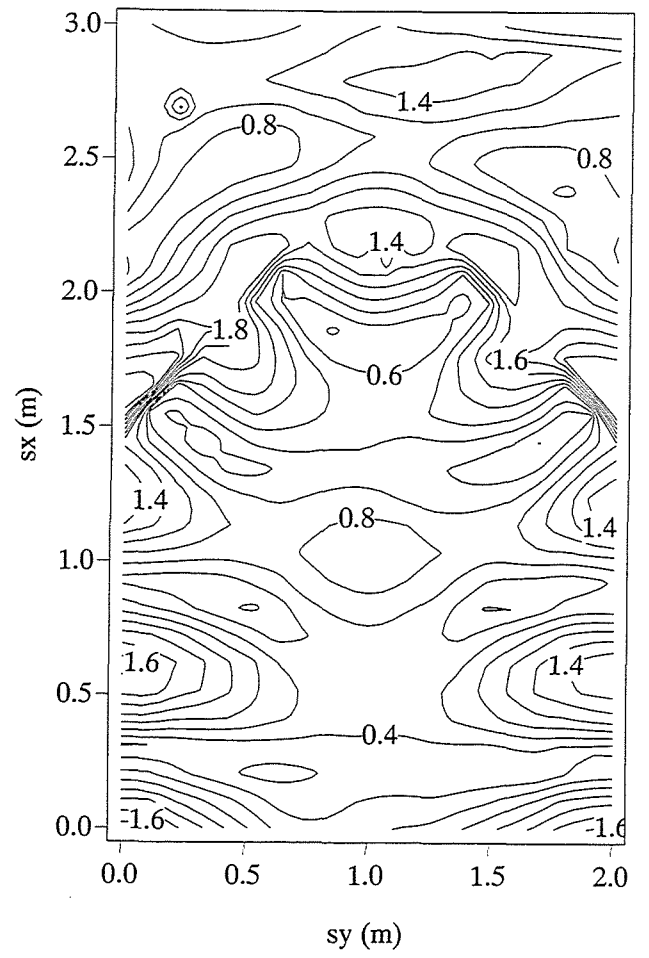


図-5.3.4 波高分布の実験結果(H90)

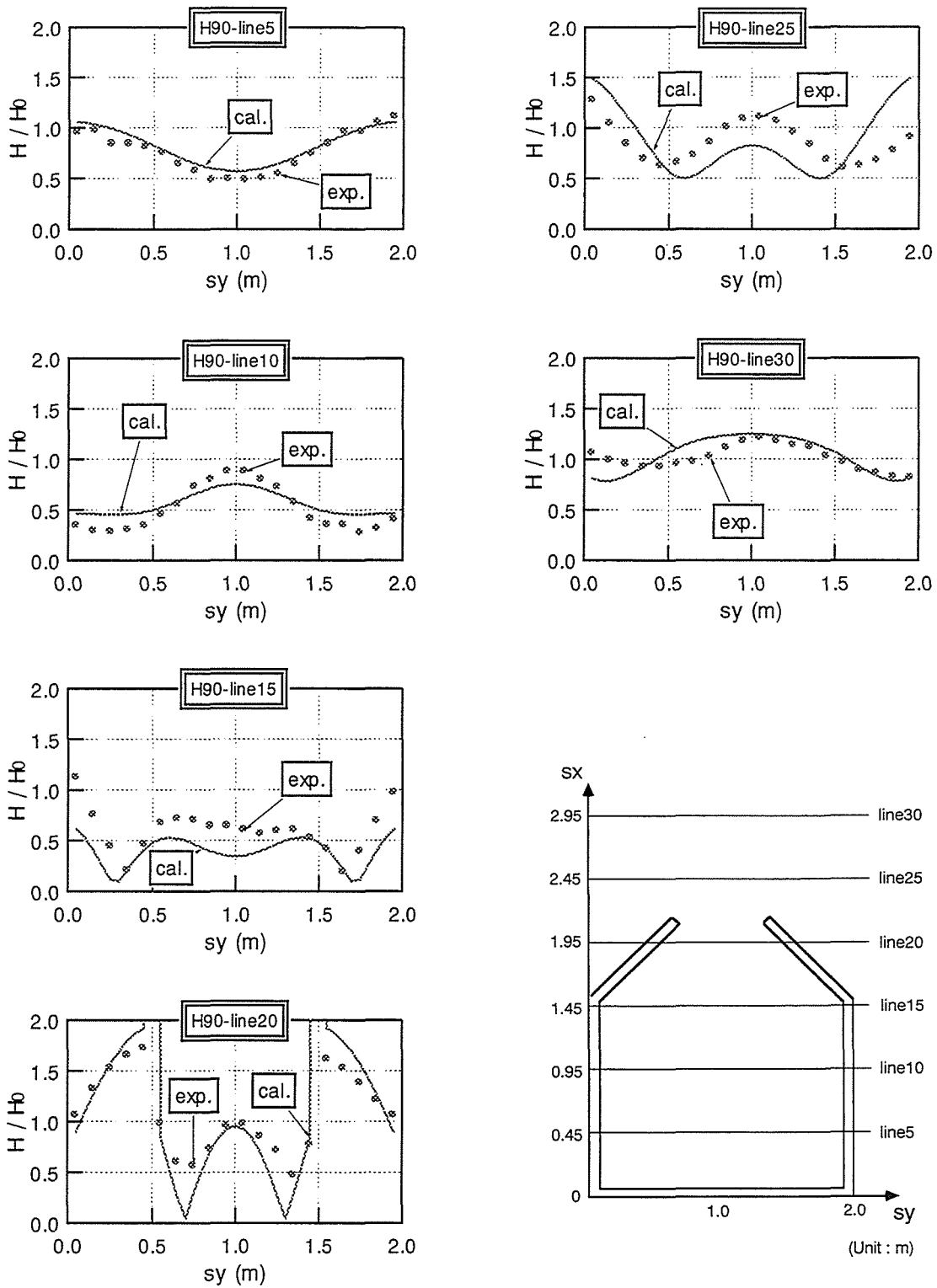


図-5.3.5 代表測線における無次元波高の計算結果と実験結果(H90)

(2) H70 について

左右対称な港湾モデルの岸壁に対して、 70° の角度で波が入射した場合の波高分布 (H70) を、図-5.3.6~図-5.3.8 に示す。全体的に H90 ほどよい一致は見られなかったが、傾向はとらえていると思われる。

line5 では、港湾モデルの左半分において、実験値の方が低い値をとっている。その理由として、波向きが $\theta=20^\circ$ であるため港湾の奥まで波が十分達していないためと考えられる。line10 は、実験結果が計算結果より全体的に右側にシフトしている。その原因についても反射率と位相の関係が影響しているものと推定される。line15 の港湾モデルの両端付近については、H90 の line15 と同じように説明できる。line20 においては、左側の防波堤までは計算結果よりも実験結果の方が高い値をとっている。このことは、防波堤港外側を直立壁としているため、平面水槽の消波工からの再反射の影響によるものと考えられる。line25 は比較的良く一致している。line30 は実験値において余り変動がみられなかった。

