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 (6)

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）

平 山 秀 夫*・ 安東祐一*・ 本田尚正**

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

Hideo HIRAYAMA* · Yuuichi ANDOU* · Naomasa HONDA*

ABSTRACT

The undertow is a kind of seaward return flows, which compensates the mass of water brought in towards the beach by the breakers.This pronounced current often causes the disastrous erosion of beaches in surf zones.

The purpose of the present paper, the 6th report with respect to the theoretical predictions for the vertical distribution of undertow inside a surf zone is to establish the much better theoretical one by improving those of the previous paper(2002).

These theoretical derivations ,therefore, are based on the same procedures as were used in the previous paper(2002) except applying much more realistical description of the vertical distribution of the eddy viscosity ν_t in surf zones to this analytical calculations for a prediction for the undertow. Namely, ν_t could be represented by a combination curve of an exponential function of the vertical distance from the sloping bottom inside the lower eddy-production region from the wave trough level and the constant values inside the upper eddy-spread region.

These analytical calculations result in finding that the obtained theoretical results are in much better agreement with the experimental ones rather than those of the previous paper(2002), and also in comfirming that a more realistical assumption of ν_t as shown above is reasonable for a theoretical prediction for the undertow in surf zones.

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

1．緒 論

第１回海岸工学国際会議がアメリカで開催されたのは１９５０年であった。その２年後に，わが国でも最初の海岸工学研究発表会が神戸で開催され，その後毎年，各地で開かれるようになり，今年で５０回目の節目を迎える。このように,海岸工学（Coastal Engineering）は比較的新しい工学の一つとして，日進月歩のごとく，絶えず進歩を続けてきている。

特に，わが国では，第２次世界対戦後の相次ぐ高潮・津波等の波浪災害や海岸侵食・港湾埋没といった漂砂災害への対応の必要性に加え，食糧難解消のための干拓地造成，高度経済成長に伴う臨海工業地帯の開発やそれに付随する新たな公害への対策，さらには，食料・鉱物・エネルギー資源等の確保のための海洋への進出，あるいは，昨今の地球温暖化に伴う地球環境の悪化の問題への対応策等，時代の進展に伴って発生する種々の新しい課題の解決のために，海岸工学の果たすべき役割は大きく，社会的にも必要不可欠な学問として，そのさらなる発展が期待されている。

従って，このような海岸工学を取り巻く環境の変化に伴って，海岸行政に対する抜本的な見直しも余儀なくされ，すでに昭和３１年に制定された「海岸法」が，平成１１年には，４３年ぶりの大改正が行われ，新たに「改正海岸法」として制定された。この法律の目的は，これまで，主として海象災害に対する防護と海岸域の保全・

2003年4月9日受理

＊　建設工学科（Department of Civil Engineering）
＊＊鳥取大学農学部　森林科学講座（ Department of Forest Science ,Faculty of Agriculture,Tottori University）

開発に力点が置かれていたが，これに加えて新たに「海岸環境の整備・保全」と「公衆の海岸の適正な利用」の２点についても力を注ぐことによって，いわゆる「防災・環境・利用」を３本柱とする，バランスのとれた総合的な海岸管理（行政）を可能にすることにある。

これまで著者の一人は，海象災害の一つである，漂砂による港湾埋没・河口閉塞・海岸侵食等の漂砂災害の防止軽減に資するため，特に海岸侵食の問題に重点を置いて，その発生機構と侵食防止対策工法の開発の研究に精励してきている。

特に近年，わが国における海岸侵食の問題は深刻であって，供給土砂の減少による侵食海岸の増加，あるいは港湾・漁港の防波堤などの臨海構造物の設置に伴う沿岸漂砂の遮断とそれに起因する構造物下手側での海岸侵食の進捗，等の侵食事例が数多く報告されている。また，一旦侵食が始まると，水深が増すことによって波力が増大し，さらに加速度的に侵食が助長されることになる。このように，わが国の海岸線の殆どは侵食傾向にあり，その侵食量の程度は過去７０年間の年平均で約２００ｈａの国土が侵食されてきているという試算もある[1]。

