



傾斜海浜上における砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究 (8)

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2013-12-13 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 平山, 秀夫 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24729/00007647

傾斜海浜上における碎波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究 (Ⅷ)

平山秀夫*

Theoretical Study of Vertical Distribution of Mass Transport in Surf Zone on Sloping Bottom (Ⅷ)

Hideo HIRAYAMA *

ABSTRACT

The undertow, which is induced by the breakers in a surf zone, is a kind of pronounced bottom current in the seawards direction from the shoreline. This strong return flow often causes the disastrous erosion of beaches in surf zones.

So far, many researchers have made more efforts to elucidate the characteristics of the vertical distribution of undertow both experimentally and theoretically. However, the satisfactory theoretical description for its vertical distribution has not been established yet.

The purpose of the present paper, the 8th report with respect to these problems is to establish the better theoretical predictions for the vertical distribution of undertow inside a surf zone by improving that of the previous paper (2004). The analytical procedure, therefore, is almost the same as that of the previous paper (2004), except the assumption that the two surface boundary conditions could be employed inside a surf zone, in which one is shown by the water surface steady flow in proportion to the wave celerity, and the other is by the water surface mean vorticity generated by large scale eddies.

These complicated calculations result in obtaining the system of equations with seven values different from the previous paper (2004) and then a theoretical prediction for the vertical distribution of the undertow is shown by solving these equations.

As a result, it is found that the present theoretical results are in much better agreement with the experimental ones rather than those of the previous paper.

Key Words : mass transport, undertow, eddy-viscosity equation, breaking waves, surf zone, vorticity.

1. 緒論

わが国は、周知のように、狭長で四面を海に囲まれた島国である。しかも海岸線で国土面積を除いた値(平均国土幅)が約12kmであって、その値は世界第2位と小さく、国土面積の狭さに比して海岸線が非常に長い。この海岸線を、どのようにして護り、それを国の発展のためにいかに有効に活用していくかと言うことは、世界有数の臨海工業立国であるわが国にとっては国の盛衰に関わる最重要課題の一つである。それ故に、この古くて新

しい課題を解決するために、わが国の沿岸域では、最近特に頻繁に来襲している台風による高波・高潮あるいはごく最近に発生したスマトラ島沖地震に代表されるように、予測し難く突発的に起こる地震などによる津波(今回の中越地震の場合には震源地が海底ではなく内陸部でかつ地表から深い所であったので、幸いにして津波の発生は見られなかった。)等といった波浪災害や、さらには、港湾埋没・河口閉塞・海岸侵食等に代表される漂砂災害等の、いわゆる海象災害が頻発し、これらの自然災害をいかにして防止軽減するかと言う方策の確立のための努力を、積極かつ継続的に進めてきている。このことは防災のみならず国土及び環境保全の推進と言った観点からも必要不可欠であって、非常に重要なことである。特に最近では、近い将来発生することが確実視されている東海・東南海・南海地震等の大地震に伴って起こるこ

2005年4月13日受理

* 総合工学システム学科 環境都市システムコース
(Dept. of Industrial Systems Engineering :
Environmental Systems Engineering Course)

とが予測される津波の被害をいかに縮小軽減するかと言う課題に備えて、住民の防災訓練による防災意識の向上を含めて総合的な防災対策の確立に向けて官民一体となって取り組みを推進してきている。

一方、漂砂災害の中で特に海岸侵食の問題は、日本の最南端に位置する沖ノ鳥島の場合に見られるように、排他的経済水域である200海里の問題と絡めて、わが国の国土(領土)保全に直結し、放置できない深刻な社会問題の一つとなっている。

このような侵食を促進する要因として、①山腹の整備に伴う砂防ダム等の建設や河川改修等による河川からの流出供給土砂の減少、②海岸構造物の建設による沿岸漂砂の連続性の遮断と遮蔽域の形成、③しゅん設・砂利採取による残存漂砂量の減少、等を挙げることができる¹⁾。

これらに起因する海岸侵食を、極力、防止・軽減させようとして、これまで昭和40年代頃から、研究・調査が精力的に行われ、その結果として離岸堤工法、リーフ工法、養浜工、緩傾斜堤、等の色々な工法が開発され、それを用いた侵食防止対策が実施されてきている。しかしながら、それでも今なお、年間160haもの砂れき海岸が失われている²⁾。

一方、このような海岸を取り巻く環境や社会情勢の変化に対応すべく、平成12年にはこれまでの海岸法(昭和31年に制定)が43年ぶりに大改正が行われ、社会情勢の趨勢に呼応して行政の新たな取り組みも始まった。この改正海岸法は、これまで、あくまで災害防護一点張りに主眼が置かれていたのに対して、新たに「海岸環境の整備・保全」と「公衆の海岸の適正な利用」の2つが重点項目として追加され、いわゆる「防災」・「環境」・「利用」の3つの側面からの総合的な海岸管理(行政)が実行できるようになった。特に、近年のように海岸が侵食され、砂浜が減少・消失される傾向が強くなると、海浜は、「防災」・「環境」・「利用」の全ての面において損なわれ、問題がさらに深刻化することになる。すなわち、侵食による砂浜の消失は、高波、高潮及び津波現象の発生時に、波動エネルギーの吸収量が減少し、沿岸域に大きな被害をもたらす、まず「防災」と言う観点から問題が生じることになる。また、「環境」の面でも、侵食の進行はそこに生息する生態系に悪影響を及ぼすことになり、さらに、「利用」の観点からは、海に対する親水性も低下し、海水浴や潮干狩等を通して、人々が海に接する機会が少なくなることが考えられる。それ故に、このような総合的な観点を鑑み、手抜かりのない防災対策の構築が必要不可欠となる。

本研究は、以上に述べたような海岸侵食防止対策工法の開発を確立させていく上で、基礎的事項であり、かつ、漂砂移動及び海岸侵食を誘起させる要因の一つでもある

砕波帯内に発生する戻り流れについて、その特性を理論解析に基づいて明らかにしようとするものである。

本報では、前報³⁾に引き続いての継続研究であり、戻り流れについての理論解析方法の新たな改善を行おうとするものである。すなわち、Svendsen⁴⁾や岡安ら(1987)⁵⁾の渦動粘性係数モデルを用いた解法に習うが、ここでは特に、水面条件としては、前報³⁾(以下、前報とは、この論文を指す。)で用いた水面での流速は波速に比例するとした水面定常流速とともに、これまで用いていた水面過度の推定式の2つの条件を用いて、理論解析を行うものである。さらに、砕波帯内における鉛直方向領域を、底面から波のトロフまでの領域(①領域)と、波のトロフから平均水位までの領域(②領域)とに分けて取り扱った。この2つの領域内の各々において、前報と同様に、①領域の渦動粘性係数 ν を指数関数で表示し、一方、②領域では一定値と仮定し、かつ、せん断力の鉛直分布についても、前報と同様、領域別に各々異なる直線分布で表示することができると仮定する。したがって、本報では2つの水面条件を用いたことによる戻り流れの鉛直分布特性に及ぼす影響を調べ、その結果が従来の理論結果と比較して、岡安らの実験値をより良く説明できるかどうかを調べる。このようにして、従来示された理論の改善によって、戻り流れの鉛直分布の表示法の精度向上(改善)を図ろうとするものであり、引いては、海浜地形の変化や海岸侵食の機構を明らかにすることを目的とするものである。

2. 砕波帯内における戻り流れの理論の再検討

本報でも、これまでと同様に、基礎式としてSvendsenや岡安ら(1987)の渦動粘性モデル式を用いた解法に習うが、ここでは特に、前報(2004)の理論解析と異なって、水面条件式を、水面定常流速および水面過度の推定式の両条件式を適用して理論展開を行う。そのことによって、未知数を一個増やすことができる。そこでここでは、岡安らの実験結果が示されている底面せん断力の値(τ_0)と ν の波のトロフレベルでの値(N)の、いずれかを未知数として、2通りの理論展開を行う。その結果は、以下に詳細に示すように、戻り流れの鉛直分布を求めることに関しては、 τ_0 及び N のどちらを未知数と選んでも最終的な理論結果の表示式には変化はないが、一方、せん断力の鉛直分布式は2通り求められることになる。したがって、戻り流れ及びせん断力の鉛直分布を求めるに当たっては、7個の未知定数による7元連立方程式が導出される。それらの連立方程式の解に基づくせん断力の理論結果は、全般的に前報のそれと比較して、より実験値を説明できることを示す。