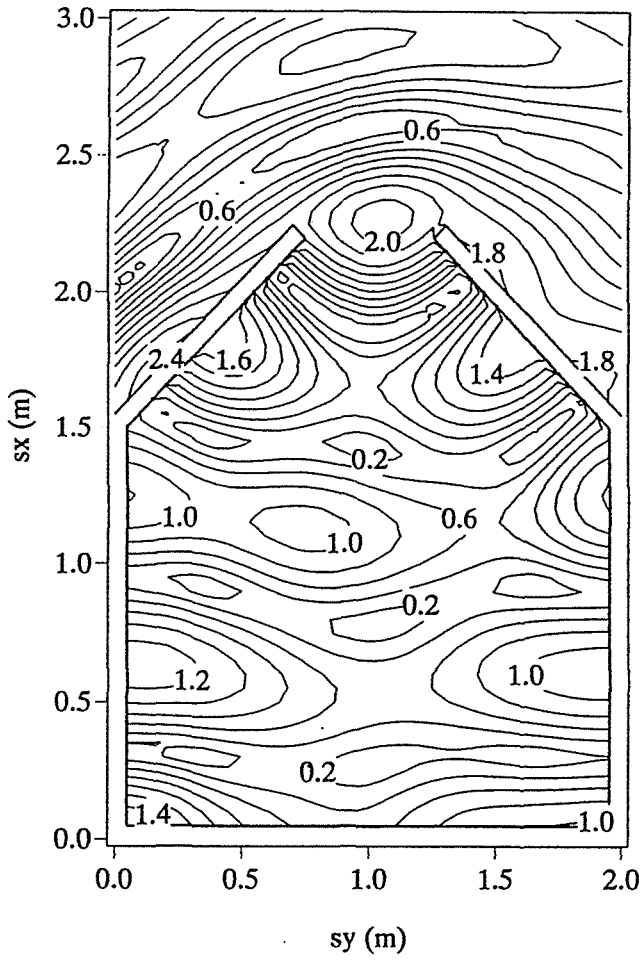


図-5.3.6 波高分布の計算結果(H70)

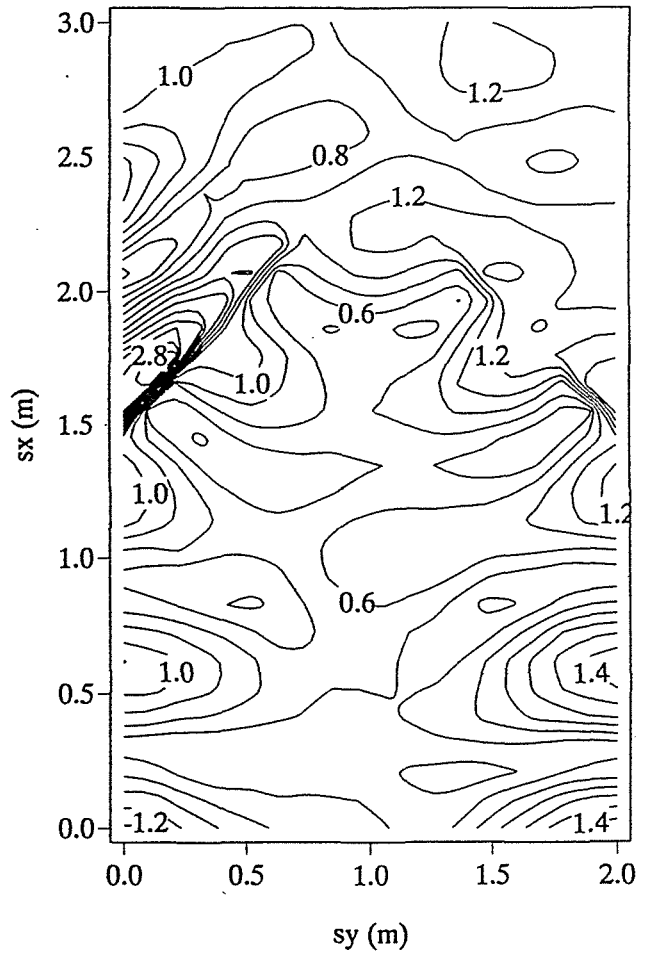


図-5.3.7 波高分布の実験結果(H70)

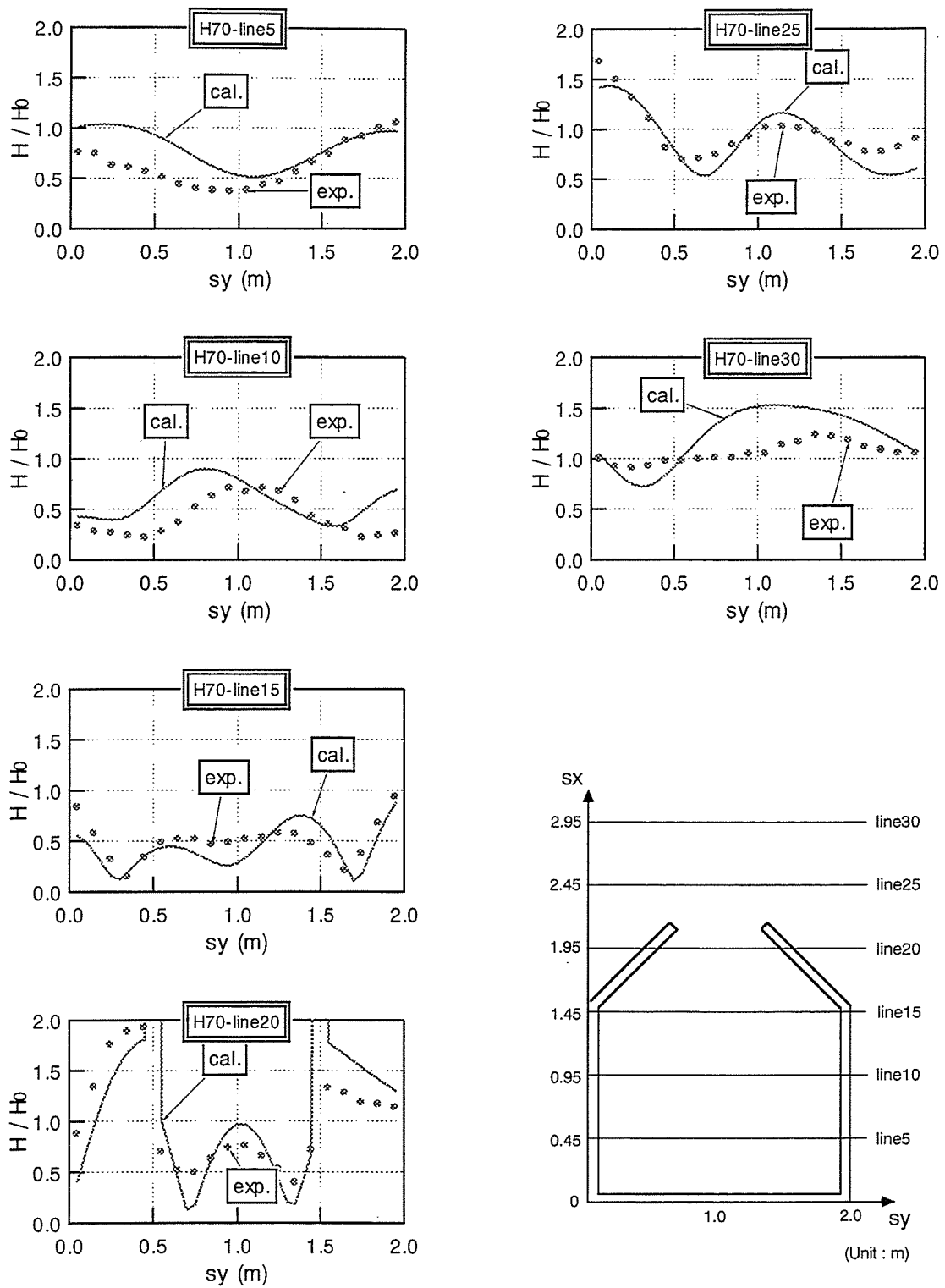


図-5.3.8 代表測線における無次元波高の計算結果と実験結果(H70)