わが国の代表的な侵食海岸としては，新潟海岸，下新川（富山）海岸，湘南海岸，静岡海岸，皆生海岸（鳥取県）等を挙げることができるが，これらはいずれも，上記の原因に基づく海岸の決壊や汀線の後退などに起因するものである。これらの侵食防止対策工法としては，旧来の海岸堤防・護岸消波堤・突堤・離岸堤・養浜工等に加えて，最近では，ヘッドランド工法・サンドバイパス工法・人工リーフ・緩傾斜堤等も開発されているが，いずれもケースバイケースの域を出ていない。

このような海岸侵食対策工法が，その機能を十分に発揮し有効に活用されるためには，砕波帯を含めた波動場の種々の流れの実態が把握され，それを制御する手だてが施されなければならない。しかしながら，この方面の研究は必ずしも十分でなく，特に，砕波体内の戻り流れについては，それが漂砂移動の主因の一つであるにもかかわらず，未だ十分に究明されているとは言えず，むしろ，古くて新しい研究課題として，多くの研究者の注目を集めている。

その中でも特にＳvendsen(1984)の研究[2]は，surface roller（表面渦）の存在に着目して，渦動粘性モデル式に基づいて，戻り流れを理論的に解析することを試み，この問題に関する理論的アプローチの端緒を切り開いたという点では先駆的研究と言えよう。しかしながら，最近の実験的研究によれば，必ずしも，surface rollerの存在が認められるとは言えないという報告[3]（北條・真野，1996）もある。さらに，その理論も質量輸送速度の算出過程において，波動流速定常流成分や渦の鉛直断面積および鉛直断面平均定常流速の推算が必要であること等，不確定要素も多く，まだ充分改善すべき余地がある。さらに最近，柴山ら[4]（2001）は，これまでに示された戻り流れの実験データのバンク化を計り，それらに基づく新たな理論的表示式の提案を，この解析手法に立脚して行っている。しかしながら，すでに前報[5]でも指摘したように，この理論の欠陥とも言うべきこれらの問題点については何も言及していない現状にある。

本研究では，これらの問題点を含まない実用的で新たな戻り流れの理論的表示法の確立を目指そうとするものであって，これまでの継続研究[5]である。特にここでは，２次元傾斜海浜上における質量輸送の鉛直分布の，より精度良い理論的表示式の提案を試みようとするものであって，前報[5]をさらに改善発展させたものである。すなわち，ここでは，基本的にはSvendsenや岡安ら[6]（1987）の渦動粘性係数モデルを用いた解法に習うが，本報は特に，渦動粘性係数の鉛直分布特性の変化に着目して，戻り流れの鉛直分布の表示法に関する理論の再構築を行うものである。すなわち，砕波帯内における鉛直方向の領域を，①底面からトロフの高さd_tまでの領域（渦・乱れの拡散領域）と，②d_tから平均水面ｈまでの領域（渦・乱れの生成領域）の２つに分けて考え，①領域での渦動粘性係数ν_tを前報[5]（2002)と同様に指数関数で表示し，一方，②領域では一定値と仮定する。また，せん断力の鉛直分布についても，前報[5]（2002)と同様に，２領域で各々異なる直線分布式で表示して解析を進める。

以上の方法に基づいて得られた結果を，従来の解析結果[7)〜10)]および岡安らの実験結果[6]とも比較検討することによって，本理論の妥当性を調べる。

２．戻り流れの理論の再検討

本報でも前報[5]と同様に，Ｓvendsen[2]や岡安ら[3]（1987)，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，渦動粘性係数ν_tを，前報と異なる新たな関数表示式を用いて理論の修正を行う。すなわち，前報と同様に，砕波帯内の任意地点での鉛直領域を，底面からd_tまでの高さの①領域と，d_tから水表面までの間の②領域とに分けて，①領域の渦動粘性係数ν_tを前報と同様に指数関数で表示し，一方，②領域では一定値と仮定する。また，せん断力の鉛直分布については，前報と全く同様に，２領域で各々異なる直線分布式で表示できると仮定する。さらに，水面渦度の推定値も灘岡ら（1986）[11]の渦度供給過程モデルと類似な方法を適用して算出した理論結果[12]を適用する。その結果，前報と同様に６個の変数を有する６元連立方程式が導出され，それを解くことによって，特に水面付近で，前報の結果と比較して

