

超急傾斜海岸上の防波堤に作用する波圧に関する実験的研究

Experimental Study on the Wave Pressure Exerted on Breakwaters for Extremely Steep Bottom Slope

中山哲巖¹・新井雅之¹・大村智宏²・小林 学³・牧野弘幸⁴

Akiyoshi NAKAYAMA, Masayuki ARAI, Yoshihiro OHMURA
Manabu KOBAYASHI and Hiroyuki MAKINO

We carried out the experiment to examine the wave pressure acting on the breakwaters for composite bottom slope of 1/1.2 to 1/6. Tests were conducted in a long wave flume and in a basin by irregular waves. The volume of fluid (VOF) method was employed in numerical simulation. As a result of both physical model tests and numerical simulation, characteristics of the wave pressure acting on the sloping wall were confirmed. It can be said that the wave pressure acting on the wall shows impulsive at around trough level of incident waves. The value of wave pressure shows higher for steeper wall. It also points out that the compressibility of air should be taken into account.

1. はじめに

沖縄本島から 360 km 東に位置する南大東島は、島の周囲を断崖絶壁に囲まれ、海底勾配の急なところでは 1:1 勾配にも至る超急傾斜を有する。現在、この海岸に掘り込み式の漁港を整備中である。しかし、外郭施設的设计上必要となる作用外力や、波の変形に関する知見は乏しい。林ら(2004)による検討例が唯一存在するだけである。

本研究では、超急傾斜の海岸上の防波堤に作用する波圧特性の解明を目的に、水理模型実験および数値計算を実施した。水理模型実験では、不規則波による断面実験と平面実験を行い、波圧の低減が期待される斜面堤の斜面勾配の効果およびその設置位置の違いによる波圧特性について検討した。

また、海底勾配が急で、防波堤の延長がリーフエッジから陸域に渡ることから、いずれかの防波堤の断面で衝撃的な波圧が発生することが想定される。このような衝撃的な波圧の発生時には、衝突時に壁面と水面との間に空気が介在することが、林ら(2004)により確認されている。このことから、実験結果を Froude 則で現地換算すると、過大評価となることが予想される。そこで、空気の圧縮性を考慮しない Volume of Fluid (VOF) 法(沿岸技術開発センター, 2001)を用いて計算し、波圧の計算値と断面実験による計測波圧とを比較することで、波圧に及ぼす縮尺効果について論じる。

さらに、模型縮尺を 1/50, 1/100 の 2 ケースで平面実験を実施し、縮尺が波圧に及ぼす影響について明らかにする。

2. 水理模型実験および数値計算の方法

(1) 水理模型実験

断面実験は、ピストン型不規則波造波装置を有する長水路(幅 1 m × 長さ 100 m × 深さ 1.5 m)を用いて、縮尺 S を 1/50 とした。模型は、図-1 左側の海底断面 3 種と中央に示す斜面堤である。一方、平面実験は、ピストン型不規則波造波装置を有する平面水槽(幅 20 m × 長さ 40 m × 深さ 0.8 m)を用いて、 $S=1/50, 1/100$ の 2 ケースとした。防波堤は、直立堤とし、図-1(5)に示す海底地形上に設置した。

水面変動の計測には容量式波高計を、波圧の計測は半導体型動歪み式波圧計を用いた。それぞれの計測間隔は 20 ms, 0.04 ms とした。計測時間は水位変動および波圧ともに 100 ~ 200 波程度とした。表-1 に実験諸元を示す。なお、模型は、Froude 則により縮尺した。

表-1 実験諸元(現地スケール)

実験種類	造波波浪		潮位	造波水深(m)
	波高(m)	周期(s)		
断面	9.1 ~ 11.5	14, 16	H.H.W.L.=D.L.+2.9m	56.4
			L.W.L.=D.L.+0.1m	53.8
平面	8.0	14	H.H.W.L.=D.L.+2.9m	31(S=1/50), 59(S=1/100)

(2) 数値計算

数値計算は、VOF 法(CADMAS-SURF Ver. 4.0)で行った。数値水槽は、水理模型実験で用いた水槽の諸元と同一にした。断面形状は、図-1 左側中段の B 海底断面とした。格子間隔は水平方向 1 cm ~ 4 cm, 鉛直方向 1 cm とし、差分時間間隔は 0.5 ms 以下となるように設定した。作用波は、実験と同じ諸元を有する不規則波とし、100 波程度を造波した。