したがって、ここでは、まず最初に、砕波帯内の戻り流れの流速の理論式を導出するための、基礎式、未知定数の決定に必要な境界条件式および連続式の検討を行う、次いで、砕波帯内における戻り流れおよび内部せん断力の理論解析法の概要とそれに基づく理論結果を示す。

(1) 基礎式、境界条件式および連続式

1) 基礎式

いま、水平面内に作用する一周期平均のせん断力 τ と定常流速 U の関係を示した渦動粘性係数モデル式は、次式のように与えられる。(ここでは、鉛直座標 z' は底面を原点として鉛直上方向を正とし、後述の図中の z は、 $z = z' - h$ とする)

$$\tau = -\overline{\rho u' w'} = \rho \nu_t \partial U / \partial z' \quad (1)$$

次に、式(1)のせん断力 τ と渦動粘性係数 ν_t は、岡安らの実験結果によれば、次式のように示されている。

$$\tau = 0.0019 \rho c^2 (z' - d_t) / d_t + 0.0016 \rho c^2 \quad (2)$$

$$\nu_t = 0.013 c z' \quad (3)$$

ここで、 $c = \sigma / k$ ($\sigma = 2\pi / T$, $k = 2\pi / L$, c : 波速, T : 周期, L : 波長) である。

しかしながら、ここでの ν_t の係数値は、これまでも指摘したように、波の周期 (T) に関連づけて次式のように表示する。

$$\nu_t = (0.0065T) c z' \quad (4)$$

一方、ここでは、前報と全く同様に ν_t を次式に示すように、①と②領域別に異なる分布式で表示できるものと仮定する。

$$\text{①領域 } (0 \leq z' \leq d_t) : \nu_t = N e^{p(z' - d_t)} \quad (5)$$

$$\text{②領域 } (d_t \leq z' \leq h) : \nu_t = N \quad (6)$$

ここで、 $p (> 0)$, N は定数である。前報では、 N の値は、 $z' = d_t$ での ν_t の値を岡安らの修正結果 [式(4)] と等しいと仮定して、

$$N = 0.0065 T c d_t \quad (6')$$

としたが、本研究では、後で詳述するように、 N または τ_0 を未知数とし取り扱う。一方、 p は ν_t の鉛直分布を支配する任意定数であるが、ここでは、前報と全く同様にして $p = 0.25$ と設定した。従って、 ν_t 及び τ は最終的には①と②領域別にそれぞれ次式のように表される。

①領域 :

$$\nu_t = 0.0065 T c d_t e^{p(z' - d_t)} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \tau &= 0.0065 \rho T c d_t e^{p(z' - d_t)} \partial U / \partial z' \\ &= \rho N e^{p(z' - d_t)} \partial U / \partial z' \end{aligned} \quad (8)$$

②領域 :

$$\nu_t = N = (0.0065T) c d_t \quad (6')$$

$$\tau = \rho N \partial U / \partial z' \quad (9)$$

この式(8)および(9)が、いわゆる渦動粘性モデル式(基礎式)である。

また、前述のように、せん断力 (τ) は、 d_t 以下の領域では一般的に鉛直方向には直線分布を示すことが、理論的に明らかにされている。従って、ここでは、鉛直領域を、① $\delta \sim d_t$ (δ : 底面境界層厚) と② $d_t \sim h$ (h : 平均水位) に分けて、それぞれ、

$$\text{①領域} : \tau = a z' + b \quad (10)$$

$$\text{②領域} : \tau = a' z' + b' \quad (11)$$

のように表現できると仮定した。

a) ①領域 ($z' : \delta \sim d_t$) の場合の U の原式 :

前報の結果と全く同じである式(8)と(10)との関係より、

$$\rho N e^{p(z' - d_t)} \partial U / \partial z' = a z' + b \quad (12)$$

となり、この式は、結局、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \partial U / \partial z' &= a z' e^{-p(z' - d_t)} / (\rho N) + b e^{-p(z' - d_t)} / (\rho N) \\ &= A z' e^{-p(z' - d_t)} + B e^{-p(z' - d_t)} \end{aligned} \quad (13)$$

(ここで、 $A = a / (\rho N)$, $B = b / (\rho N)$)

これを積分して、そのときの U を U_1 とすれば、次式が得られる。

$$\begin{aligned} U_1 &= A \int z' e^{-p(z' - d_t)} dz' + B \int e^{-p(z' - d_t)} dz' + C_0 \\ &= -(A/p) z' e^{-p(z' - d_t)} - (A/p^2 + B/p) e^{-p(z' - d_t)} \\ &\quad + C_1 \end{aligned} \quad (14)$$

従って、底面条件である $z' = 0 \equiv \delta$ での U_1 の値 (U_δ) は次式のように表される。

$$\begin{aligned} U_\delta &= (A \delta / p) e^{-p(\delta - d_t)} - (A/p^2 + B/p) e^{-p(\delta - d_t)} \\ &\quad + C_1 \end{aligned} \quad (15)$$

b) ②領域 ($z' : d_t \sim h$) の場合の U の原式 :

式(9)と(11)との関係より、

$$\rho N \partial U / \partial z' = a' z' + b' \quad (16)$$

となり、a) の場合と同様にして、この領域の U を U_2 とすれば、結局、

$$U_2 = (A' / 2) (z')^2 + B' z' + c_2 \quad (17)$$

のように、 U_2 は放物線の方程式で与えられる。

(ここで、 $A' = a' / (\rho N)$, $B' = b' / (\rho N)$)

以上に得られた U_1 と U_2 の結果の表示式から明らかなように、 U_1 , U_2 を求めるためには、6個の未知定数(A , B , C_1 , A' , B' , C_2)を決定する必要がある、さらに、内部せん断力の鉛直分布を決定するためには、それらに加えて、未知数である N または τ_0 の値が求められなければならない。従って、以下では、これらの7個の未知定数を決定するための条件式を示し、それらを用いて具体的に U_1 , U_2 および τ を求めることにする。

2) 境界条件式

a) 水面条件式:

本報での水面条件は前報の水面定常流速と前前報(2003)で適用した水面渦度の2条件を用いる。

水面渦度の推定式は灘岡ら(1986)の渦度供給過程モデルと類似な方法を適用して算定した次式を用いる。

$$\omega = \frac{\partial U}{\partial z'} \Big|_{z'=h} = \frac{8 \Gamma_0^2}{\pi H^2 (4 \Gamma_0 - \pi^2 H^2)} \quad (18)$$

ここで、 Γ_0 は渦の循環値であって、次式のように表わせる。

$$\Gamma_0 = \left\{ \frac{2 \pi^3 g^2 T H^3 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta - \frac{4 \pi^2 \Gamma' H^5 T g^2}{3h \cdot b} \right\}^{1/3} \quad (19)$$

[$b=15$, $f'=0.01$ (摩擦係数)]

ここでは波高推定式に、 $H=0.5h$ を用いたので $\partial H / \partial h = 0.5$ を採用した。

したがって、式(18)は次式のように表される。

$$A' h + B' = \omega \quad (20)$$

次に、水面の質量輸送速度は波速 c に比例するととして、次式で示される水面定常流速を用いる。

$$U_2 \Big|_{z'=h} = \varepsilon \cdot (gh)^{1/2} \quad (21)$$

すなわち、

$$A' h^2 + 2B' h + C_2 = 2 \varepsilon (gh)^{1/2} \quad (21')$$

ここで、 ε は、 $0 < \varepsilon < 1$ の任意定数であり、前報では $\varepsilon = 0.3$ と一定値として取り扱ったが、ここでは、後述してあるように、 ε の値は、その値の変化による理論値と実験値との適合度等から最適値を決定した。

b) 底面条件式:

ここでは、底面条件として前述の式(15)で与える。

すなわち、

$$U_1 \Big|_{z'=0} = U_1 \Big|_{z'=\delta} = U \delta = \alpha, \quad A + pB = -p^2 \alpha e^{-pd_1} + C_1 p^2 e^{-pd_1} \quad (22)$$

ここで $U \delta$ は、前報と同様に平山の式を適用する。

3) 連続式:

連続式は、領域①と②を考慮して、次式で表される。

$$\int_0^{d_1} U_1 dz' + \int_{d_1}^h U_2 dz' = 0 \quad (23)$$

すなわち、

$$\int_0^{d_1} \left\{ -(A/p) z' e^{-p(z'-d_1)} - (A/p^2 + B/p) e^{-p(z'-d_1)} + C_1 \right\} dz' + \int_{d_1}^h \left\{ A' z'^2 / 2 + B' z + C_2 \right\} dz' = 0 \quad (24)$$

したがって、

$$A(-2e^{pd_1} + pd_1 + 2) / p^3 + B(-e^{pd_1} + 1) / p^2 + C_1 d_1 + A'(h^3 - d_1^3) / 6 + B'(h^2 - d_1^2) / 2 + C_2(h - d_1) = 0 \quad (24')$$

4) その他の付加的条件式

理論解 U_1 と U_2 を求めるには、上述の境界条件式と連続式だけでは未知数すべてを求めることはできない。従って、ここでは、さらに次の付加的条件式が必要である。

a) 運動の連続性の条件:

$z' = d_1$ では、 U_1 と U_2 及び τ_1 と τ_2 は同じでなければならないので、次式が成立する。

$$U_1 = U_2 \quad (\text{at } z'=d_1) \quad (25)$$

すなわち、

$$-(A/p) d_1 - (A/p^2 + B/p) + C_1 = A' d_1^2 / 2 + B' d_1 + C_2 \quad (26)$$

これを整理すると、

$$A(pd_1 + 1) + pB - p^2 C_1 = -A' d_1^2 p^2 / 2 - B' d_1 p^2 - C_2 p^2 \quad (26')$$

同様に、

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{\tau_1}{\tau_2} \quad (27)$$

すなわち、

$$Ad_1 + B = A' d_1 + B' \quad (28)$$

(これは、 $\frac{\partial U_1}{\partial z'} = \frac{\partial U_2}{\partial z'}$ と同義)

b) 底面せん断力 ($\bar{\tau} \Big|_{z'=0}$) の設定:

本研究では, Nまたは底面せん断力 ($\bar{\tau}_0$) を未知数として取り扱うので, どちらか一方を既知量として与えなければ, 問題の解は得られない. そこでここでは, とりあえず, 底面せん断力 ($\bar{\tau}_0$) を既知量とし, その値にすでに実験的に求められている, 岡安ら (1987) の推定値を適用することにした. そこで, 式(2)と式(10)より, 次式が得られる.

$$\bar{\tau}_0 = \bar{\tau} \Big|_{z'=0} = -0.0003 \rho c^2 = b \quad (\text{at } z'=0) \quad (29)$$

$$\text{すなわち, } \rho NB = -0.0003 \rho c^2 \quad (30)$$

(2) 理論解析法とその結果

1) 戻り流れの鉛直分布 (U_1, U_2)

戻り流れの鉛直分布を求めるに当たって, まず最初に, 以上で得られた境界条件式及び連続式による結果を, ここにまとめて整理することにする.

水面条件から, 次の2式が得られた.

$$A'h+B' = \omega \quad (20)$$

$$A'h^2+2B'h+C_2 = 2\varepsilon (gh)^{1/2} \quad (21')$$

底面条件より, 次式の2つの式が求められた.

$$A+pB = -p^2 \alpha e^{-pd_1} + C_1 p^2 e^{-pd_1} \quad (22)$$

$$\rho NB = -0.0003 \rho c^2 \quad (30)$$

また, 連続式より次式が求まった.

$$A(-2e^{pd_1} + pd_1 + 2)/p^3 + B(-e^{pd_1} + 1)/p^2 + C_1 d_1 + A'(h^3 - d_1^3)/6 + B'(h^2 - d_1^2)/2 + c_2(h - d_1) = 0 \quad (24')$$

さらに, $z' = d_1$ での速度とせん断力の連続性の特性から, 次の2式が求められた.

$$A(pd_1+1)+pB-p^2C_1 = -A'/2d_1^2p^2-B'd_1p^2-C_2p^2 \quad (26')$$

$$Ad_1+B = A'd_1+B' \quad (28)$$

次に, 以上の式(20), (21'), (22), (30), (24'), (26')および(28)の7つの条件式の連立により, (A, B, C_1, A', B', C_2) およびNに関する7元連立方程式を解けば, ($A, B, C_1, A', B', C_2, N$)を, 次式のように逐次求めることができる.

$$B = \{\omega(EP-QD) - h(QG-ES) + PG-DS\} / \{h(QF-ER)$$

$$-PF+DR\} \quad (31)$$

$$A' = \{Q(FB+G) - E(RB+S)\} / (EP-QD) \quad (32)$$

$$B' = \{P(FB+G) - D(RB+S)\} / (DQ-PE) \quad (33)$$

$$A = A' + (B' - B)/d_1 \quad (34)$$

$$C_1 = e^{pd_1} (A'd_1 + B' - B) / (d_1 p^2) + B e^{pd_1} / p + \alpha \quad (35)$$

$$C_2 = C_1 - A(d_1/p + 1/p^2) - B/p - d_1^2 A' / 2 - d_1 B' \quad (36)$$

$$N = -0.0003 c^2 / B \quad (37)$$

ここで, (D, E, F, G, P, Q, R, S)はそれぞれ次式のように示される.

$$D = 12(e^{pd_1} - pd_1 - 1) - p^3 h^3 - 2p^3 d_1^3 - 3ph(2e^{pd_1} - 2pd_1 - 2 - p^2 dt^2) - 6p^2 d_1^2 \quad (38)$$

$$E = 12(e^{pd_1} / d_1 - p - 1/d_1) - 3p^3 h^2 - 3p^3 dt^2 - 6ph(e^{pd_1} / d_1 - p - 1/d_1 - p^2 d_1) - 6p^2 d_1 \quad (39)$$

$$F = -12(e^{pd_1} / d_1 - p/2 - 1/d_1) - 6ph(pe^{pd_1} - e^{pd_1} / d_1 + 1/dt - e^{pd_1} / h) \quad (40)$$

$$G = -6p^3 \alpha h \quad (41)$$

$$P = h^2 + 2e^{pd_1} / p^2 - 2(pd_1 + 1) / p^2 - dt^2 \quad (42)$$

$$Q = 2 \{h + e^{pd_1} / (p^2 d_1) - (pd_1 + 1) / (dtp^2) - dt\} \quad (43)$$

$$R = 2 \{e^{pd_1} / p - e^{pd_1} / (p^2 dt) + (pdt + 1) / (dtp^2) - 1/p\} \quad (44)$$

$$S = 2 \{\alpha - \varepsilon (gh)^{1/2}\} \quad (45)$$

以上のように, U_1 と U_2 を求めるに当たっては, τ_0 およびNを与える必要がないことが分かる. すなわち, このようにして得られた未知定数の値 (A, B, C_1, A', B', C_2) を式(14)の U_1 と式(17)の U_2 に代入すれば, 底面から水面までの鉛直全断面における戻り流れの流速 (U) の鉛直分布を求めることができる.

同様に, せん断力 (τ) の鉛直分布も式(10)及び(11)より簡単に求められる.