より実験値に適合する理論的表示式が得られることを示す。

（1）基礎式，境界条件式および連続式

まず，前報[5]と同様に，砕波帯内における新たな質量輸送速度の式を導出するための基礎式を示す。次に，それに基づく解析解の中に含まれる未知定数を決定するに当たって，必要な境界条件式および連続式の再検討を行う。

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する。）

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

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。

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

$$\nu_t = 0.013cz' \quad (3)$$

ここで，$c=\sigma/k$（波速）である。

しかしながら，ここでのν_tの係数値は，これまでの一連の研究成果を踏まえて，次式を用いることにする。

$$\nu_t = (0.0065T)cz' \quad (4)$$

一方，ここでは，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。

$$①領域(0 \leqq z' \leqq d_t) \ : \ \nu_t = Ne^{p(z'-d_t)} \quad (5)$$

$$②領域(d_t \leqq z' \leqq h) \ ; \ \nu_t = N \quad (6)$$

ここで，p（>0）およびNは定数である。Nの値は，$Z'=d_t$でのν_tの値が岡安らの提案式[6]を修正した結果［式(4)］と等しいと仮定すれば，

$$N = 0.0065Tcd_t \quad (6')$$

となる。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，後述するように，pの変化によるν_tの鉛直分布の変化を示した図1と，pを任意に変化させた場合の本理論値U（戻り流れの流速）と岡安らの実験値(1987)との適合性から，p=0.25と決定された。従って，ν_tおよび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領域では，

$$\nu_t = 0.0065Tcd_t e^{p(z'-d_t)} \quad (7)$$

$$\tau = 0.0065\rho Tcd_t e^{p(z'-d_t)} \partial U/\partial z'$$

$$= \rho Ne^{p(z'-d_t)} \partial U/\partial z' \quad (8)$$

一方，②領域では，

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

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

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，理論的にも証明できるので，ここでも，鉛直領域を，①δ～d_t（δ：底面境界層厚）と，②d_t～h（h：平均水位）に分けて，それぞれ，

$$①領域では，\tau = az'+b \quad (10)$$

$$②領域では，\tau = a'z'+b' \quad (11)$$

のように表現できると仮定した。

a）①（δ～d_t）領域の場合：

前報[5]の結果と全く同じである。

式(8)と(10)との関係より，

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

となり，この式は結局次式のようになる。

$$\partial U/\partial z' = az'e^{-p(z'-d_t)}/(\rho N) + be^{-p(z'-d_t)}/(\rho N)$$

$$= Az'e^{-p(z'-d_t)} + Be^{-p(z'-d_t)} \quad (13)$$

［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。

$$U_1 = A\int z'e^{-p(z'-d_t)}dz' + B\int e^{-p(z'-d_t)}dz' + C_0$$

$$= -(A/p)z'e^{-p(z'-d_t)} - (A/p^2+B/p)e^{-p(z'-d_t)} + C_1 \quad (14)$$

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

$$U\delta = (A\delta/p)e^{-p(\delta-d_t)} - (A/p^2+B/p)e^{-p(\delta-d_t)} + C_1 \quad (15)$$

b）②（d_t～h）領域の場合：

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は次式のように得られる。

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

このように，U_2は放物線の方程式となる。

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

従って，水面境界条件である水面渦度（ω）は，次式のように表すことができる。

$$\omega=\frac{\partial U_2}{\partial z'}\Big|_{z'=h}=A'h+B' \tag{18}$$

以上の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を求めるには，6個の未知定数（A，B，C_1，A'，B'，C_2）が決定されなければならない。以下では，この6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を求めることにする。

