

底泥上の波浪減衰および入反射波の分離に関する研究

沈 道 顕*・香 取 完 和**・磯 部 雅 彦***

1. 緒 言

泥浜海岸に造られた港は, 例えば, 中国の天津港, インドの Calcutta 港, メキシコの Northern 港などと少なくなく, 泥浜海岸の開発と環境問題への関心の高まりに伴って, 波と底泥との相互干渉およびその結果生ずる減衰波の研究が必要となっている。底泥上の波の減衰メカニズム, 泥の流動メカニズムおよび構造物の反射率を求める問題, さらに水質汚濁や航路および泊地の埋没等の諸問題に対して, 底泥により減衰する波の評価が基本外力の検討として非常に重要である。また, 構造物からの波の反射を伴う場合, 底泥により減衰する波の入反射分離が必要となる。

従来から, 入反射波の分離に関する研究は多く行われている (Goda and Suzuki, 1976; Isobe and Kondo, 1984; 香取ら, 1992) が, 多くの場合, 波の減衰がないと仮定されており, 底泥による波の減衰を考慮した新たな入反射分離手法が必要である。

本研究では波と底泥の相互作用に関する実測データを解析する新たな方法を提案する。すなわち, 波の減衰を考慮した入反射波の分離を主題として, 岸側反射面の反射率の評価を含む解析手法である。さらに, 底泥運動理論を用いて波の減衰率を別途計算し, 本分離手法で得られた結果と比較することにより, 本分離手法の有効性を確認する。

2. 底泥上の波浪減衰および入反射波分離理論

2.1 波浪減衰理論

波と底泥の相互作用モデルは数多く提案されている (Gade, 1958; Dalrymple and Liu, 1978; Maa and Meta, 1990; Shibayama *et al.*, 1993; Shen *et al.*, 1993) が, 主要な課題は底泥のレオロジー特性にある。底泥は粘性流体, 粘弾性体, あるいは塑性体として扱われるが, 実際のレオロジー特性は大変複雑で, 室内実験結果による半経験式の提案に留まっている場合が少なくない。本研究

では著者が提案した底泥のレオロジー構成方程式 (沈ら, 1993) を用いて, 波と底泥の運動を計算し, 波高減衰係数を求める。

底泥のレオロジー構成方程式を式 (1) に示す。

$$\tau = G\varphi - \tau_0 \tanh(\alpha_G \varphi) + \mu\gamma + \tau_0 \tanh(\alpha_\mu \gamma) \cdots (1)$$

$$\varphi = \frac{\partial \xi}{\partial z} \quad \text{and} \quad \gamma = \frac{\partial u}{\partial z} \cdots (2)$$

ここで, τ はせん断応力, ξ は底泥粒子の変位, u は底泥の運動速度, x, z は水平, 鉛直座標である。係数 $G, \tau_0, \alpha_G, \mu, \tau_0, \alpha_\mu$ は含水率の関数として決定される。

また, 断面 2 次元波による底泥の運動方程式は

$$\rho_m \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial z} \cdots (3)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = u \cdots (4)$$

と表される。ここで ρ_m は底泥の密度, p は動圧力である。波による底泥の運動は, この方程式と構成方程式とを組み合わせることで解くことによって求められる。さらに, 波のエネルギー逸散率 D_E および波高減衰係数 D_H は次式で計算される。

$$D_E = \overline{\int_0^d \tau \frac{\partial u}{\partial z} dz} \quad \text{and} \quad D_H = \frac{4D_E}{\rho g H^2 C_g} \cdots (5)$$

ここに d は底泥の厚さ, ρ は水の密度, g は重力加速度, H は波高, C_g は群速度である。記号 $\overline{}$ は 1 周期平均することを意味する。

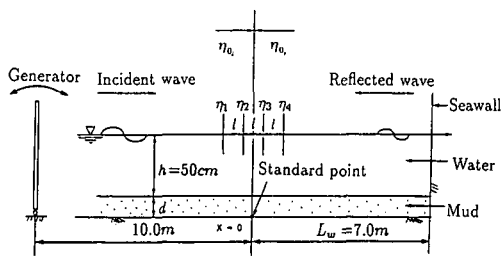
2.2 入反射波の分離手法 (RT)