本計算では、強大な波圧の発生が想定され、スパイク

1 正会員 工修 (独法)水産総合研究センター 水産工学研究所
2 正会員 (独法)水産総合研究センター 水産工学研究所
3 国際気象海洋(株)
4 工修 (株)アルファ水工コンサルタンツ

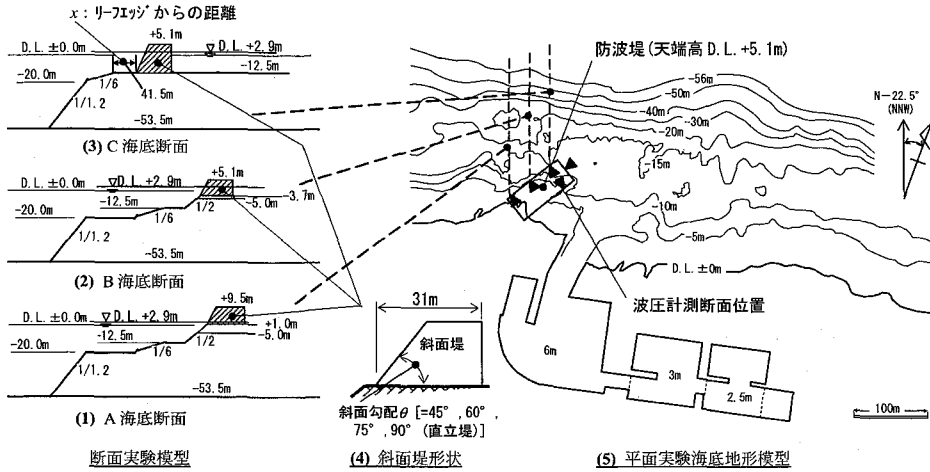


図-1 断面実験模型および平面実験模型 (現地スケール)

ノイズが生じることが懸念される。本計算法には、その除去法がルーチンとして組み込まれているが、これを使用せず、数値フィルターでノイズ処理した。

3. 斜面堤の特性

本実験において衝撃的な波圧が発生する場合、最大波圧ではばらつきが多く、再現性が見られなかった。また、有義波圧では、設計に用いることが適当ではないと判断し、ここで取り扱う波圧は1/10最大波圧 $p_{1/10}$ とした。

(1) 斜面勾配と波力の関係

斜面堤にかかる波力の特性を調べるために、図-1(3)のC海底断面において堤体位置を $x=18.5$ とし、斜面勾配 θ を $45^\circ \sim 90^\circ$ と変えて波圧を計測した。作用波は有義波で波高 $H_{1/3}=9.1\text{m} \sim 11.5\text{m}$ 、周期 $T_{1/3}=14\text{s}$ 、 16s とした。水平波圧は、計測波圧の合力を斜面長で割り平均波圧とし、それを $\sin\theta$ 倍し求めた。水平波圧の低減率は、斜面での水平波圧 \bar{p}_θ を直立堤での波圧 $\bar{p}_{\theta=90}$ で割って求めた。

ここで、斜面堤に作用する波力の水平成分は、直立堤と斜面堤において作用前の波力が等しいとし、斜面による波力の分解を考えると、直立堤の作用波力の $\sin^2\theta$ 倍となる。したがって、斜面勾配による水平波圧の低減率は、 $\sin^2\theta$ 倍となるはずである。ところが、図-2に示すように、水平波圧の低減率は $\sin^2\theta$ よりも小さくなっている。このことは、斜面による波力の分解だけでなく、その他に波圧低減の要因があることを示している。その要因には、前面壁を斜面としたことで碎波形態の変化が生じたことや、斜面上方への飛び出しが激しくなったことが考えられる。また、斜面の下端と上端で衝突に時間差が生じ、波圧ピークの発生時刻がずれたことも原因の一つである。