2）境界条件式

a）水面条件式：

これは前述の式(18)で表されるが，当初は，下記の式(19)の渦度（ω）の式を用いてきたが，前報[5]からは，前述のように，水面渦度の推定方法を灘岡ら（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(20)を用いている[12]。

$$\omega\fallingdotseq\frac{\partial U}{\partial z'}\Big|_{z'=h}=a^2\sigma k^2(2+\beta)\coth kh=\omega_o \tag{19}$$

ここで，$a=\frac{H}{2}$（H：波高），$\sigma=\frac{2\pi}{T}$，$k=\frac{2\pi}{L}$，β：渦度係数である。

$$\omega\fallingdotseq\frac{\partial U}{\partial z'}\Big|_{z'=h}=\frac{8\Gamma_o{}^2}{\pi H^2(4\Gamma_o-\pi^2H^2)} \tag{20}$$

ここで，Γ_oは渦の循環値であって，次式のように表わせる。

$$\Gamma_o=\left\{\frac{2\pi^3g^2TH^3h}{b}\left(\frac{\partial H}{\partial h}+\frac{H}{4h}\right)\tan\theta-\frac{4\pi^2f'H^5Tg^2}{3h\cdot b}\right\}^{1/3} \tag{21}$$

［b=15，f'=0.01（摩擦係数）］

ここでは，波高推定式H=0.5hを用いたので，$\partial H/\partial h$=0.5を採用した。また，bの値は現実的観点から b＝15とした。

b）底面条件式：

これは，前述の式(15)で与えられる。すなわち，

$U_1|_{z'=0}\fallingdotseq U_1|_{z'=\delta}=U\delta=\alpha$，の関係式より次式が与えられる。

$$A+pB=-p^2\alpha e^{-pd_t}+C_1p^2e^{-pd_t} \tag{22}$$

ここで，$U\delta$は前報[5]と全く同様に，平山の式[9]を採用する。

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。

$$\int_0^{d_t}U_1dz'+\int_{d_t}^{h}U_2dz'=0 \tag{23}$$

すなわち，この式(23)に式(14)，(17)を代入すれば，

$$\int_0^{dt}\{-(A/p)z'e^{-p(z'-d_t)}-(A/p^2+B/p)e^{-p(z'-d_t)}+C_1\}dz'+\int_{dt}^{h}\{A'z'^2/2+B'z+C_2\}dz'=0 \tag{24}$$

となり，結局，次式が得られる。

$$A(-2e^{pd_t}+pd_t+2)/p^3+B(-e^{pd_t}+1)/p^2+C_1d_t+A'(h^3-d_t{}^3)/6+B'(h^2-d_t{}^2)/2+c_2(h-d_t)=0 \tag{24'}$$

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：

$z'=d_t$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。

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

すなわち，

$$-(A/p)d_t-(A/p^2+B/p)+C_1=A'd_t{}^2/2+B'd_t \tag{26}$$

これを整理すると，次式のようになる。

$$A(pd_t+1)+pB-p^2C_1=-A'd_t{}^2p^2/2-B'd_tp^2-C_2p^2 \tag{26'}$$

同様に，

$$\tau_1=\tau_2 \tag{27}$$

すなわち，この関係式より次式が得られる。

$$Ad_t+B=A'd_t+B' \tag{28}$$

（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（$\tau|_{z'=0}$）の設定：

ここでは，底面せん断力（τ_0）を与えなければ問題解けないので，すでに実験的に求められている，岡安ら（1987）[6]の推定値を用いることにした。式(2)と式(10)より次式が得られる。