本研究では香取ら (1992) が提案した手法を基礎に, 減衰波に拡張する。図-1 に示すように, 水路内に複数台 (n 台) の波高計を一定間隔 l で設置し, 水面波形を追跡することにより入反射波の分離を行う。対象は規則波とし, 入反射波は波高計群を通過する間において指数関数的に減衰すると仮定する。沖側端波高計位置での時刻 t の入反射波成分をそれぞれ $\eta_i(t), \eta_r(t)$ と表すと, 沖から j 番目の波高計位置での水位 $\eta_j(t)$ は,

$$\eta_j(t) = \eta_i(t) + \eta_r(t) + \varepsilon_j(t) \cdots (6)$$

と表される。ここに $\eta_i(t)$ と $\eta_r(t)$ はそれぞれ j 番目の波高計位置での入射波と反射波成分である。 $\varepsilon_j(t)$ は j 番目の波高計の誤差成分である。波高計群の中央位置を基準

* 正 会 員 工 博 (株)ジェー・シー・ディ 水圏・環境部
** 正 会 員 工 修 (株)コスタルエンジニアリング
*** フェロー 工 博 東京大学教授 新領域創成科学研究科



図一 数値実験水槽および分離手法概念図

点と定義し、その点での時刻 t の入射波成分をそれぞれ $\eta_0(t)$, $\eta_{0r}(t)$ と表すと、式 (6) 中の入射成分と反射成分は

$$\eta_{0i} = \eta_0(t + \lambda_b - (j-1)\lambda) e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c \dots\dots\dots (7)$$

$$\eta_{0r} = \eta_{0r}(t - \lambda_b + (j-1)\lambda) e^{D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c \dots\dots\dots (8)$$

と表される。ここで λ , λ_b はそれぞれ波が j および $(n-1)/2$ の距離を進むに要する時間, D_H は波高減衰係数, c は波速である。式 (7) (8) を式 (6) に代入し整理した結果は次の式となる。

$$\begin{aligned} \eta_j = & \eta_0(t + \lambda_b - (j-1)\lambda) e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c \\ & + \eta_{0r}(t - \lambda_b + (j-1)\lambda) e^{D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c + \varepsilon_j(t) \end{aligned} \dots\dots\dots (9a)$$

あるいは、

$$\begin{aligned} \varepsilon_j(t) = & \eta_j - \eta_0(t + \lambda_b - (j-1)\lambda) e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c \\ & - \eta_{0r}(t - \lambda_b + (j-1)\lambda) e^{D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c \dots\dots\dots (9b) \end{aligned}$$

波高計群全体の誤差を $\Pi = \sum_{j=1}^n \varepsilon_j^2(t - \lambda_b + (j-1)\lambda)$ と定義し、入射波成分 $\eta_0(t)$ は $\partial \Pi(t) / \partial \eta_0 = 0$ の関係から式 (10) で与えられ、同様にして反射波成分は式 (11) となる。

$$\eta_{0i} = \frac{\left(\sum_{j=1}^n \eta_j(t - \lambda_b + (j-1)\lambda) e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c - \sum_{j=1}^n \eta_{0r}(t - 2\lambda_b + 2(j-1)\lambda) e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c \right)}{\sum_{j=1}^n e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c} \dots\dots\dots (10)$$

$$\eta_{0r} = \frac{\left(\sum_{j=1}^n \eta_j(t + \lambda_b - (j-1)\lambda) e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c - \sum_{j=1}^n \eta_{0i}(t + 2\lambda_b - 2(j-1)\lambda) e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c \right)}{\sum_{j=1}^n e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c} \dots\dots\dots (11)$$

一方 D_H は、 $E(D_H) = \sum_{j=1}^n \varepsilon_j^2(t)$ とし、1 周期平均した値 $\overline{E(D_H)}$ を D_H で微分し、 $\partial \overline{E(D_H)} / \partial D_H = 0$ の関係から式 (12) が得られる。

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n \{ & -\eta_j(t) \overline{\eta_0(t_1)} \cdot e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c + \overline{\eta_j(t) \eta_0(t_2)} \\ & \cdot e^{-D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c + \overline{\eta_0(t_1)} \cdot e^{-2D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c - \overline{\eta_0^2(t_2)} \\ & \cdot e^{-2D_H(j-1)\lambda - \lambda_b} c \} \cdot [\lambda_b - (j-1)\lambda] = 0 \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで符号 $\overline{}$ は 1 周期平均で、 $t_1 = t + \lambda_b - (j-1)\lambda$, $t_2 = t - \lambda_b + (j-1)\lambda$ である。3 本以上の波高計データがあれば、未知数 η_0 , η_{0r} および D_H を決定することができる。