(3) WH90 について

左右非対称なモデルに、岸壁に対して直角に波が入射した場合の波高分布(WH90)を、図-5.3.9~図-5.3.11に示す。WH90は複雑な港湾モデルであるため、計算結果と実験結果の値に違いがみられたが、大体の傾向はとらえていると思われる。

line5, line10, line15は、全計測点とも港湾内に存在し、ほとんど計算結果より実験結果の方が小さめの値をとっている。これは、2本の防波堤からの回折波が港湾内に十分発達して侵入できなかったためと考えられる。line20においては、主防波堤の港外側の波高は実験値の方が高く、副防波堤の港外側は低めの値を示している。前者は主防波堤による反射、後者は消波工の反射の影響によるものと推定している。line25における主防波堤の港外側の波高がシフトしているのは、反射の影響と思われる。また、主防波堤の背後では、回折波と副防波堤からの反射の影響により、数値計算は実験結果と異なる状況で計算しているものと推定される。line30において計算結果と比べ実験結果がシフトしているが、定性的には対応しているものと考えてよい。

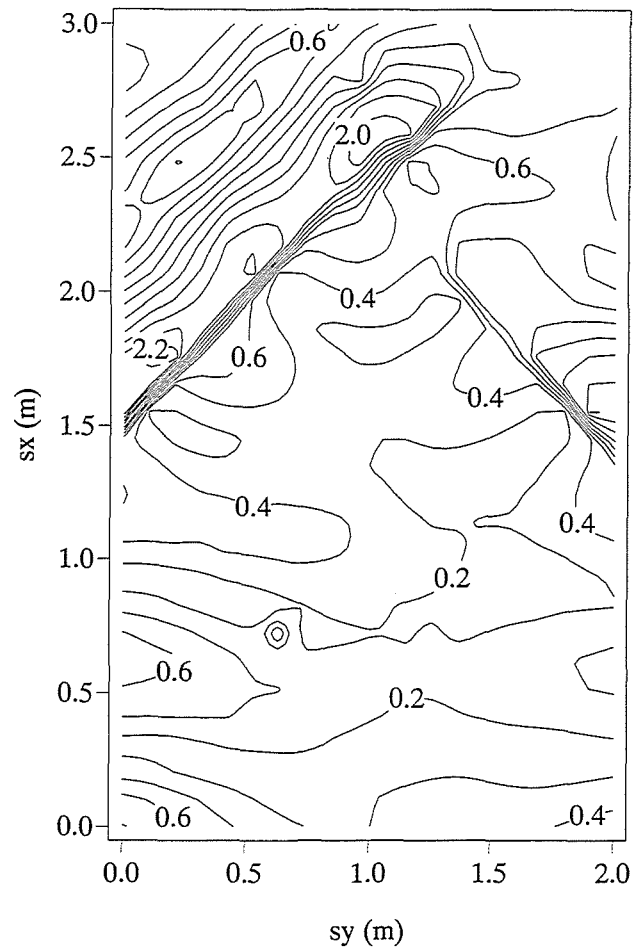
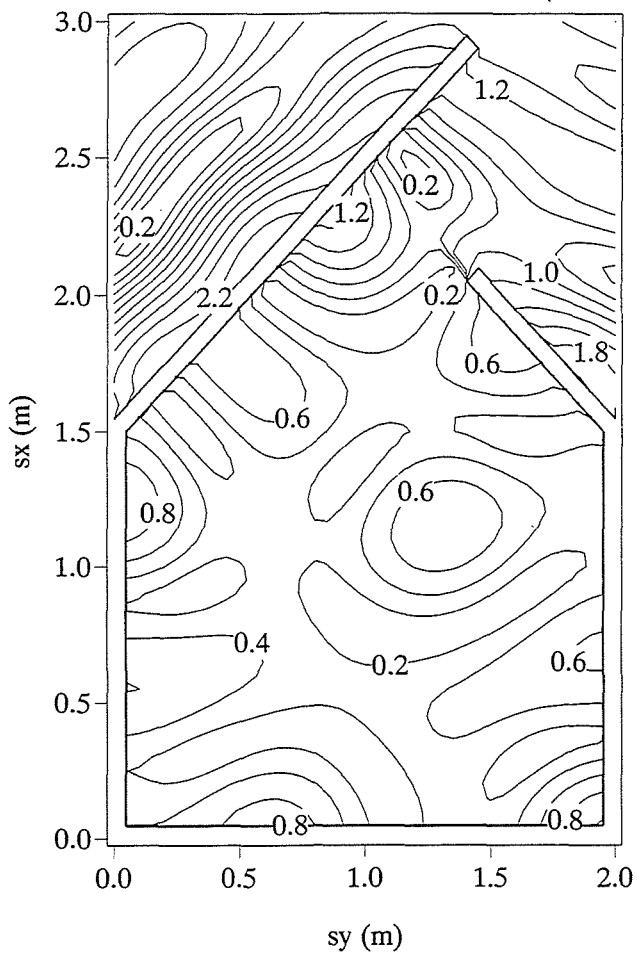


図-5.3.9 波高分布の計算結果(WH90) 図-5.3.10 波高分布の実験結果(WH90)