$$\tau_0=\tau|_{z'=0}=-0.0003\rho c^2=b\ (\text{at}\ z'=0) \tag{29}$$

結局，この式は次式のように表される。

$$\rho NB = -0.0003\rho c^2 \tag{30}$$

（２）理論解法とその結果

１）戻り流れの鉛直分布（U_1，U_2）

まず，式(30)と式(6')より，

$$B = b/(\rho N) = -0.0003\rho c^2/(0.0065T\rho c d_t) = -3C/(65Td_t) \tag{31}$$

となり，Bが決まる。

次に，水面条件の式(18)より，次式が求まる。

$$A'h+B' = \omega \tag{32}$$

また，底面条件の式(22)より，次式が求まる。

$$A(\delta+1/p)+B = -p\alpha e^{p(\delta-d_t)}+C_1pe^{p(\delta-d_t)} \tag{33}$$

ここで，$\delta\fallingdotseq0$とすれば，式(33)は次の様になる。

$$A+pB = -p^2\alpha e^{-pd_t}+C_1p^2e^{-pd_t} \tag{34}$$

最後に，連続式(24')より次式が求まる。

$$-6A(-2e^{pd_t}+pd_t+2)+6pB(e^{pd_t}-1)-6p^3C_1d_t$$
$$-A'p^3(h^3-d_t^3)-3p^3B'(h^2-dt^2)-6C_2p^3(h-d_t) = 0 \tag{35}$$

$z'=d_t$での速度とせん断力の連続性の式(26)および(28)より各々次式が求まる。

$$A(pd_t+1)+pB-p^2C_1 = -A'/2d_t{}^2p^2-B'd_tp^2-C_2p^2 \tag{36}$$

$$Ad_t+B = A'd_t+B' \tag{37}$$

以上の式(31)，(32)，(34)，(35)，(36)及び(37)の６つの式より，（A，B，C_1，A'，B'，C_2）に関する６元連立方程式を解けば，（A,B,C_1，A'，B'，C_2）は次式のように逐次求められる。

$$B = -3c/(65Td_t) \tag{38}$$

$$A' = (BF+G+E\omega)/(Eh-D) \tag{39}$$

$$B' = -A'h+\omega \tag{40}$$

$$A = (A'd_t+B'-B)/d_t \tag{41}$$

$$C_1 = e^{pd_t}(A'd_t+B'-B)/(d_tp^2)+Be^{pd_t}/p+\alpha \tag{42}$$

$$C_2 = C_1-A(d_t/p+1/p^2)-B/p-d_t{}^2A'/2-d_tB' \tag{43}$$

ここで，（D，E，F，G）はそれぞれ次式のように示される。

$$D = 12(e^{pd_t}-pd_t-1)-p^3h^3-2p^3d_t{}^3$$
$$-3ph(2e^{pd_t}-2pd_t-2-p^2dt^2)-6p^2d_t{}^2 \tag{44}$$

$$E = 12(e^{pd_t}/d_t-p-1/d_t)-3p^3h^2-3p^3dt^2$$
$$-6ph(e^{pd_t}/d_t-p-1/d_t-p^2d_t)-6p^2d_t \tag{45}$$

$$F = -12(e^{pd_t}/d_t-p/2-1/d_t)-6ph(pe^{pd_t}$$
$$-e^{pd_t}/d_t+1/dt-e^{pd_t}/h) \tag{46}$$

$$G = -6p^3\alpha h \tag{47}$$

以上求めた未知定数の値（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）の鉛直分布が求まることになる。

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）せん断力（レイノルズ応力）の評価法

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，せん断力の評価方法を示す。すなわち，２．（１）で示したように，砕波帯内部でのせん断力の分布式は①０～d_tの領域と，②d_t～hの領域では異なると仮定して，それぞれ式(10)および式(11)のように表した。