2) 本理論に基づくせん断力 (τ) の推定法

ここでは、以上に示した戻り流れの理論解法に従って得られた結果に基づいて、せん断力の推定方法を示す。すなわち、前述したように、砕波帯内部でのせん断力の鉛直分布は、①の領域と②領域とでは異なると仮定して、それぞれ式(10)及び式(11)で表した。それらを再整理すれば次のようになる。

①領域 ($z' : \delta \sim d_1$) の場合 :

$$\begin{aligned}\tau &= az' + b \\ &= \rho N (AZ' + B) \\ (a &= \rho NA, b = \rho NB, a' = \rho NA', b' = \rho NB')\end{aligned}\quad (46)$$

②領域 ($z' : d_1 \sim h$) の場合 :

$$\begin{aligned}\tau &= a'z' + b' \\ &= \rho N (A'z' + B') \\ &\quad \cdot N = (0.0065T)Cd_1 \cdot\end{aligned}\quad (47)$$

本報では、底面せん断力の設定式である次式、

$$\tau_0 = \rho NB \quad (48)$$

から、 τ_0 もしくは N を未知数として取り扱うことができ、この τ_0 もしくは N の一方を既知量として与えると、せん断力の鉛直分布は2通り求められることになる。

ここでは、前述したように、 τ_0 を既知量、 N を未知量として計算した。

これらの式(46)と(47)に式(31)～式(34)の A 、 B 、 A' 、 B' 、 N を代入すれば、それぞれの領域における τ が求められる。

なお、実験値から推定した岡安ら(1987)のせん断力の実験式は、前述の式(2)のように示されている。

本理論結果の τ と岡安らの実験値との比較は、その代表的なものを図9(1)～(2)に示す。

3. 本理論値の一般的特性および従来の理論値との比較

(1) 水面定常流速および水面渦度に基づく水面条件の決定法

図1(1)～(4)は、前報と同様に、水面定常流速の比例定数である ε を0.3とした場合の本理論における U の鉛直分布を従来の理論値及び実験値の比較して表したものである。これらの図から明らかなように、実験値との適合度や分布傾向はあまり良くない。なお、図中の、

Method (1) : 流体内部のせん断力(τ)の鉛直分布を①及び②領域に渡って1つの直線式で表示した結果に基づいた理論⁶⁾、

Method (2) : せん断力の鉛直分布を①及び②領域でそれぞれ異なる直線式で表示した結果に基づいた理論⁷⁾、

Method (3) : せん断力の鉛直分布は①及び②領域でそれぞれ異なる直線式を用い、かつ、渦動粘性係数(ν_t)の鉛直分布を①領域では指数関数で、②領域では一定値として表示した結果に基づく理論⁸⁾、

Method (4) : Method (3)の条件の中で、水面条件を水面渦度ではなく、水面定常流速を用いて表示した結果に基づく理論³⁾、

である。

そこで次に、水面渦度の値は、 $\omega' = \omega$ として、 ε の変化による U の鉛直分布の変化特性を表示したものが図2(1)～(4)である。これらの結果から、 $\varepsilon = 0.2$ とする場合が実験値との適合度が良くなることが分かる。この結果を用いた U の鉛直分布と従来の理論値及び実験値との比較を示したものが図3(1)～(4)である。しかしながら、これらの図から、 $h/h_b = 0.8$ の場合には、実験値との適合度は良いが、一方、図の(2)のように、 $h/h_b = 0.5$ の場合には、 U の鉛直分布は良くないことが分かる。そこで、ここでは示していないが、 $h/h_b = 0.5$ の場合における ε の値の変化による U の鉛直分布の変化特性を調べてみた。その結果、 $\varepsilon = 0.3$ 付近の場合が、実験値との適合度及び分布傾向が良いことから、本理論では、 h/h_b の値ごとに ε の値を変えた方が良いということが分かった。したがって、図4(1)～(3)に示すように、実験条件別に ε の値を求め、その結果を、図5にまとめて示した。この図から、 ε の値は、 h/h_b の値が小さくなるほど大きくなり、その値は0.2～0.275の間の値であることが分かる。以上のように、 U の鉛直分布の精度の高い推定には、水面定常流速をいかに適確に評価し設定するかと言うことが、非常に重要な要素であることが分かった。

(2) 本理論結果と従来の理論値及び実験値との適合性
図6(1)～(4)は、本理論結果と従来の理論値及び岡安らの実験値との比較を示したものである。

これらの図から明らかなように、Method (1)(破線)の場合を除いて、他の理論値と実験値との適合性は概ね良好で、かつ分布傾向も類似している。中でも

特に本理論値と実験値との適合度は、 $h/h_0=0.5$ の場合に鉛直分布傾向の改良が顕著であり、そして他の条件の場合でも、全般的に若干の改良がみられる。

以上のことから、本理論のように渦粘性モデル式を基礎式として戻り流れの鉛直分布の理論解析を行う手法を用いる場合には、水面条件としては、水面渦度と水面波速に比例する水面定常流速の両方を適用した方が、理論展開も簡単で、かつ岡安らの実験値から得ていた N 及び底面せん断力の値を用いることなしに解析解を得ることができ、さらには、実験値との適合度及び鉛直分布傾向も良好であるという観点からも非常に有効であると思われる。

(3) 本理論値に及ぼす境界条件の変化の影響

1) 戻り流れの鉛直分布に及ぼす水深変化の影響

図7(1)～(2)は、水深の変化による戻り流れ(U)の鉛直分布の変化特性を表示したものである。本理論では、ここでは砕波後の平均水位の上昇を考慮していないので、平均水深を $h'=1.1h$ 、 $h'=h$ 及び $h'=0.9h$ と3種類変化させた場合について水深変化の影響を調べてみたが、これらの変化のUの鉛直分布への変化の影響はほとんどみられないことから、砕波後の平均水位の変化の影響は考慮する必要がないと思われる。

2) 平行移動によるUの鉛直分布の修正結果と実験値との比較

図8(1)～(2)は、Uの鉛直分布を平行移動によって修正した結果と実験値とを比較したものである。これらの図から明らかなように、本理論値と実験値の合致度が非常に悪い場合であっても、理論値をある値だけ水平方向に平行移動させれば、実験値にかなり良く合致させることができる。このことは、実験中に戻り流れの他に別の一方向流の存在が考えられる。この一方向流が何故に存在しているかは今のところ不明であるが、恐らく、2次元水槽中での実験とは言えども、実験時間の経過とともに3次元現象になっている場合もあることを示唆しているものと思われる。また、岡安らの戻り流れの鉛直分布から明かなように、本理論でも用いている底面から平均水位までの鉛直領域での全流量(質量)の和は net で0にならなければならないという連続条件を満たしていない。特に波が岸側へ向かうにつれその傾向は顕著である。このことから、水面付近で、特に波が岸側へ向かうにつれて波の非線形性が強くなることにより波形の上下非対称性も著しく、それによって強い岸向き流れの発生が見られることや、あるいは均水位の上昇がみられるような場合には、Svendsenが指摘したような、ある厚さで波速にほぼ等しい平均流速をもつ *surface*

*roller*のような流れが存在しているとも考えられる。なお、このような理論値の平行移動による修正結果は、前報の理論値の場合とほぼ同様な結果を示したことを付記しておく。

(4) 本理論に基づくせん断力(τ)の鉛直分布特性

図9の(1)～(2)は、定数 N を未知数とする場合の本理論による砕波帯内の内部せん断力(τ) (実線)の鉛直分布を前報の理論結果(点線)及び岡安らの実験値(破線)と比較したものである。これらの図から明らかなことは、1) 底面から波のトロフまでの①領域では前報の理論値とほぼ同じであること、2) 一方、波のトロフから平均水位までの②領域では、前報の理論値とほぼ等しい場合と逆に小さくなる場合の両方のケースがあること、3) このように水面付近で前報の理論値より小さくなることは、水面定常流速を前報に比較して小さく評価したためであると考えられること、等である。一方、図10(1)～(2)は、底面せん断力 τ_0 を未知数とした場合の本理論値によるせん断力の鉛直分布を示したものである。これらの図からは、 N を未知数とした場合よりも、全般的に前報の理論結果との違いが大きいものの、前報とほぼ同じ鉛直分布傾向であるものと岡安らの実験値に近づくものがあることが見られる。したがって、このように N と τ_0 のどちらかを未知数としてせん断力 τ の解析解を求めた場合には、 τ_0 の方が N に比べて、せん断力の鉛直分布に対しては大きな影響を及ぼすが、どちらの理論結果も岡安らの実験値を概ね説明していると思われる。