(2) 波圧分布形状

斜面堤に作用する水平波圧の分布形状の一例を図-3に

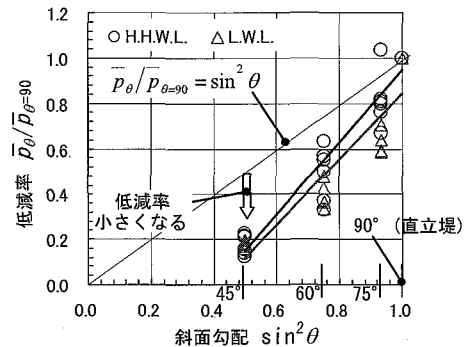


図-2 斜面勾配と水平波圧の低減率との関係

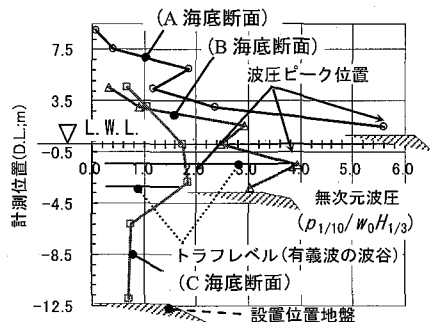


図-3 斜面堤の波圧分布形状

示す。実験条件は、 $\theta=60^\circ$ 、 $H_{1/3}=11.5\text{m}$ 、 $T_{1/3}=14\text{s}$ とした。無次元波圧は、堤体位置における進行波の有義波高 $H_{1/3}$ と水の単位体積重量 w_0 で、 $p_{1/10}$ を割って求めた。

分布形は、水深が進行波波高の35%以下となる場所では、斜面の下端でピークとなる三角形である。また、それよりも深い水深では、進行波における有義波の波谷の位置とほぼ同じ高さに波圧のピークが現れる形状であった。また、波圧のピーク値は水深が浅くなるほど大きくなる傾向であった。

4. 波圧の縮尺効果

ここで波圧の縮尺効果は、混入した空気の圧縮性に起因していると仮定する。そこで、空気の圧縮性を考慮した Bagnold 則による計測波圧の現地換算値と、単純に Froude 則により現地換算した波圧とを比較することで、波圧の縮尺効果について検討した。

Bagnold 則は、谷本ら(1980)や榎木・後野(1988)で示されている。Bagnold 則に用いる Bagnold 数の算定法は、高橋ら(1983)や荒見・服部(1989, 1990)に示されている。

ここでは、Bagnold 則に谷本ら(1980)が揚圧力に対して示した方法を準用し、Bagnold 数の算定には本実験結果と整合性の高かった荒見・服部(1989, 1990)による算定式を用いた。以下に、用いた算定法を示す。

(1) Bagnold 則

Bagnold (1939) は、図-4 に示すような厚さ D の空気層が、厚さ k 、速度 u の水塊によって圧縮を受けた場合の圧力に関する方程式を示した。その後、Mitsuyasu (1966) は断熱圧縮過程を仮定し、次式を得た。

$$B_g = 5 \left(\frac{p_{a0}}{p_0} \right)^{\frac{2}{7}} + 2 \left(\frac{p_{a0}}{p_0} \right)^{-\frac{5}{7}} - 7 \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $p_{a0} = p_0 + p_a$ 、 p_a : ゲージ圧 (大気圧からの圧力変動) で圧力のピーク値、 p_0 : 大気圧。 B_g は、次式で表される無次元量である。この無次元量が Bagnold 数である。

$$B_g = \frac{\rho_w k u^2}{p_0 D} \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 ρ_w : 水の密度、 k : 水の付加質量厚、 D : 空気層厚、 u : 水面の衝突速度。

この式 (1)・(2) を用いた圧力の換算方法を谷本ら(1980)や榎木・後野(1988)らは Bagnold 則としている。

次に、現地の Bagnold 数と模型での Bagnold 数の比 l_s を考える。 ρ_w や p_0 は模型と現地で同じ値である。 k/D も同じ値であると考えられ、Bagnold 数は、Froude 則に従う無次元量となる。したがって、現地の Bagnold 数を $(B_g)_p$ 、模型のそれを $(B_g)_m$ とすると Bagnold 数の縮尺は、

$$\frac{(B_g)_p}{(B_g)_m} = \left(\frac{u_p}{u_m} \right)^2 = l_s \dots\dots\dots (3)$$