①０（δ）～d_t領域：

$$\tau = az'+b = f(Az'+B) \tag{48}$$
$$(f=0.0065T\rho c)$$

②d_t～h領域：

$$\tau = a'z'+b' = f(A'z'+B') \tag{49}$$

これらの式(48)と(49)に，式(38)～式(43)のA，B，A'，B'を代入すれば，それぞれの領域でτが得られる。

また，実験値から推定した岡安ら(1987)[6)]のせん断力の実験式は次式のように示されている。

$$\tau = 0.0019\rho C^2/d_t(z'-d_t)+0.0016\rho C^2 \tag{50}$$

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）～（４）に示す。

３。本理論結果の一般的特性および実権値との適合性

（１）渦動粘性係数（ν_t）の鉛直分布の表示法の再検討

前報[5)]（以下に示す前報とは，この論文を指す。）で示したように，砕波帯内におけるν_tの鉛直分布の表示については種々のモデル式（例えば，Svendsen[2)](1984)，黒岩ら[13)](1995)）が提案されている。著者らもこれらの結果を踏まえて，砕波帯内の鉛直方向全領域に渡る，一つの新たなν_tの指数関数表示式［前報の式（7）］を提案した。しかしながら，砕波現象を詳細に観察すると，前述の①領域と②領域とでは異なる流動特性を示していることが分かる。従って，ここでは，ν_tの鉛直分布を２領域に分けて，異なる分布式で表示した方がより現実的であるという観点から，それぞれ前述の式（5），（6）のように仮定して再計算を実施した。

この式（5）のν_tの値の分布傾向は，式中のｐの値に

よって大きく変動し，引いては戻り流れの流速（U）の鉛直分布にも影響を与える。そこで，まず最初に，新たなν_tの鉛直分布の表示式を決定するためには，前報と同様にして，式（5）の式の中に含まれているpの値の変化によるν_t の鉛直分布の変化特性とオーダーを推定することが不可欠である。

図1は，pの値の変化によるν_tの値の鉛直分布の変化特性と従来提案されている結果との比較を示したものである。図中の（a），（b），（c），（d）はpの値がそれぞれp＝０．５，０．３，０．１，０．０１の場合における本理論で用いたν_t の値の鉛直分布，また（e）は岡安らの実験結果[6]，（f）は黒岩らの計算結果[13]を示す。この図から，p＝０．３付近の値のとき，岡安らや黒岩らの結果とはオーダー的には一致するが，特に②領域ではその分布傾向は著しく異なることが明らかである。さらに，pの値の最適値を見出すためには，pの値を微調整することによって，pの値の変化による本理論値のUの値と実権値との合致度の観点からpの値を決定する必要がある。

図2（1）～（3）は，pの値の変化による戻り流れの流速（U）値の鉛直分布の変化特性を示したものである。これらの図から明らかなように，ν_t を①領域では式（5）のようにz’の指数関数で表示し，②領域では式（6）のように一定値と仮定できるとすれば，その鉛直分布傾向はpの値によって大きく変化するものの，pの値を０．３付近の適当な値に設定すれば，Uの理論値と実権値の値はほぼ合致するようになる。 一方，逆にpを０．３よりも大きな値にとれば，特に底面付近で実験値との差異が著しくなり，理論値と実験値の鉛直分布の傾向は大きく異なるようになる。

以上のことを踏まえて，本理論におけるpの最適推定値をp＝０．２５＝１／４と決定した。

（2）本理論結果（U）と従来の理論値および実験値との適合性

図3（1）～（8）は，本理論結果（図中の実線）と従来の理論結果及び岡安らの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ことは，まず第1に，本理論値や他の理論値を実験値と比較すると，前報でも指摘したように，全般的にconduction方程式による結果（図中の2点鎖線）が，実験値と最も良く適合するように思われる。このことは，本来，conduction方程式は非砕波領域で，かつ水平床上で適用されるべき理論であるにもかかわらず，このように傾斜面上の砕波帯内領域でも適用できるということは，砕波帯内といえども，その水表面付近のように特に渦・乱れの強い領域を除けば，波動性が保持されていることを意味している。このことについては，これまでの研究成果でも指摘はなされている。