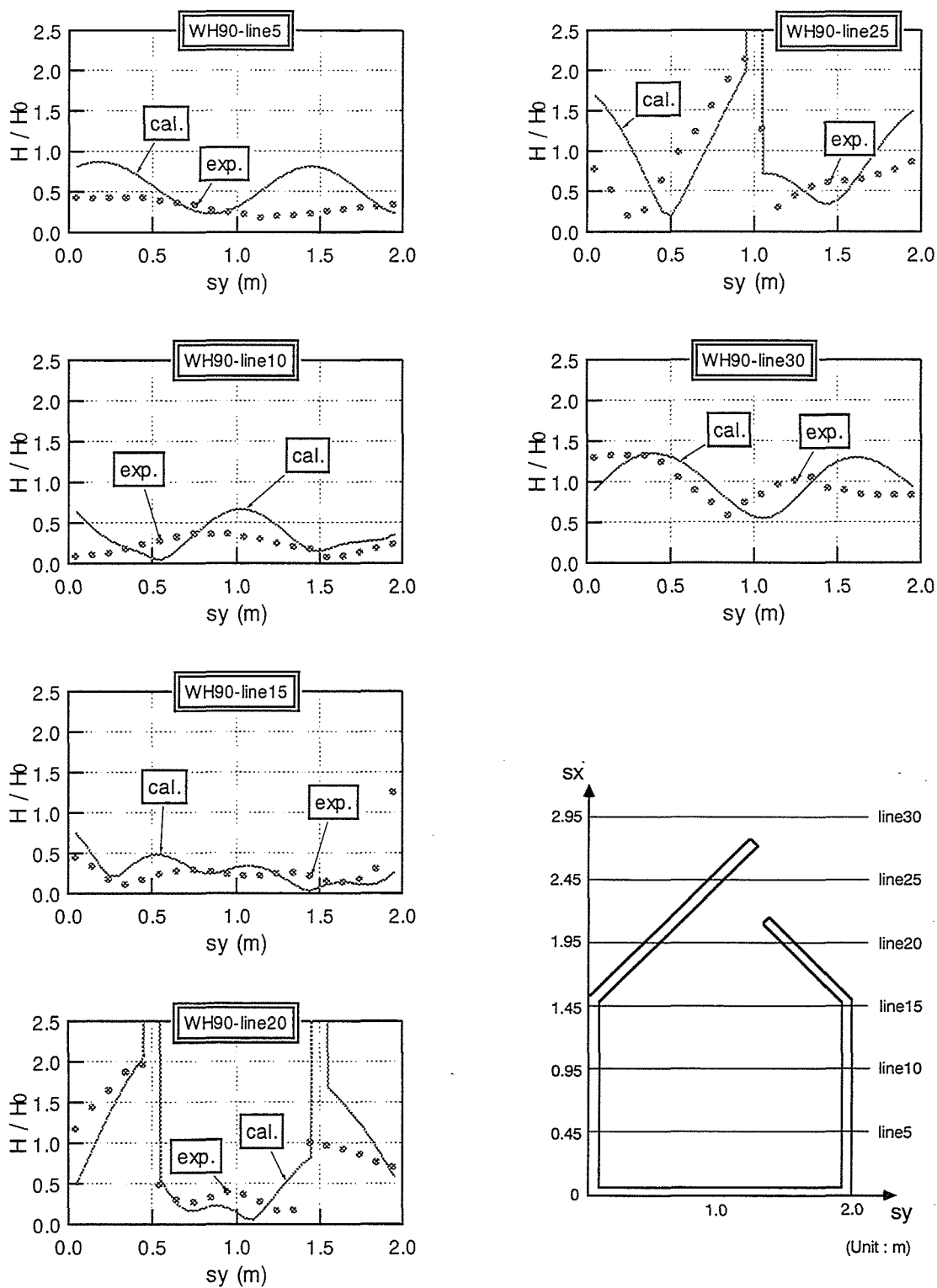


図-5.3.11 代表測線における無次元波高の計算結果と実験結果(WH90)

5. 4 港湾内外の静穏度からみた低反射構造物の設置に関する検討

前節において、妥当性がほぼ確認できた数値計算法を用いて、消波構造物の効果的な配置に関して検討する。

5. 4. 1 静穏度解析における計算条件

静穏度解析における主波向きは $\theta=45^\circ$ とした。これに対し港湾モデルは、図-5.3.1に示した左右対称とした。このモデルは、波が直角に入射してくる左側の防波堤を主防波堤として長くする非対称モデルと比べ、回折や反射の影響をより強く表現できるので、これを採用した。さらに、消波構造物の影響をより顕著にするために、消波構造物の反射率は0.1とした。周期・水深などについては、前節の数値解析モデルの条件と同様である。

5. 4. 2 低反射構造物の設置位置の検討

まず、港湾外側の波高を抑えるために、防波堤の外側のみに消波構造物を設置して計算した。消波構造物の設置範囲を何も設置しない状態（図-5.4.1）、1/2波長分（図-5.4.2）、1波長分（図-5.4.3）のように変化させた。その結果、消波構造物の設置範囲が長くなるにつれて、港湾外側の波高は、配置した防波堤前面のみならずより広い範囲で抑えられる。特に、防波堤先端からの回折波の影響が現れる湾口部に注目すると、この計算においては、消波構造物を1波長分設置して初めて波高低減効果が現れる。一方、消波構造物を防波堤の外側だけでなく内側にも設置した場合の影響に関しては、図-5.4.4のように防波堤内外に1/2波長分の長さを設置した場合と、湾口部の外側のみに1波長分（図-5.4.3）設置した場合とはほぼ同じ結果となった。しかも、図-5.4.4では港湾内の波高に対しても低減効果が見られる。このことより、防波堤先端部においては、消波構造物を外側だけでなく内側にも設置することにより、先端からの回折波を効果的に抑えることができる。

次に、港湾内側の静穏度に注目する。波高 $\theta=45^\circ$ で侵入してくる入射波が直接作用する右側壁に消波構造物を設置すれば、港内に直接進入した波の制御に効果があると予想できる。図-5.4.5は、波が直接入射する右側壁全体に消波構造物を配置した場合の結果である。図-5.4.1と比較してわかるように、港内が大幅に静穏になっている。図-5.4.6は、消波構造物を何も設置しない場合の波高分布結果（図-5.4.1）において、右側壁前面の波高が高い部分のみに消波構造物を設置したときの計算結果である。消波構造物は、右側壁の岸側から沖側に1/2波長分、岸側に1/4波長分設置した。図-5.4.5と5.4.6とを比較してわかるように両者の静穏度はほぼ同程度である。以上のことから、港湾内外ともに、波高の大きくなる部分に消波構造物を設置すれば、湾内の静穏度が確保できることが分かった。