となる。

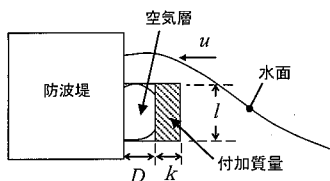


図-4 空気の圧縮モデル

この縮尺から、現地の Bagnold 数が求まる。よって、現地と模型の Bagnold 数と式 (1) から、現地と模型の波圧のピーク値を求めることができる。

さらに、模型の Bagnold 数から計算される波圧ピーク値 $p[(B_g)_m]$ 、と現地の Bagnold 数から計算される波圧ピーク値 $p[(B_g)_p]$ が等しくなるように補正するため、次式の λ を求める。

$$\lambda = \frac{l_s \cdot p[(B_g)_m]}{p[(B_g)_p]} \dots\dots\dots (4)$$

以上のように、模型での波圧を p_m 、現地での波圧を p_p とすると、現地の波圧は次式で求めることができる。

$$p_p = \frac{1}{\lambda} l_s p_m \dots\dots\dots (5)$$

(2) Bagnold 数

Bagnold 数の算定に必要な、水の付加質量厚、空気層厚および水面の衝突速度の算定法を示す。

a) 付加質量厚

付加質量厚 k は、荒見・服部(1989)で妥当性を示している次式により算定した。

$$k = 0.33 H_b \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 H_b : 合田の碎波限界波高。

b) 空気層厚

荒見・服部(1990)では、減衰振動型 (Bagnold 型 : 空気層あり) の空気層厚 D と空気層幅 l について式 (7) のように示している。

$$0.3 < \frac{D}{l} < \text{減衰振動型} \dots\dots\dots (7)$$

そこでここでは、 $D = 0.3l$ として用いた。なお、空気層幅について荒見らは示していないため、高橋ら(1983)の空気層幅を用いた。その算定式は、次式で表される。

$$l = k_l H_b \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 k_l : 作用高補正係数。高橋ら(1983)にならい $k_l = 0.83$ とした。

c) 衝突速度

衝突速度 u には、荒見・服部(1990)の実験で得られた碎波位置での孤立波の波速に 1.1 を乗じた次式を用いた。

$$u = 1.1 \sqrt{g(h_b + \eta_b)} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 g : 重力加速度、 h_b : 合田の碎波水深、 $\eta_b : h_b$ での静水面からの波頂高。ただし、 η_b には H_b を用いた。

(3) 断面実験による計測値と VOF 法による計算値

ここでは、斜面勾配 60° 、 $H_{1/3} = 11.5 \text{ m}$ 、 $T_{1/3} = 14 \text{ s}$ 、水位 H.H.W.L. における結果について述べる。

断面実験における、衝撃的な波圧発生時の代表的な水面形状を図-5 に示す。図-5 上段のように壁面と水面の間に

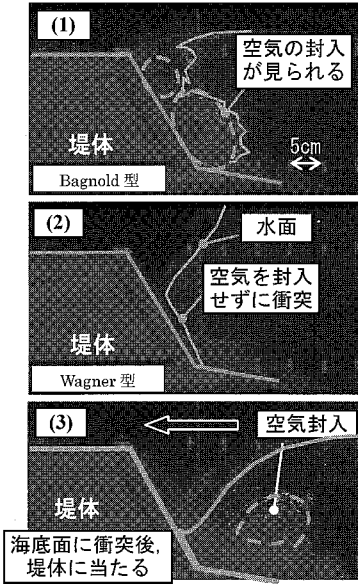


図-5 衝突時の水面形の実験結果の一例 (B 海底断面)

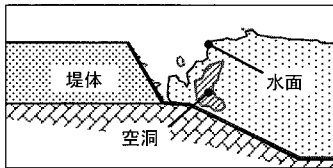


図-6 衝突時の水面形の計算結果の一例 (B 海底断面)

空気の封入が見られる衝突や、同図中段のような空気が封入されずに壁面に衝突する場合や、同図下段のように堤体前面の海底面に衝突するときに空気を巻き込み、そのまま壁面に衝突する場合が見られた。ただし、空気混入の見られない衝突はかなり少なく、空気を介在する場合がほとんどであった。このことは、計測波圧の現地換算に、空気の圧縮性の考慮が必要であることを示唆している。

図-6 は VOF 法による計算結果で、比較的大きい空洞の見られる水面形の一例である。これは、図-5 下段に示す空気を巻き込んだ場合の水面形状をよく再現している。しかし、VOF 法では、空気の圧縮性を考慮していないので、空気の圧縮が波圧に影響を与えない。そのため、波圧に縮尺効果が現れない。このことを利用して、空気圧縮の効果のある計測波圧と空気圧縮の効果のない計算値とを比較することで、空気混入時の波圧の縮尺効果について検討した。

図-7 に各海底断面における波圧の実験値と計算値の比較図を示す。どちらも Froude 則により現地換算した。図では実験値との乖離が大きい範囲を矢印で示し、鉛直方向の幅を z とした。