第2に，前報に示した理論結果と本理論結果を比較した場合，全般的に本理論結果の方が実権値との適合度が概ね良好であると言える。すなわち，図中の一点鎖線［exponential］は，渦動粘性係数ν_tを1つの指数関数の式だけで表示して理論展開した前報の結果を示したものであるが，一方，本理論は，前述のように，渦動粘性係数ν_tを，砕波帯内の鉛直方向断面を2領域に分けて，異なる表示式を仮定して理論展開したものである。このような背景の下に理論値と実験値との適合度を調べてみると，①領域では前報の理論結果の方が実験値との合致度が良いが，一方，②領域では，逆に，本理論値の方が良好である。このように，一長一短があるものの，実験値との分布傾向および合致度の観点から総合的に判断すると，全般的には，前報に比較して本理論結果の方がより改善されたと言える。

第3に，砕波帯内でのせん断力（τ）の鉛直分布を底面から平均水面まで単一の直線式と仮定して理論展開した結果［図中の破線［linear(1)］］は，本理論値や実験値と比較して，鉛直分布傾向がかなり相違していることである。このことから，本理論のように，せん断力も砕波帯内の鉛直方向断面を2層に分けて，各々の領域で異なる分布式で表示することは妥当であるように思われる。

（3）本理論値に及ぼす境界条件等の変化の影響

1）ν_tの係数値の変化による戻り流れの鉛直分布の変化特性

図4（1）～（4）は，ν_tの係数値の変化による（図中のC_2の値で示す。）Uの鉛直分布の変化特性を調べたものである。

これらの図から，前報と同様に，N（ν_tの係数値）を周期が短いほど小さく，周期が長いほど大きく表した方が，Uの理論値と実験値の合致度が良いことが分かる。従って，本理論でもν_tの係数値を周期の関数として表した。すなわち，岡安らによれば，N＝０．０１３cd_tと表されているが，ここでは，N＝(０．００６５T)cd_tとした(c：波速，d_t；トロフの底面からの距離)。

2）戻り流れの鉛直分布に及ぼす水面渦度（ω）の影響

図5（1）～（4）は，底面勾配や周期別に水面渦度の変化が戻り流れの鉛直分布に及ぼす影響を調べて，前報の計算結果と比較したものである。図中の①は本理論の結果，②は前報の理論の結果である。これらの図から明らかなことは，戻り流れの鉛直分布は，①および②とも，水面渦度の大きさに大きく左右されるということである。また，特に底面勾配による差異はほとんど見られないが，一方，周期による影響は，周期が長いほど鉛直分布の差異が顕著になることが，図の（1）と（2）の

比較から明らかである。

3）戻り流れの鉛直分布に及ぼす底面質量輸送速度Uδの影響

図6（1），（2）は，底面質量輸送速度（Uδ）の差異による戻り流れの鉛直分布の変化特性の相違を示したもので，①は本理論結果，②は前報の理論結果である。なお，図中のMの値は，Uδ／（H／T）を変化させるためにそれに乗じた係数である。

これらの図から明らかなように，Mの値の変化によって，全体的な戻り流れの鉛直分布の傾向の変化は，底面付近を除けばあまり見られないようである。

従って，Uδと水面渦度を的確に評価すれば，本理論値と実験値との適合性はかなり良好になることは明らかである。

4）戻り流れの鉛直分布に及ぼす波高変化の影響

図7（1），（2）は，波高（H）の変化による本理論値の鉛直分布の変化特性を調べ，前報の結果と比較したものである。図中の①は本理論結果，②は前報の理論結果である。ここでは，波高推定式に簡略式であるH＝０．５ｈを適用した。

これらの図から明らかなように，波高の変化による差異は，他の条件の変化の影響に比較してほとんど見られないようである。

5）循環流を考慮したUの鉛直分布の修正結果と実験値との適合性

図8（1）～（4）は，Uの鉛直分布を全体の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。これまでと同様に，①は本理論値，②は前報の理論結果を示す。これらの図から，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，理論値を水平方向に適当に平行移動させれば，実験値との合致度は非常に良好になることが分かる。このことは，実験水槽の中に，新たに循環流が発生していることが推測できる。