2.3 反 射 率

本手法では、基準点で得られる入射波と反射波の水位変化から、反射面での反射率を算定する。まず、図一で

定義した基準点での反射率

$$K_{r0} = \sqrt{\int_t \eta_{0r}^2(t) dt} / \sqrt{\int_t \eta_0^2(t) dt} \dots\dots\dots (13)$$

を求める。そして、底泥の波高減衰係数 D_H を一定とする場合、反射面での反射率 K_{rw} は次式で与えられる。

$$K_{rw} = K_{r0} \cdot e^{2D_H L_w} \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 L_w は基準点と反射面との距離である。

3. 数値実験による入射波分離精度の検討

本手法の特性を把握するために、数値実験により入射波の分離精度を検討した。

図一は数値実験の水路断面である。波高 6.5 cm, 周期 2.0 s の正弦波を入射させ、岸側反射面の反射率を 0.5, 造波板の反射率を 1.0 とした。尚、データのサンプリング時間間隔は 0.05 s である。

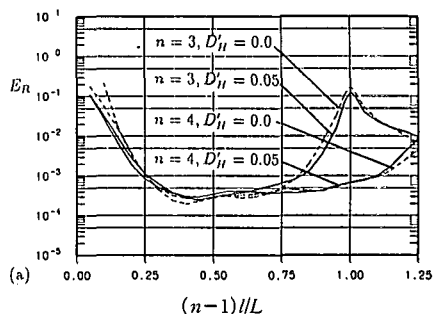
図二は、波高計の設置間隔と誤差の関係である。図中の横軸は波高計群の全長を波長 L で除したもの $(n-1)/L$, 縦軸は誤差を表す。波高に対する誤差と波高減衰係数に対する誤差をそれぞれ、 $E_R = \max\{E_i, E_r\}$, $E_D = |D_H - D_H'| / |D_H|$ と定義する。ここで、 E_i と E_r は次式で表される。

$$E_i = \sqrt{\int_t (\eta_{0i} - \eta_{0i}')^2 dt} / H_{0i} \dots\dots\dots (15a)$$

$$E_r = \sqrt{\int_t (\eta_{0r} - \eta_{0r}')^2 dt} / H_{0r} \dots\dots\dots (15b)$$

ここに、 $'$ を付けたものは真値を意味し、 H_{0i} , H_{0r} は基準点での入射波および反射波の波高である。図二の結果を見ると、当然の結果として、各波高計で計測される水位変動の位相差が 2π の整数倍となる場合には分離が難しくなることを示しているが、波高計間隔を適切に設定することにより良好な結果が得られる。また、波高減衰係数は分離精度にあまり影響しないことがわかる。

図三はデータサンプリング時間間隔と誤差の関係である。横軸はデータサンプリング時間間隔 Δt を周期 T で正規化したものであり、縦軸は先に定義した誤差 E_R と E_D である。ここでは $(n-1)/L = 0.25$ を設定してい

図二 波高計設置間隔と分離精度 ($K_{rw}=0.5$)

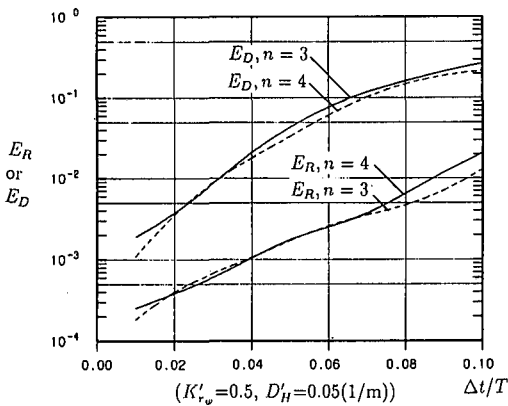


図-3 データサンプリング時間間隔と分離精度

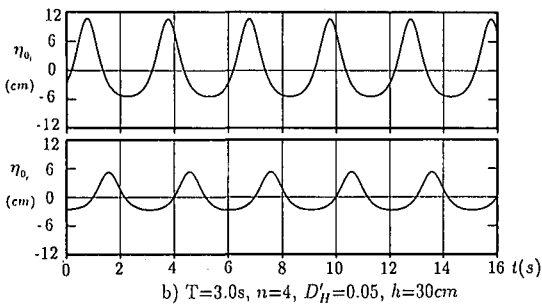


図-4 非線形波の入射波分離例 (cnoidal 波)