図11(a)～(c)及び図12(a)～(c)は、本理論で求めた N 、 τ_0 をそれぞれ N' 、 τ_0' として、それらの値を岡安らの実験結果から推定された N 、 τ_0 でそれぞれの値を徐して、それをそれぞれ縦軸にとり、横軸には周期 T 、 h/h_0 及び ε をとって表示したものである。まず、図11に示された、 N'/N と T の間には関連性はほとんど見られないが、 N'/N と h/h_0 の間には、いくつかの特異点は見られるものの、 h/h_0 が大きいときは、本理論で求めた N の値は岡安らの実験値の N よりも大きくなり、逆に、 h/h_0 が小さいときは、岡安らの N より小さくなる傾向がみられる。また、 N'/N と ε の間には、図5に示したように、 h/h_0 が小さくなるほど ε は大きくなる関係があることから、 ε が大きくなるほど、岡安らの N の値と比べて、小さくなる傾向が見られる。これらの結果をまとめてみると、本理論で求めた N の値は、全般的に、岡安らの実験結果から推定された N の値に比べ、特異な点を除けば、約0.5倍から3倍の値をとっているが、この本理論で求めた N の値には、特に ε の値が大きな影響を与えているといえ

よう。

次に、図12からは、 τ_o' / τ_o とTの間には関連性はほとんど見られないが、 ε との間の関係においては、 ε が大きくなるにつれて、 τ_o' / τ_o の値は増加し、一方、 h / h_o との関係においては、逆に減少する傾向がみられる。このように、図11に示した特性と同様に、 τ_o' の算定に当たっては、 ε の値の変化の影響が如何に大きいかとすることが明らかである。さらに、これらの図から、本理論で求めたN及び τ_o の値は岡安らの実験結果から推定されたN及び τ_o の値と比較して、砕波点付近ではNの値は前者が後者の値よりも大きい、一方、 τ_o の値は逆に小さくなること。そして、岸側に近づくにつれてそれは逆の特性を示すこと、等が明らかになった。

4. 結論

以上、本報では、特に、水面条件を水面渦度と水面定常流速の2条件式を適用して砕波帯内における戻り流れの鉛直分布のモデリングを、前報に引き続いて試みてきた。その結果を要約して示せば、次の通りである。

- 1) 本理論結果は、従来の方の方法による解析結果と比較して全般的に実験値をより良く説明でき、特に本理論値と実験値の合致度及び分布傾向は、水面定常流速の大きさの与え方によってかなりより良く改善できる。
- 2) 渦動粘性モデル式を基礎式とした戻り流れの理論結果は、水面境界条件の設定方法によって異なる結果が得られるが、本理論の場合のように、それを水面波の波速に比例すると仮定した水面定常流速と砕波による大規模渦の水面渦度の理論的推定式で与えた結果が、最も簡単でかつ実験値との適合度もより良好である。
- 3) 本理論に適用した水面定常流速の比例定数 ε の値は h / h_o の値が0.5よりも小さくなると、 ε の値を若干大きくすることによって、本理論値と実験値との適合度及び分布傾向をより改善できる。
- 4) 戻り流れ(U)の鉛直分布に及ぼす水深の変化による影響は、ほとんど見られない、ようである。
- 5) 戻り流れの鉛直分布に及ぼす水面条件の影響は、水面渦度よりも水面定常流速の方が大きい。
- 6) 砕波帯内の内部せん断力の理論値の鉛直分布は、N及び τ_o のどちらか一方の値を未知数とした場合でも、①領域では実験値と概ね合致しているが、一方、②領域で

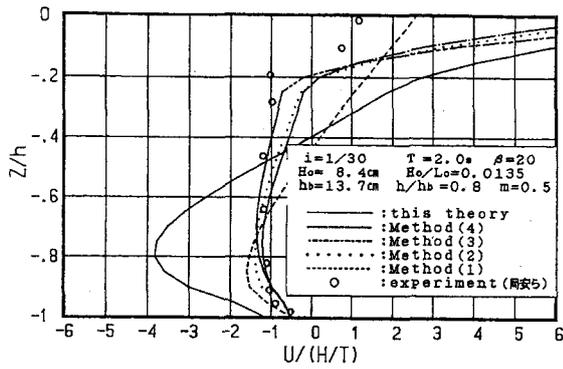
は実験値がないので理論の妥当性については言及できない。

- 7) せん断力はトロフから水面に向かって著しく増大していることから、砕波帯内における流れ場は顕著なせん断流場となっていることが推測される。
- 8) 以上示した結果から、本理論は従来の方の理論と比較してより実験値に適合することを明らかにすることができたが、さらに、水面定常流速のより適確な設定方法を模索することによって、より精度の高い戻り流れ(U)の鉛直分布の表示式の確立が可能であるように思われる。

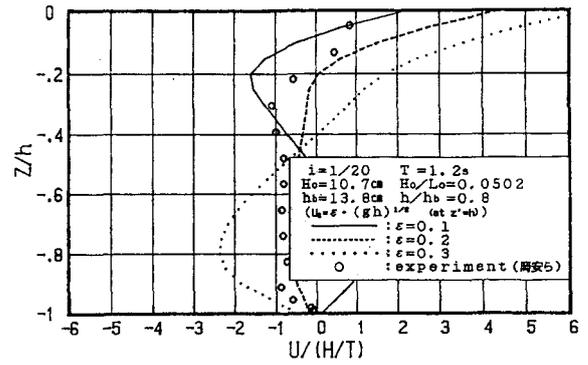
最後に、ワープロ打ちのご支援をして下さった本校卒業生の水口 瞳さんと図面の整理等の全ての面で助力を惜しまなかった私の妻(平山邦枝)に、深甚なる謝意を表します。また、この論文を、私の最愛の娘(平山智子)に捧たい。月日の経つのは早いもので、今年の春で7周年の節目を迎える。娘への思いは、今なお忘れ難く、薄れることはない。改めて冥福を祈りたい。

参 考 文 献

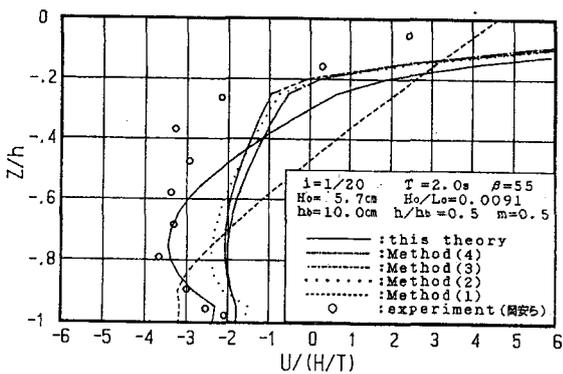
- 1) 宇多高明：日本の海岸侵食，山海堂，442p，1997。
- 2) 泉宮尊司：海岸侵食対策の新たなる出発点—砂浜を守るために—，海岸，Vol.42-2，pp.14-19，2002。
- 3) 平山秀夫・安東祐一：傾斜海浜上における砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究(VII)，大阪府立高専研究紀要，Vol.38，pp.15-24，2004。
- 4) Svendsen, I. A. : Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Engineering, Vol.8, pp.347-365, 1984.
- 5) 岡安章夫・柴山知也・堀川清司：砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究，第34回海岸工学講演会論文集，pp31-35，1987。
- 6) 平山秀夫：傾斜海浜上における砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究(III)，大阪府立高専研究紀要，Vol.34，pp.43-54，2000。
- 7) 平山秀夫・本田尚正・安東祐一：傾斜海浜上における砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究(V)，大阪府立高専研究紀要，Vol.36，pp.23-34，2002。
- 8) 平山秀夫・本田尚正・安東祐一：傾斜海浜上における砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究(VI)，大阪府立高専研究紀要，Vol.37，pp.17-28，2003。