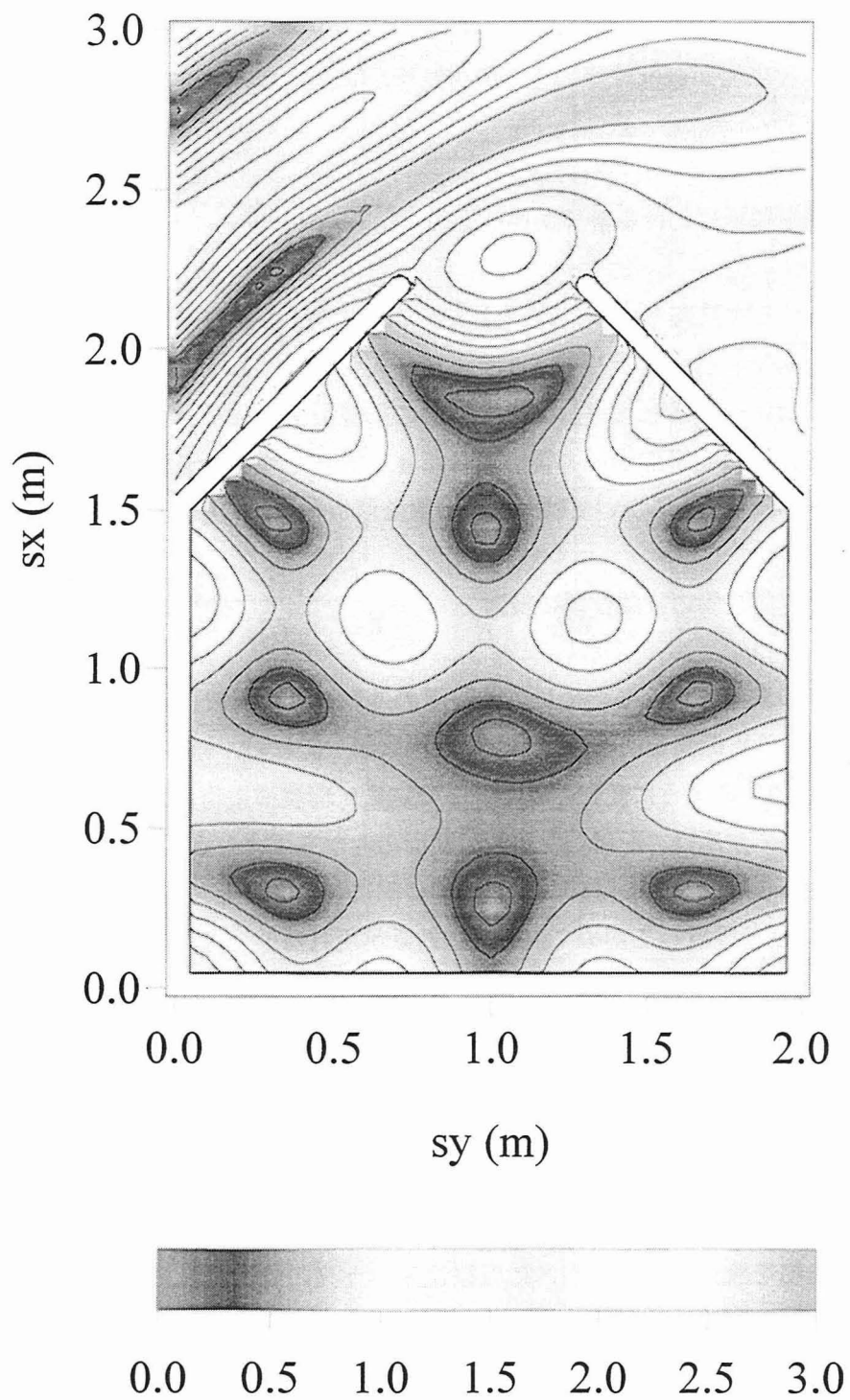


図-5.4.1 消波構造物を設置しない場合の静穏度

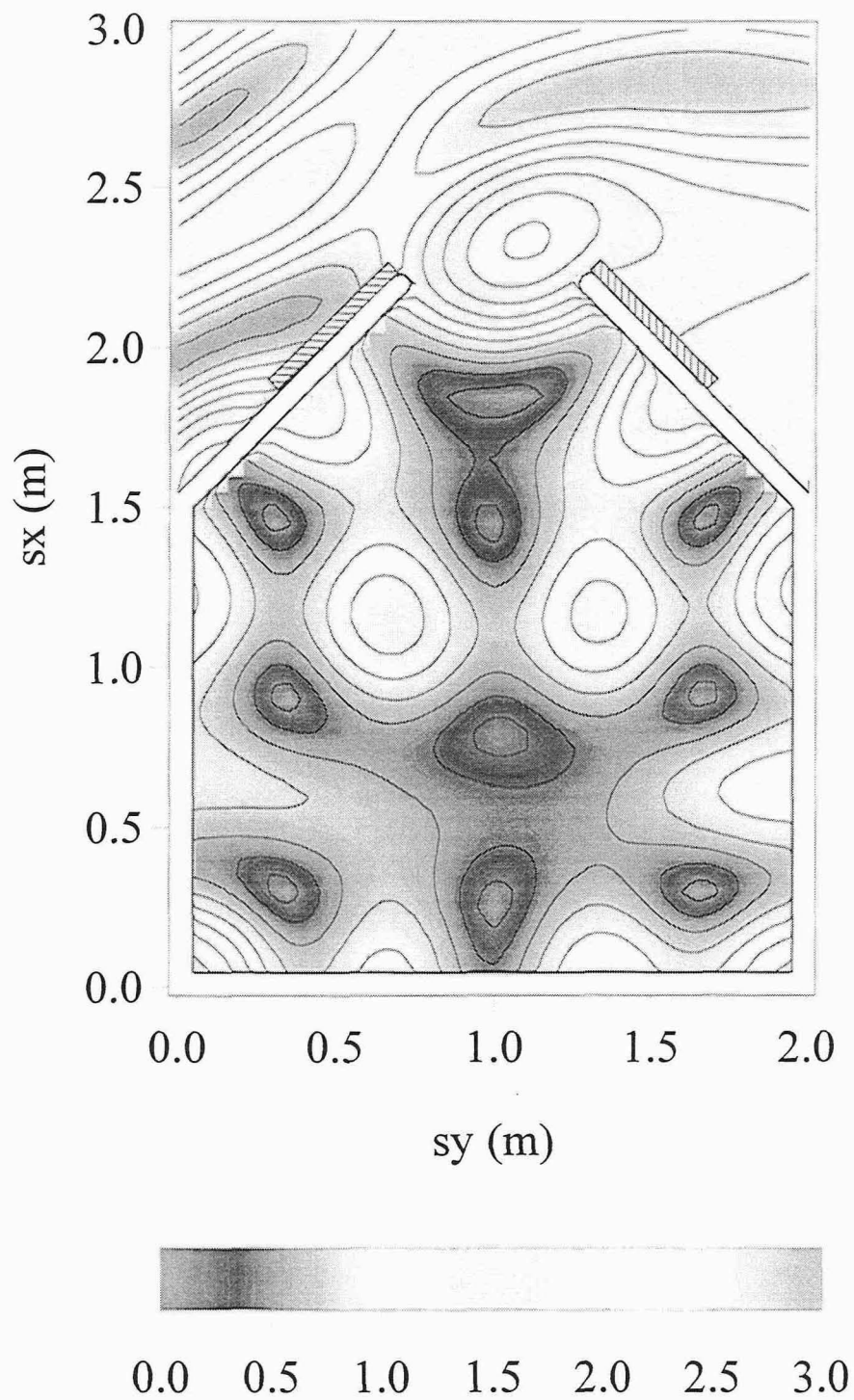


図-5.4.2 消波構造物を防波堤外側に設置した場合の静穏度
(1/2 波長)