る。 $\Delta t/T$ が 0.03 以下になると誤差 E_R は 1% 以下になり、 $\Delta t/T$ が 0.09 以下になると誤差 E_D は 1% 以下になっている。

尚、本手法では特定の波形に限定していないため、非線形波の分離にも適応することができる。一例として、非線形クノイド波のデータを用いて分離した結果を図-4 に示す。分離精度は良好と言える。

4. 入射波分離方法の改良

4.1 改良の方法(MRT)

従来の研究および著者の実験結果からすると、波高減衰係数は主に周期の関数であるが、入射波と反射波の波高がある程度大きくなると波高減衰係数を一律として扱うことが難しくなる。一般に入射波高は反射波高よりかなり大きいため、入射波と反射波に対する波高減衰係数は同一ではなく、それぞれの減衰係数を考えるのが合理的である。

入射波と反射波に対する波高減衰係数をそれぞれ D_{H_i} と D_{H_r} と定義すると、2.2 節の式 (7) と (8) は次のようになる。

$$\eta_{H_i} = \eta_0(t + \lambda_b - (j-1)\lambda)e^{-D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c} \quad \dots\dots (16)$$

$$\eta_{H_r} = \eta_0(t - \lambda_b + (j-1)\lambda)e^{D_{H_r}(j-1)\lambda - \lambda_b c} \quad \dots\dots (17)$$

さらに

$$\eta_j = \eta_0(t + \lambda_b - (j-1)\lambda)e^{-D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c} + \eta_0(t - \lambda_b + (j-1)\lambda)e^{D_{H_r}(j-1)\lambda - \lambda_b c} + \varepsilon_j(t) \quad \dots\dots (18)$$

2.2 節と同じように誤差の関数 $\Pi = \sum_{j=1}^n \varepsilon_j^2(t - \lambda_b + (j-1)\lambda)$ を定義し、入射波成分 $\eta_0(t)$ は $\partial \Pi(t) / \partial \eta_0 = 0$ の関係から式 (19) で与えられ、反射波成分は式 (20) となる。

$$\eta_0 = \frac{\left(\sum_{j=1}^n \eta_j(t_2) e^{-D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c} - \sum_{j=1}^n \eta_{0r}(2t_2 - t) e^{-(D_{H_i} - D_{H_r})(j-1)\lambda - \lambda_b c} \right)}{\sum_{j=1}^n e^{-2D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c}} \quad \dots\dots (19)$$

$$\eta_{0r} = \frac{\left(\sum_{j=1}^n \eta_j(t_1) e^{D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c} - \sum_{j=1}^n \eta_{0r}(2t_1 - t) e^{(D_{H_i} - D_{H_r})(j-1)\lambda - \lambda_b c} \right)}{\sum_{j=1}^n e^{2D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c}} \quad \dots\dots (20)$$

ここで $t_1 = t + \lambda_b - (j-1)\lambda$, $t_2 = t - \lambda_b + (j-1)\lambda$ である。

また、 $\partial E(D_{H_i}, D_{H_r}) / \partial D_{H_i} = 0$ および $\partial E(D_{H_i}, D_{H_r}) / \partial D_{H_r} = 0$ の関係から式 (21) と (22) が得られる。

$$\sum_{j=1}^n \left\{ -\frac{\eta_j(t) \eta_{0r}(t_1)}{\eta_0(t_1)} \cdot e^{-D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c} + \frac{\eta_0^2(t_1)}{\eta_0^2(t_1)} \cdot e^{-2D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c} + \frac{\eta_{0r}(t_2) \eta_0(t_1)}{\eta_0(t_1)} \cdot e^{-(D_{H_i} - D_{H_r})(j-1)\lambda - \lambda_b c} \right\} \cdot [\lambda_b - (j-1)\lambda] = 0 \quad \dots\dots (21)$$

$$\sum_{j=1}^n \left\{ -\frac{\eta_j(t) \eta_{0r}(t_2)}{\eta_0(t_2)} \cdot e^{D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c} + \frac{\eta_0^2(t_2)}{\eta_0^2(t_2)} \cdot e^{2D_{H_i}(j-1)\lambda - \lambda_b c} + \frac{\eta_{0r}(t_2) \eta_0(t_1)}{\eta_0(t_1)} \cdot e^{-(D_{H_i} - D_{H_r})(j-1)\lambda - \lambda_b c} \right\} \cdot [(j-1)\lambda - \lambda_b] = 0 \quad \dots\dots (22)$$