ここで、水深が比較の深く衝撃的な波圧の発生していない

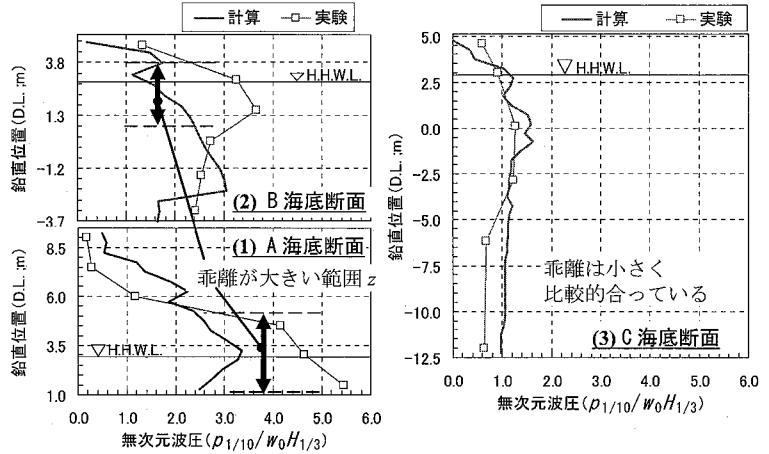


図-7 実験値と計算値の比較

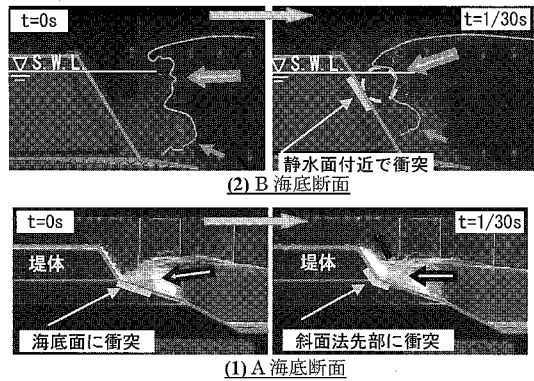


図-8 代表的な衝突位置

い図-7(3)の C 海底断面では、各波圧計測位置での実験値と計算値の乖離は小さく、どちらの分布も同様の形状であった。しかし、図-7(1)・(2)の A 海底断面や B 海底断面では、部分的に実験値との乖離が大きいところが見られた。

また、図-8 は、A・B 海底断面における、代表的な空気混入のある水塊の衝突位置を白実線で示した。図-8 下段の A 海底断面では、斜面堤の法先に衝突が見られる。同図上段の B 海底断面では、静水面付近に衝突が生じている。図-7(1)・(2)を再び見ると、A 海底断面は斜面の乗先部分に、B 海底断面では静水面付近に乖離の大きい位置があり、図-8 で見られる衝突位置とほぼ一致した。

このように、波圧の計算値と実験値との乖離に、空気の存在が関与していることは明らかである。

さらに、断面実験のビデオ映像から読み取った空気層幅 l (図-4 参照) と乖離の大きい範囲 z (図-7 参照) とを比較すると、両者のスケールは一致することがわかった。

そこで、そのスケールを用いた Bagnold 則により現地換算した計測波圧 (実験値) と、Froude 則により現地換算した計算波圧 (計算値) とを比較した。ここでの

Bagnold 数は、実験での値を用いて算出した。図-9 にその比較図を示す。ばらつきはあるが、全体の傾向を表すために最小二乗法による波圧の計算値と実験値の回帰式を図中に示した。

Froude 則による実験値 p_{ex} は、Froude 則による計算値 p_{cal} よりも 30%程度大きくなる傾向となる。空気の圧縮性を考慮した Bagnold 則による p_{ex} は、Froude 則による p_{cal} と同程度の値となった。

以上のことから、波圧の計算値と実験値の乖離の原因には、空気の圧縮効果があり、その影響は部分的であることがわかった。

(4) 平面実験での縮尺効果

図-10 は、平面実験で縮尺 S を 1/50, 1/100 と変えて行った計測波圧の現地換算値の比較図である。 $S=1/50$ の波圧は Froude 則で現地換算し、 $S=1/100$ の波圧は Froude 則と Bagnold 則の両方で現地換算した。ここでの Bagnold 数は、4(2)の式を用いて算定した。図には、最小二乗法による回帰式を示した。