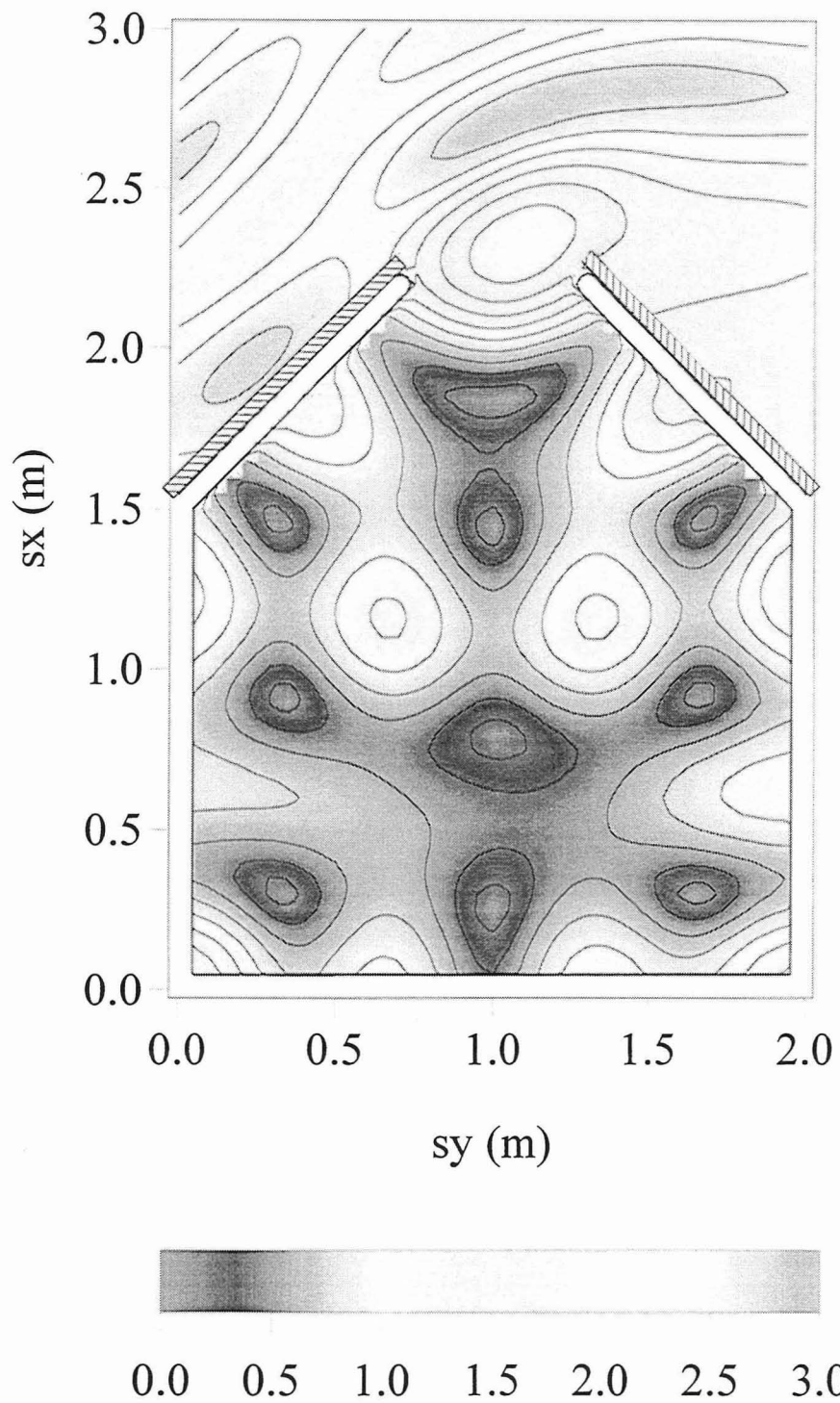


図-5.4.3 消波構造物を防波堤外側に設置した場合の静穏度
(1 波長)

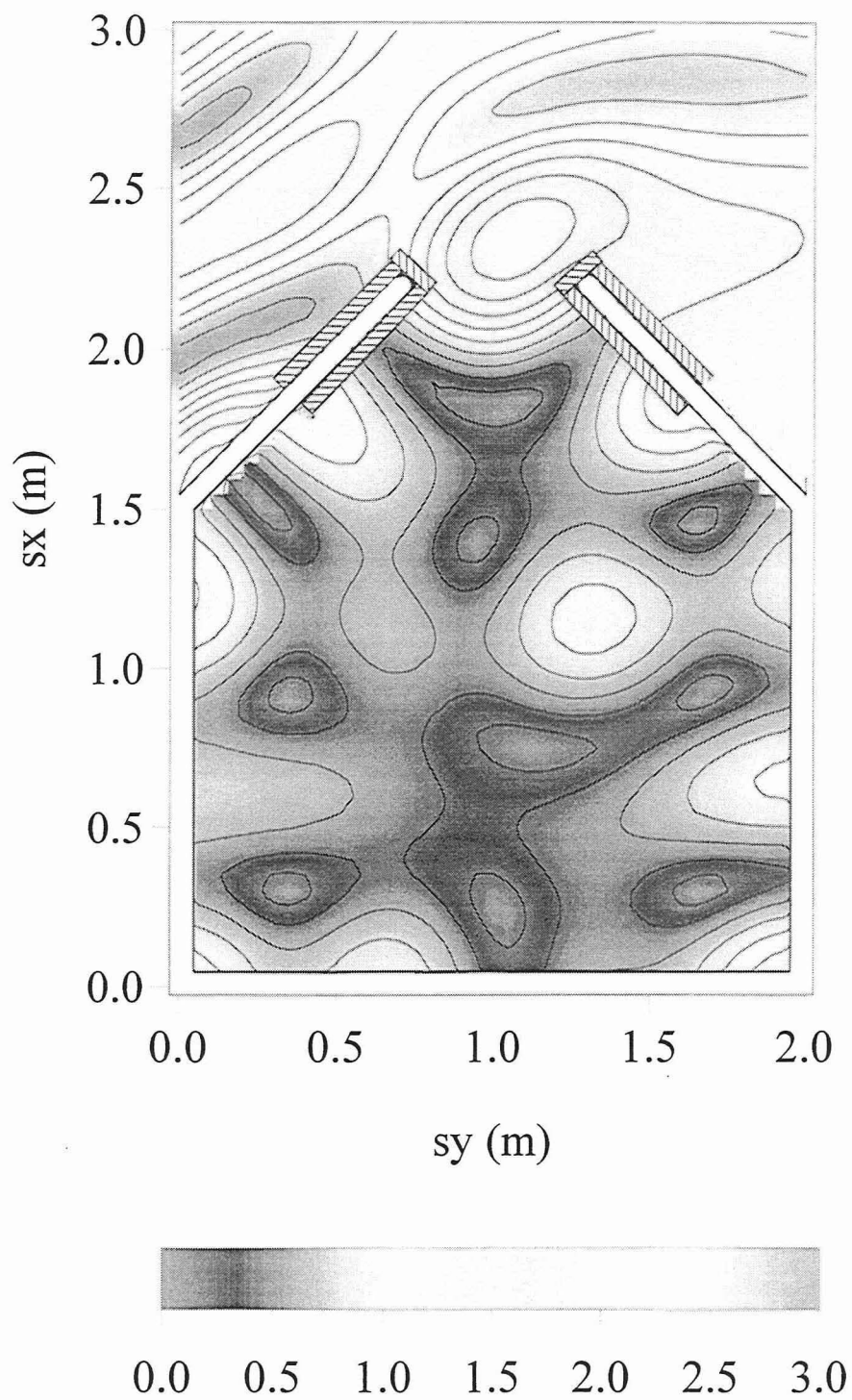


図-5.4.4 消波構造物を防波堤内外に設置した場合の静穏度
(1/2 波長づつ)