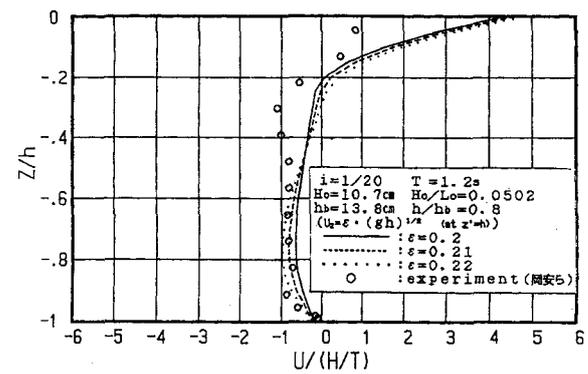
(1) $i = 1/30$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.8$



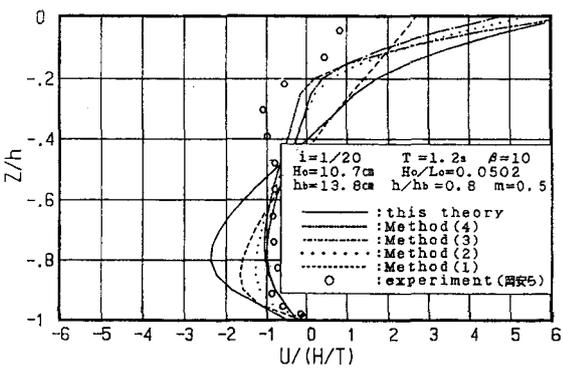
(1) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.8$



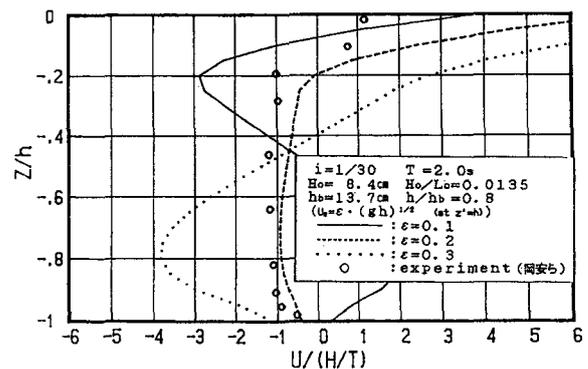
(2) $i = 1/20$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.5$



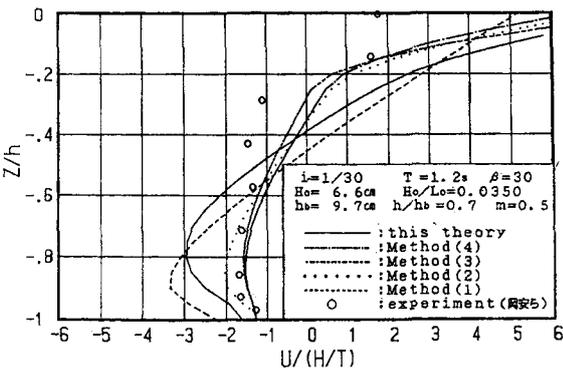
(2) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.8$



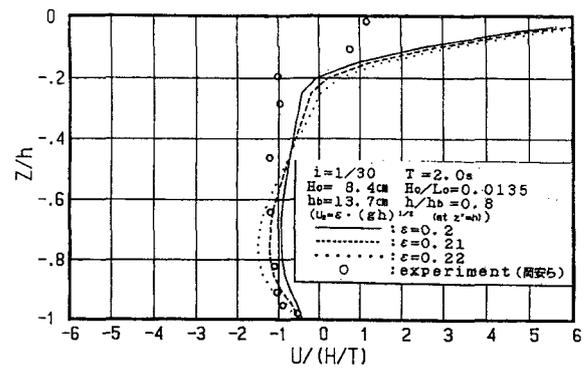
(3) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.8$



(3) $i = 1/30$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.8$



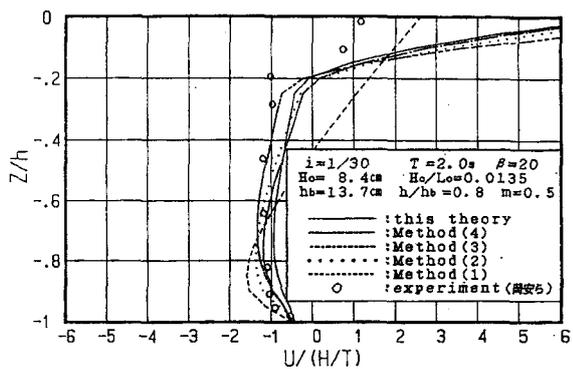
(4) $i = 1/30$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.7$



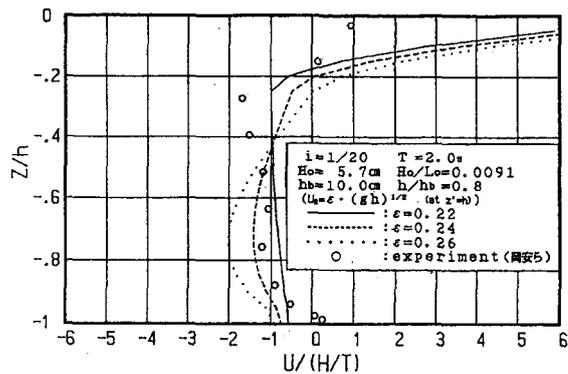
(4) $i = 1/30$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.8$

図1 Uの理論値と実験値の比較 ($\epsilon = 0.3$, $\omega' = \omega$)

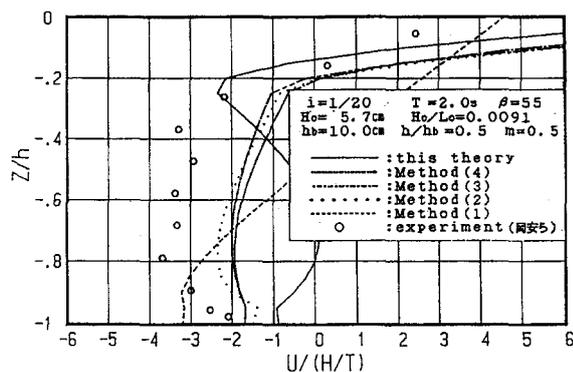
図2 水面定常流速の変化によるUの鉛直分布の変化



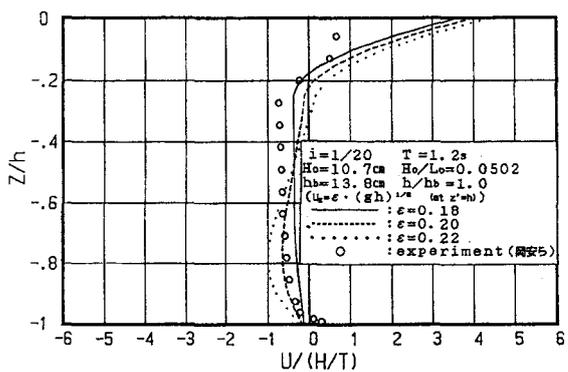
(1) $i = 1/30$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.8$



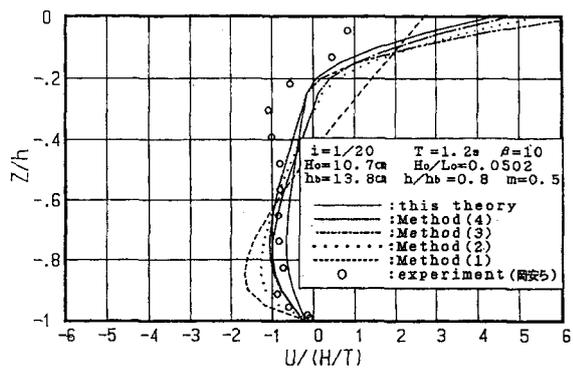
(1) $i = 1/20$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.8$