MRT 法は 4 本以上の波高計データがあれば、未知数 η_{0i} , η_{0r} , D_{H_i} および D_{H_r} を決定することができる。

また、反射率を求める式 (14) も次のように書ける。

$$K_{rw} = K_{r0} \cdot e^{(D_{H_i} + D_{H_r})Lw} \quad \dots\dots (23)$$

4.2 RT 法と MRT 法の比較

両方法を比べるため、数値実験を行った。計算条件は

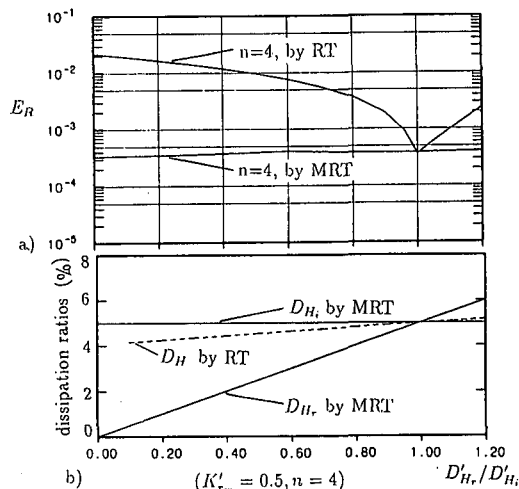


図-5 RT 法と MRT 法の解析精度の比較

図-1に示したものと同様で、反射率は0.5とし、 $(n-1)/L=0.25$ に設定した。数値実験結果を図-5に示す。図-5a)は入反射分離誤差である。図-5b)は両方法で得られた波高減衰係数である。図から、MRT法の分離精度はRT法より高いことがわかる。また、RT法では波高減衰係数が入射波に対する値に近く、反射波の波高減衰係数が過大に評価されることになる。尚、減衰を無視すると、本研究の結果は香取ら(1992)や他の研究者が提案した方法と同じ結果を与える。MRT法の短所として入反射分離するために必要な波高計の数が多いこと(4台以上)、また、計算の安定性はRT法よりやや低い場合がある。

5. 室内実験データへの適用

5.1 実験条件と分離結果

実験では、長さ21 m、幅80 cmの一次元造波水路を用いた。水路中央底部に8 mにわたって粘土を敷いた。水深は30 cm、粘土層厚は約12 cmである。底面の粘土として、種々の含水率のカオリナイトを用いた。規則波の周期は1.02~1.20 sとした。設置間隔1.0の4台~10台の波高計を用いて、水面波形を計測した。

図-6は、4台の波高計を用いたRT法により入反射分離した結果の一例である。反射率は0.28、波高減衰係数は高く0.19である。反射率は実験で設定した値(約0.3)よりやや小さい。波高減衰係数は1章に述べた理論計算値(図-8参照)と比べるとやや大きい。

図-7は4台の波高計を用い、RT法およびMRT法

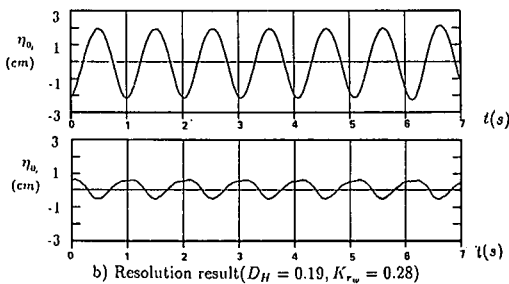


図-6 実験データを用いた入反射波分離例 (RT法)