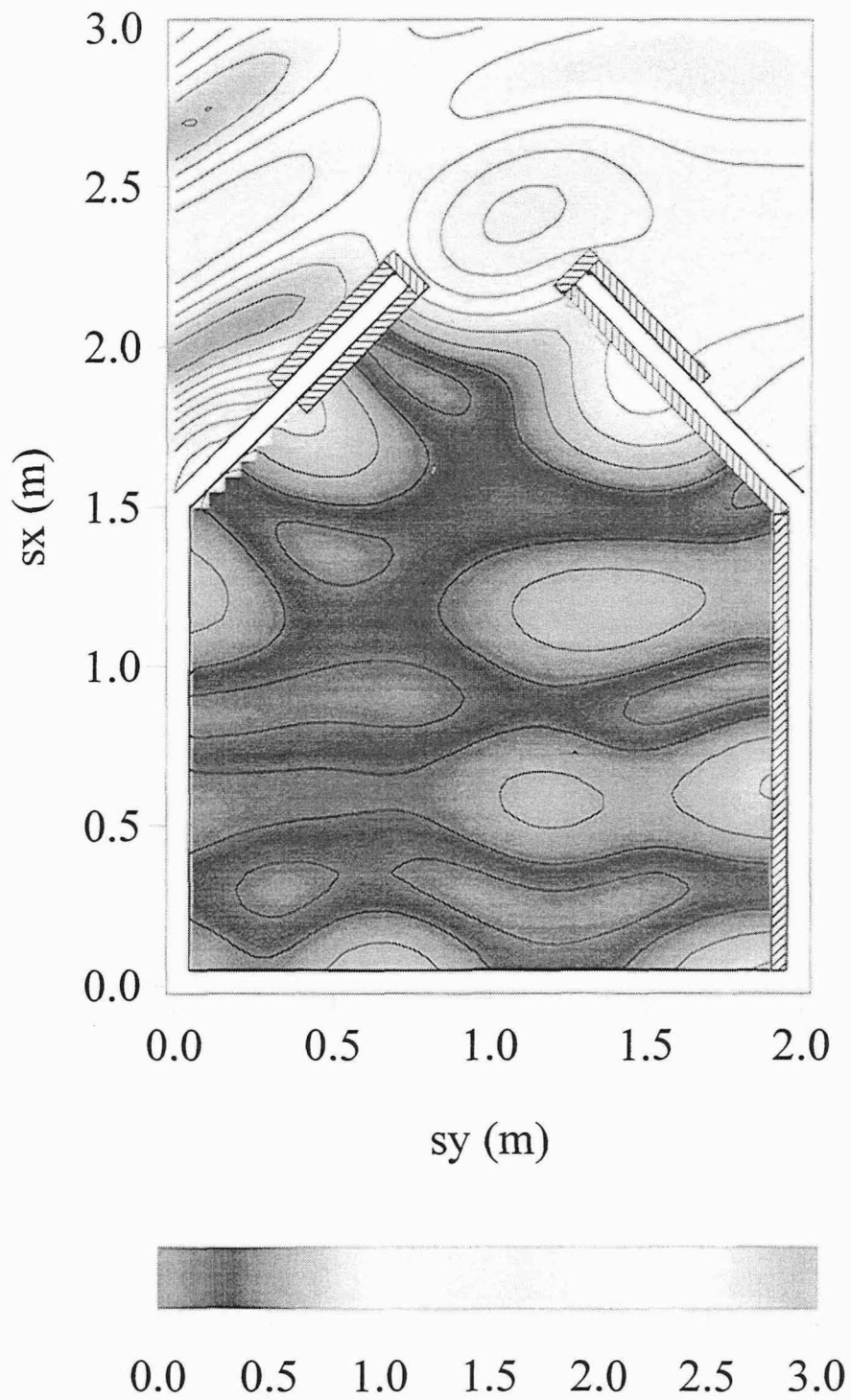


図-5.4.5 消波構造物を右側壁に設置した場合の静穏度
(右側壁全体)

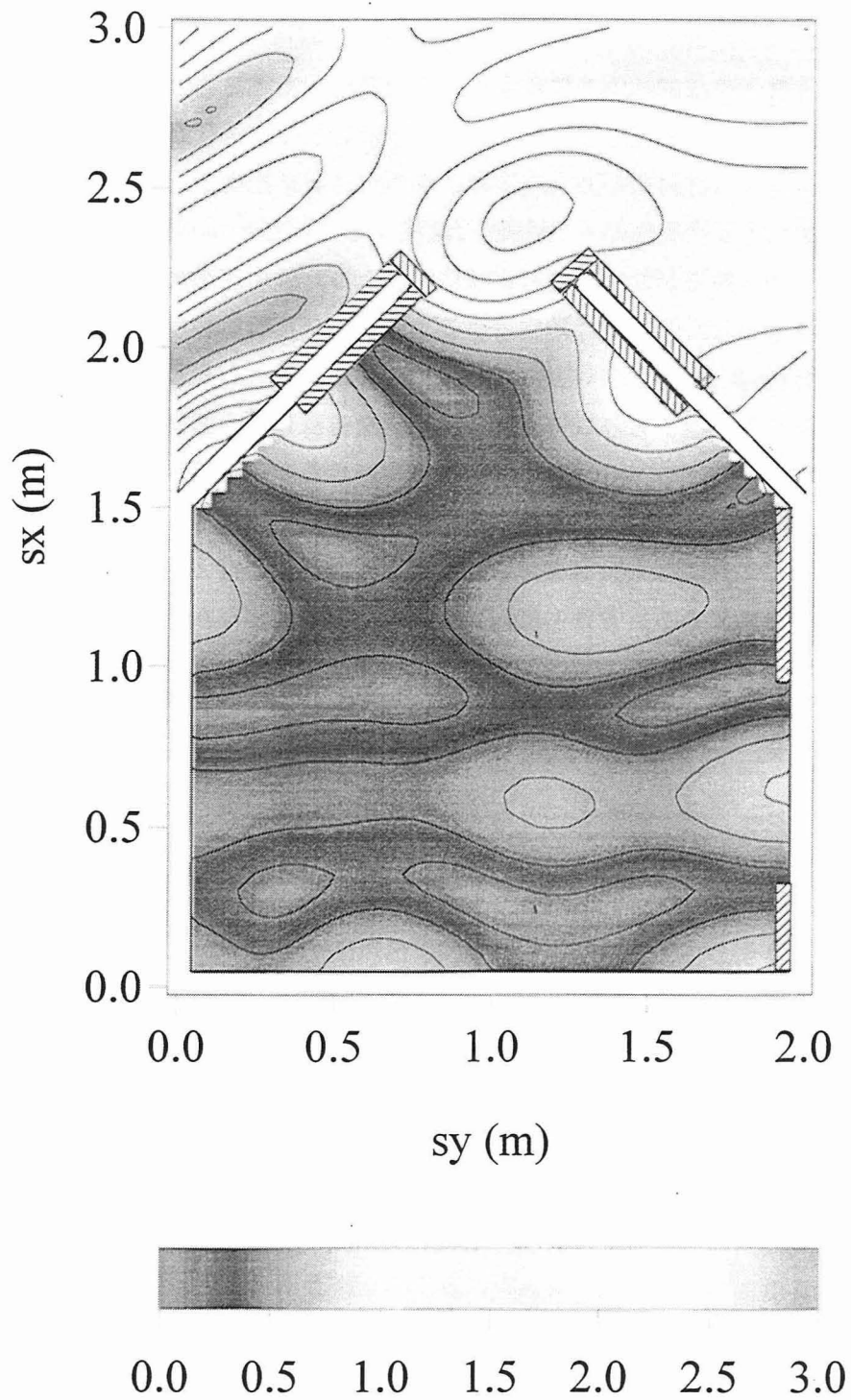


図-5.4.6 消波構造物を右側壁に設置した場合の静穏度
(沖側 1/2 波長, 岸側 1/4 波長)