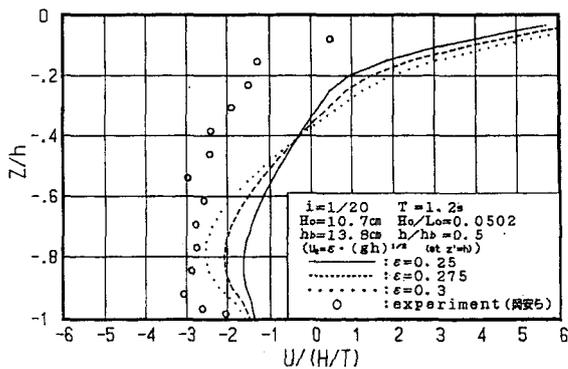
(2) $i = 1/20$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.5$



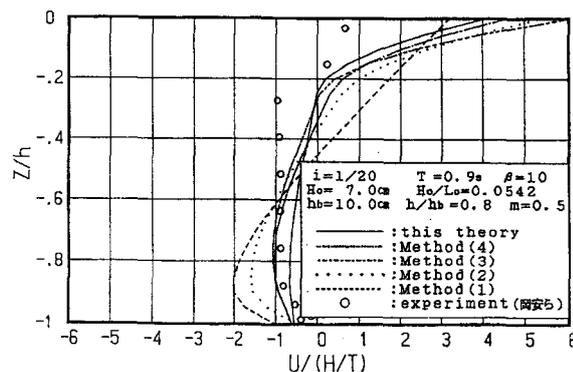
(2) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 1.0$



(3) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.8$



(3) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.5$



(4) $i = 1/20$, $T = 0.9$ s, $h/h_b = 0.8$

図4 ϵ の微調整によるUの鉛直分布の変化特性

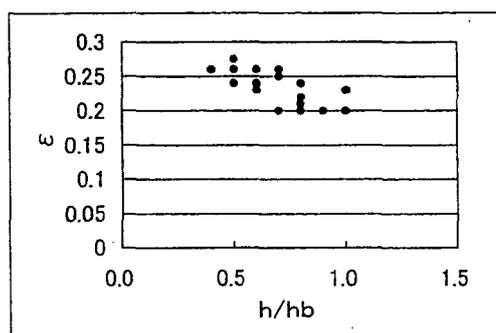
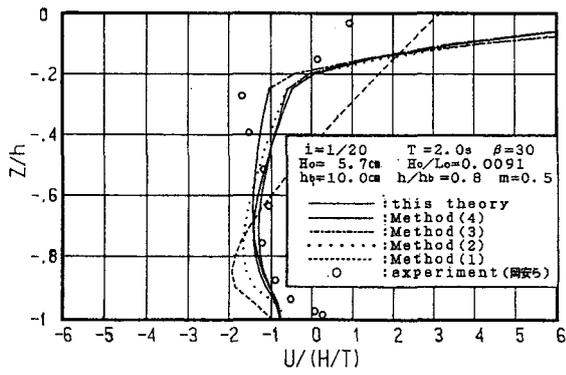


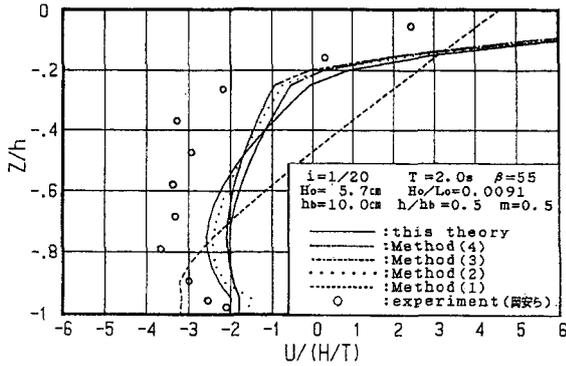
図-9 h/h_b と ϵ の関係図

図3 Uの理論値と従来の理論値及び実験値との比較 ($\epsilon = 0.2$, $\omega' = \omega$ の場合)

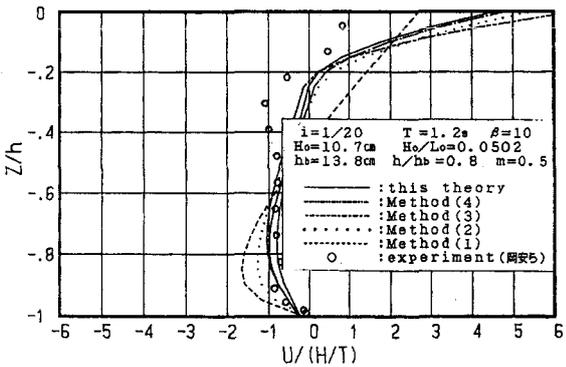
図5 h/h_b の変化による ϵ の値の変化特性



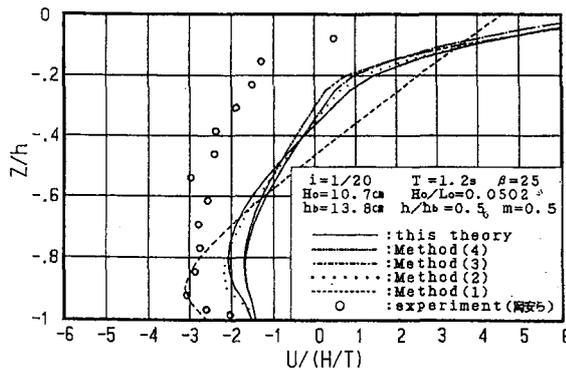
(1) $i = 1/20$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.8$