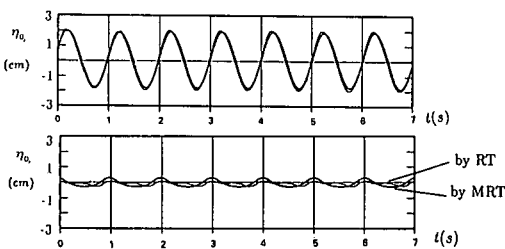


図-7 実験データを用いた入反射波分離例 (RT法とMRT法)

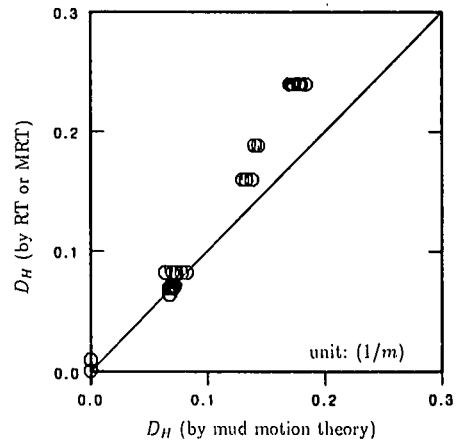


図-8 波高減衰係数の比較

(波高 $H=4.0-8.0$ cm, 周期 $T=1.02-1.20$ s, 水深 $h=30$ cm)

により入反射分離した波形の一例である。図より、両方法から得た入射波はほぼ同じであるが、反射波は両方法で波高減衰係数の扱いが異なるため、大きな差異が見られる。MRT法による反射率は0.19で、波高減衰係数は入射波と反射波に対してそれぞれ0.07と0.01である。RT法では反射率は0.21、波高減衰係数は0.06である。

5.2 波高減衰係数

2.1節章に述べた底泥運動理論による波高減衰率の計算は、反射波を含む場合大変な作業とする。しかし、反射波は入射波に比べて大変小さいので、ここでは反射波を無視することとなる。図-8は底泥運動理論による計算結果とRT法による結果とを比較したものである。図を見ると、底泥運動理論による計算値は、波高減衰係数が大きくなるにつれ、RT法による値より小さくなる傾向がある。この原因は底泥運動理論による計算では反射波を無視しているためと考えられる。しかし、両者の値は同程度のものであり、本分離手法の有効性が窺える。

6. おわりに

本研究は波の減衰を考慮した入反射波の分離を主題として、岸側反射面の反射率の評価を含む底泥上の波浪場の解析手法を提示したものである。本研究で得られた結論は次の通りである。

- 本手法により、底泥存在下の入反射波の時経列と波高減衰係数を求めることができ、さらに、反射率を評価することができる。
- 本手法で得られる波高減衰係数は底泥運動理論により求めたものと同程度である。
- 本手法は、底泥運動による減衰波に限らず、一般的な指数関数減衰波や任意波形にも適用可能である。

本論文を作成するに際し、(株)ジェー・シー・ディの細谷州次郎君に協力頂いた。ここに記して、感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 香取完和・平良達也・水口 優 (1992): 波形追跡法による入反射波の分離, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 16-20.
- 沈 道顕・磯部雅彦・渡辺 晃 (1993): 波による底泥の質量輸送および泥浜の地形変化について, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 356-360.
- Dalrymple, R. A. and P. L.-F. Liu (1978): Waves over soft muds: a two-layer fluid model, J. Physical Oceanogr., Vol. 8, pp. 1121-1131.
- Gade, H. G. (1958): Effect of nonrigid, impermeable bottom on plane surface waves in shallow water. J. Marine Res., Vol. 16, No. 2, pp. 61-82.
- Goda, Y. and S. Suzuki (1976): Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments, Proc. 15th ICCE, ASCE, pp. 828-848.
- Isobe, M and K. Kondo (1984): Method for estimating directional wave spectrum in incident and reflected wave field, Proc. 19th ICCE, ASCE, pp. 467-483.
- Maa, P. Y. and A. J. Meta (1990): Soft mud response to water waves, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE, Vol. 116, No. 5, pp. 634-650.
- Shen, D. X, M. Isobe and A. Watanabe (1993): Mud mass transport under waves based on an empirical rheology model, Proc. 25th IAHR, Tokyo, Vol. 4, pp. 120-127.
- Shibayama, T. and N. N. An (1993): A visco-elastic-plastic model for wave-mud interaction, Coastal Eng. in Japan, Vol. 36, No. 1, JSCE, pp. 67-89.
-