5. 5 結語

この章では、まず消波構造物を防波堤および岸壁に配置する場合、その配置によって港湾内静穏度はどのように変化するかについて、数値シミュレーションにより検討する方法を示した。数値解析の計算モデルとしては、沖側に直線に配置されたサーベントタイプの造波装置を想定して入射波を与え、水槽内の波浪場に対して Isaacson⁵⁾の線形回折モデルを拡張した平面水槽数値モデルを構築し、造波板および防波堤等の固定境界表示に対して湧き出し分布法を適用した。また、固定境界における部分反射面の境界条件については、Berkhoff⁶⁾の混合境界条件に基づいて与えるものを用いた。次に、数値計算と同じ条件で水理模型実験を行って、数値シミュレーションの精度を確認した。最後に、数値シミュレーションにより、消波構造物の設置位置と範囲を変化させた静穏度計算を行い、構造物の効果的な配置に関する指針を明らかにした。その結果、防波堤の先端部においては、消波構造物を外側だけでなく内側にも設置することにより、回折波を抑えて湾口部および湾内の波高を低減することができる。また、港内においても入射波が直接作用する部分、多重反射によって波高が高くなる部分の近くに消波構造物を設置すれば、湾内の静穏度を効果的に確保できることが明らかになった。

参考文献

- 1) Michael Isaacson (1992): Diffraction model of directional wave generation in a basin with partially reflecting boundaries, NRC, of Canada report.
- 2) Berkhoff, J. C. W. (1976): Mathematical Models for Simple Harmonic Water Wave Diffraction and Refraction, Delft Hydraulics Laboratory, Rpt. No. 168.
- 3) Biesel, F. (1954): Wave Machines, Proceedings of the 1st Conference on Ships and Waves, Hoboken, N. J., pp. 288-304.
- 4) ジョージ・アルフケン (1978): 特殊関数と積分方程式, 講談社, pp. 9-45.
- 5) 前出の 1)
- 6) 前出の 2)

第6章 結論

近年、海域利用の沖合展開により、設置水深の非常に大きな防波堤の施工例が増加している。防波堤は、港内静穏という本来の機能を果たすために、構造物自体が耐衝撃波圧機能を持ち、滑動・転倒に対してより安定していることが望まれている。また、最近では、付近を航行する船舶の安全を確保するために、反射波や波の攪乱を抑える機能を備えることも要求されている。従来、消波のためには防波堤前面に消波ブロックを設置する事で、防波堤（多くはケーソンタイプ）に不足する機能を補う工法がとられていた。しかし、この工法は水深が大きくなるにつれ大量のブロックが必要となり、不経済なばかりでなくブロックの維持もまた問題となる。したがって、大水深に設置される防波堤には、防波機能に加えて、消波機能を具備することもまた必要とされているのである。

本研究は、最近数多く開発された、消波機能を有するケーソン防波堤の1つである半円筒スリットケーソンの、水理特性に関して検討したもので、その消波効果と共に、この堤体で発生する衝撃碎波圧を明らかにして、それが通常の直立ケーソンより小さく、このケーソンが優れた衝撃碎波圧低減効果を持つことを、理論・実験の両面から実証したものである。

以下にこの研究で得られた成果を要約して示す。

第1章では、本研究の背景と、意義および目的を示した。さらに、各章の位置づけと本論文の構成を示し、各章の概要を述べた。

第2章では、半円筒に作用する衝撃圧に関して、新たなモデルを提案した。このモデルは、堤体の浸水部分を楕円体で、堤周辺の流体場は円柱のものを Joukowski 変換で近似する方法である。この近似により、構造物表面に発生する衝撃圧力の分布と経時変化を簡単に計算できるようにするとともに、Wagner のモデルが持つ数学的特異点の問題を解決した。水理実験によりモデルを検証した結果、浅海・深海とも実験値と計算値は良好な適合性を示した。

第3章では、スリット透過壁の効果について、運動量モデルを用いて検討した。このモデルは、衝撃波圧の発生が半円筒表面と半円筒内部との2つにわかれており、相互に1/100sのオーダーのわずかな時間差があるとするもので、これにより衝撃波圧のピーク値が低減する事を示した。また水理実験により、半円筒スリットケーソンの衝撃圧は、このスリット透過壁による波圧発生との時間差と、第2章で示した半円筒の形状による効果との相乗効果によって低減することを定量的に明らかにした。実験によれば、半円筒形状の効果により通常の直立壁ケーソンに比して衝撃波圧が20~40%、スリット透過壁の効果により20%程度低減する。そして両方の効果により、通常の直立壁ケーソンに比して40%~60%衝撃碎波圧が低減し、とくに浅海域でこの効果が顕著である。さらに、衝撃圧を最小にする最

適なスリット開口率は約 40%であることも明らかにした。

第 4 章では、半円筒スリットケーソンの反射特性について、グリーン関数法に基づく数値シミュレーションと、水理実験による理論の検証を行った。理論解析においては、散乱波を含む 3 次元解析を比較的容易に計算できる手法を確立した。そして、この理論が実験結果を精度よく説明することを示した。最後に、数値シミュレーションにより、半円筒スリットケーソンの反射率を最小にする最適条件を検討し、遊水室半径と波長との比率（遊水室波長比）が 0.15~0.25、遊水室水深は前面水深の 0.3 倍以下、スリット開口比は 0.2~0.3 程度であることを示した。

第 5 章では、半円筒スリットケーソンをはじめとする低反射構造物が、防波堤と岸壁に配置された場合の港湾内静穏度に与える影響を、境界要素法を用いた数値解析と水理実験により検討した。その結果、港湾内外の静穏度を確保する低反射構造物の効果的な配置は、防波堤先端部の外側および内側、また港内において入射波が直接作用する部分、多重反射によって波高が高くなる部分の近傍であることを明らかにした。

この研究で行った種々の検討によって、この形式のケーソンが波浪制御特性、衝撃波圧低減特性等において優れた特長を持つことが確認出来た。このタイプのケーソンの問題点としては、製作に要するコストが従来の直立壁タイプに比して幾分高くなることが予想されことである。しかし、それに見合う重要な部分に利用すれば、長期的な経済性は従来型のものより優れている場合も十分あると考える。

謝辞

本論文の作成に当たっては、多くの方々から貴重なるご指導とご助言を賜りました。

とりわけ、著者に研究活動の機会を提供して頂いたとともに、終始熱心にかつ適切なご指導を賜りました鳥取大学工学部 木村晃教授に心から謝意を表します。

そして、本論文の副査を引き受けて頂き、本論文に対する種々のご指導を賜りました鳥取大学工学部 野田英明教授、ならびに上田茂教授に深く感謝の意を表します。

鳥取大学工学部 松見吉晴助教授には、本論文の主軸となるポテンシャル解析の研究に関する適切なご指導とご助力を賜り、ここに深く感謝致します。

大豊建設(株) 内田興太郎社長には、本研究を行う貴重な機会を与えてくださったことに心からお礼申し上げます。

また、大豊建設(株) 石田靖典土木技術部長(現、同大阪支店)および土木技術部の諸氏には、本研究の実験・数値計算にご協力頂き、ここに深く感謝致します。

鳥取大学工学部社会開発システム工学科海洋開発工学研究室 太田隆夫助手、当時の同研究室博士課程の大野賢一氏、修士課程の平田健人氏、藤田篤氏、そして同研究室の諸氏には、本研究の実験・論文作成にご協力頂き、ここに深くお礼申し上げます。

最後に、著者の研究活動を暖かく見守りご支援くださった、大豊建設(株) 土木本部ならびに技術本部の諸氏に感謝の意を表します。

END