(2) $i = 1/20$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.5$

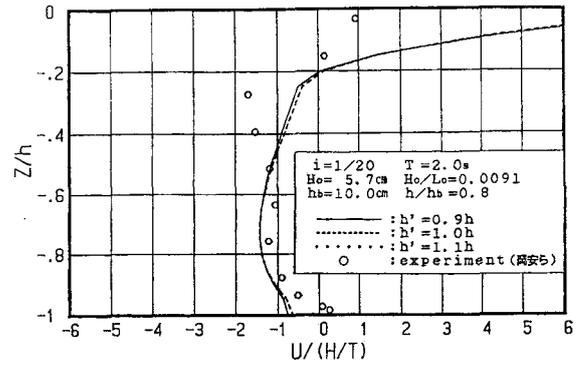


(3) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.8$

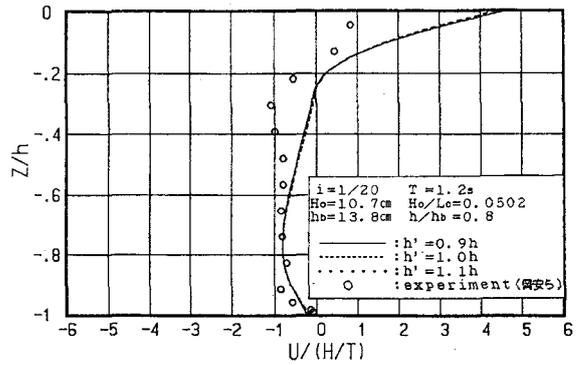


(4) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.5$

図6 微調整された ϵ の値による本理論値と従来の理論値及び実験値との比較

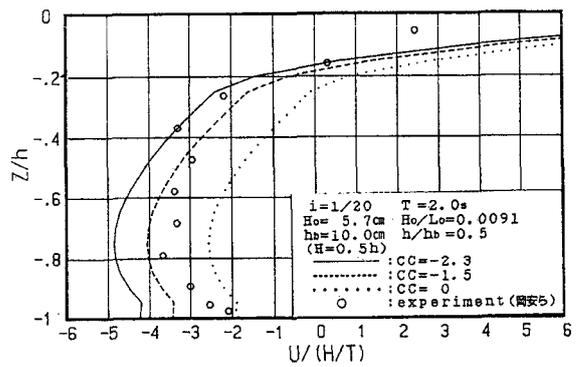


(1) $i = 1/20$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.8$

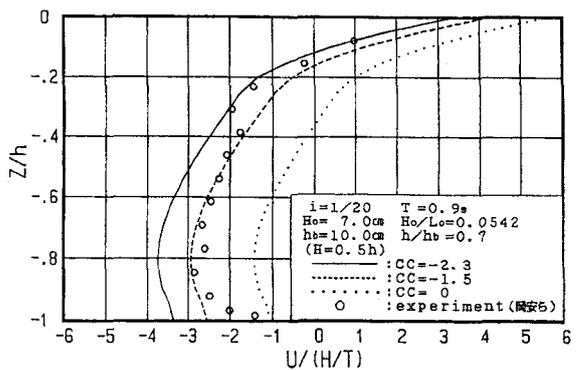


(2) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.8$

図7 本理論値に及ぼす水深変化の影響

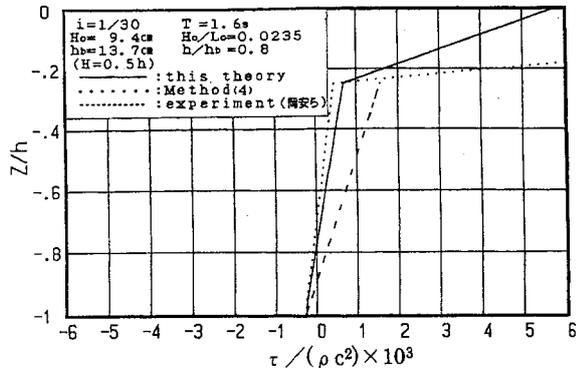


(1) $i = 1/20$, $T = 2.0$ s, $h/h_b = 0.5$

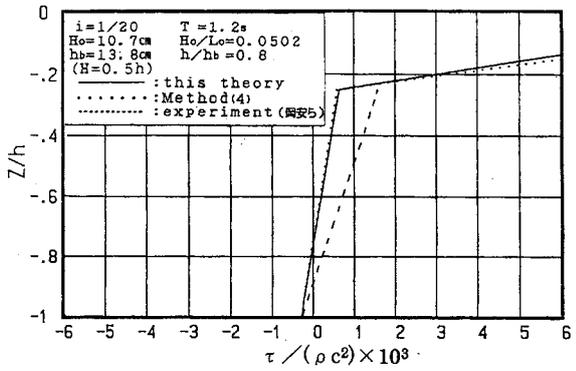


(2) $i = 1/20$, $T = 0.9$ s, $h/h_b = 0.7$

図8 平行移動によるUの鉛直分布の修正結果と実験値との対応

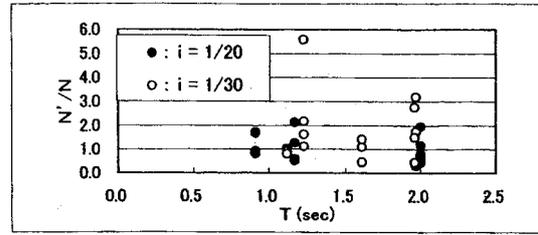


(1) $i = 1/30$, $T = 1.6$ s, $h/h_b = 0.8$

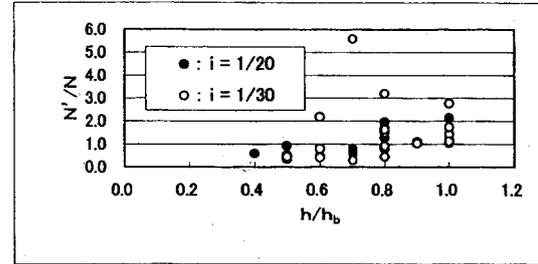


(2) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.8$

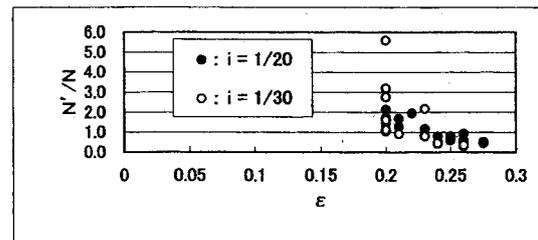
図9 Nを未知数とする場合のせん断力の鉛直分布の変化特性



(a)

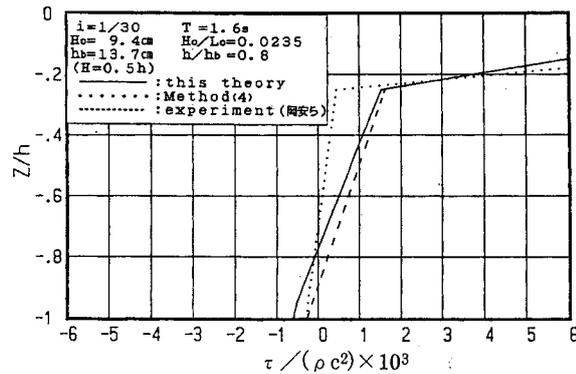


(b)

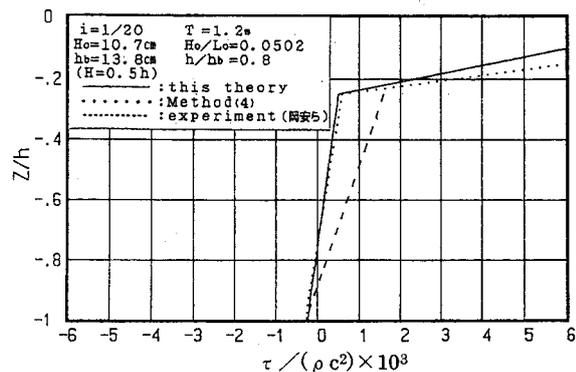


(c)

図11 N'/N と T , h/h_b 及び ϵ との関係

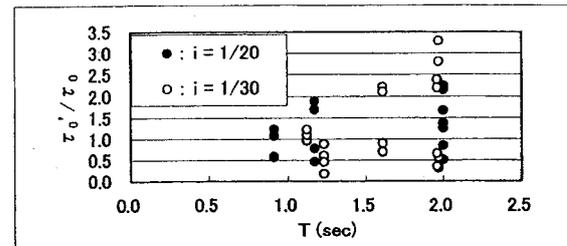


(1) $i = 1/30$, $T = 1.6$ s, $h/h_b = 0.8$

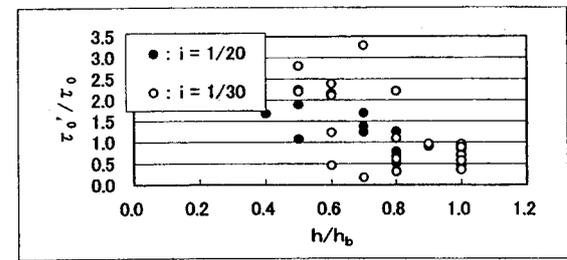


(2) $i = 1/20$, $T = 1.2$ s, $h/h_b = 0.8$

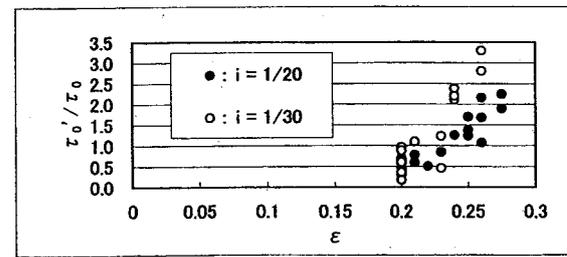
図10 τ_0 を未知数とする場合のせん断力の鉛直分布の変化特性



(a)



(b)



(c)

図12 τ_0'/τ_0 と T , h/h_b 及び ϵ との関係