Froude 則による $S=1/100$ の計測波圧の現地換算値 $p_{1/100}$ は、 $S=1/50$ の計測波圧の現地換算値 $p_{1/50}$ の 1.4 倍と過大に評価される。これに対して $S=1/100$ の計測波圧を Bagnold 則で現地換算した値は、 $S=1/50$ の波

圧と同程度の値となった。

以上より、Froude 則で模型を縮尺し、その縮尺が 1/100 と小さい場合、計測波圧をそのまま Froude 則で現地換算すると過大評価となること、および計測波圧の現地換算には空気の圧縮性を考慮する必要があることが明らかとなった。

5. ま と め

以下に、本研究で明らかになったことを示す。

- ① 衝撃的な波圧が発生する場合には、斜面勾配 θ が緩くなるに従い波圧がより低減し、その低減率は斜面による波力の分解を考えた理論値 $\sin^2\theta$ よりも小さくなる。
- ② 防波堤に作用する波圧は、水深が波高の 35%以下となる場所では、斜面の下端でピークとなる三角形の分布となる。それよりも深い水深では、波圧のピークが進行波の谷の位置とほぼ同じ高さとなる。
- ③ C 海底断面では、衝撃的な波圧の発生が見られず、実験値と計算値は比較的一致している。一方、A・B 海底断面では、実験値と計算値の乖離が大きい。これは、計算では空気の圧縮性を考慮していないことに起因すると考えられ、今後の検討課題である。
- ④ 縮尺が 1/100 と小さい場合、空気の圧縮性を考慮することなく Froude 則により現地換算すると、過大評価となる。したがって、現地換算する場合、空気の圧縮性を考慮し現地換算する必要がある。

参 考 文 献

荒見敦史・服部昌太郎(1989): 衝撃碎波圧の発生機構に関する実験的研究, 海工論文集, 第 36 巻, pp. 579-583.
 荒見敦史・服部昌太郎(1990): 衝撃碎波圧の算定モデル, 海工論文集, 第 37 巻, pp. 629-633.
 沿岸開発技術センター(2001): 数値波動水路の研究・開発 (CADMAS-SURF), 沿岸開発技術ライブラリー, No. 12, 296p.
 榎木 亨・後野正雄(1988): 橋脚床板に作用する揚圧力の水理模型実験における相似則に関する一考察, 第 35 回海講論文集, pp. 677-681.
 高橋重雄・谷本勝利・鈴木論司(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, 港研報告, 第 22 巻, 第 4 号, pp. 3-31.
 谷澤克治(1996): 波浪衝撃, TECHNOMARINE 日本造船学会誌, 第 801 号, pp. 21-24.
 谷本勝利・高橋重雄・村永 努(1980): 直立消波ケーソンの上床版に働く揚圧力, 港研報告, 第 19 巻, 第 1 号, pp. 3-31.
 林 浩志・中泉昌光・中山哲厳・玉城達也・小林 学・滑川 順(2004): 超急傾斜海岸上の防波堤に作用する波圧に関する実験的研究とその対策工の検討, 海洋開発論文集, 第 20 巻, pp. 767-772.
 Bagnold, R.A.(1939): Interim report on wave pressure research, Jour. of Inst. of Civil Eng., Vol. 12, pp. 201-226.
 Mitsuyasu, H.(1966): Shock pressure of breaking wave, Proc. 10th Coastal Eng. Conf., pp. 268-283.

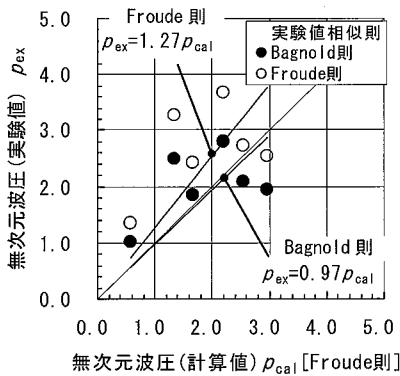


図-9 無次元波圧の実験値と計算値の比較

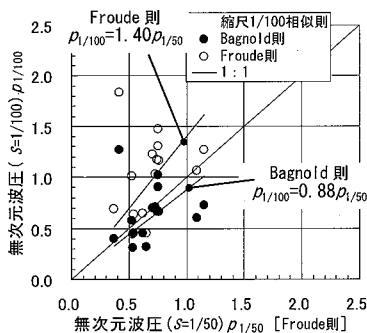


図-10 縮尺 1/50 と 1/100 の波圧の比較