（4）本理論値に基づくせん断力（τ）の鉛直分布特性

図9（1）～（4）は，本理論で導出された砕波帯内の内部せん断力（τ）の式（48）と（49）を実線,岡安らが示した実験式（50）を破線および前報の理論結果を点線で示して比較したものである。

これらの図から．①底面からd_tまでの領域でのこれらの理論結果の鉛直分布特性の差異は，図の（2）を除いてあまり見られないが，一方，d_t～ｈまでの領域での理論結果のそれには大きな差異が見られること，②せん断力の鉛直分布を底面からd_tまでの間を，単一の直線式を用いて表した戻り流れの実験結果（図９中の破線）と，本理論のように領域を２層に分けて，それぞれ異なる直線分布式で表示して計算した結果とは，特に，水深の中間付近から底面付近にかけての領域で著しく異なることがあること，③ここには示していないが，岡安らの実験結果によるせん断力の鉛直分布が，d_t～ｈまでの領域で直線勾配が負の値を示すこともあるが，図３で示した岡安らのUの実験値の水表面付近の鉛直分布特性からも判断されるように，水表面付近のτの分布式が負の勾配になることはあり得ないことから，本理論結果および前報の理論結果のように，水表面付近のせん断力の分布式は正の勾配になることが妥当であると思われること，等が分かる。

このように，本理論値でも前報の結果と同様に，特に水表面付近でのせん断力の分布式の勾配が著しく大きくなっていることは，これまでにも指摘されているように，砕波帯内の水表面付近では，特に砕波による顕著な水平流（砕波流）の発生によって，大きなせん断流が存在することに起因しているものと推測される。

また，せん断力の鉛直分布は，本理論値のように，①底面からd_tまでと，②d_tからｈまで，の２つの領域に分けて異なる表示式で表すことが必要であると思われるが，現在のところ正確な実験データがないので，今後，新たな実験による検証が必要である。

４．結論

以上，砕波帯内における定常流速（戻り流れ）の鉛直分布の表示式の確立を目指して，前報に引き続いて理論の改善を進めてきた。本論文では，特に，砕波帯内における渦動粘性係数（ν_t）を,渦や乱れの生成領域とその拡散領域の２層に分けて，それぞれ異なる分布式で表示できると仮定して新たな理論展開を行ってきた。その結果を要約して示せば，次の通りである。

1）ｐ（ν_tの指数関数表示における指数）の値の変化による，戻り流れ（U）の鉛直分布の変化特性は顕著である。しかしながら，ｐの値を適当に与えれば，Uの理論値と実験値との適合性は非常に良好になることから，ｐの最適値としてをｐ＝０．２５＝１／４と決定することができた。

2）本理論値とこれまでに求めた他の理論値との比較においては，全般的には，conduction方程式に基づく結果が最も実験値に適合するようである。このことは砕波帯内と言えども,Longuet-Higginsのconduction方程式は適用できることを示唆しているものと思われる。

3）本理論のように，砕波帯の鉛直領域を２層に区分して，渦動粘性係数ν_tおよび内部せん断力とも,それぞれ異なる表示式で表して理論展開したUの結果は,d_t以下の領域では若干前報の理論結果に比して実験値との合致度は劣っているものの,d_tより上の領域では本理論結果

の方が実験値との適合性が良好であることから，全般的なUの鉛直分布傾向は，本理論結果の方が前報のそれに比較して改善されたと言える。

４）ν_t の係数値（N）の変化によるUの鉛直分布の変化特性は，Nの値を周期が短いほど小さく，周期が長いほど大きく表した方が，Uの理論値と実験値との適合度がより良好になることから,本理論においてもν_tの係数値Nは周期の関数であることが明らかになった。

５）水面渦度（ω）の戻り流れの鉛直分布に及ぼす影響は，これまでと同様に，非常に顕著であり，特に，底面勾配による差異はほとんど見られないが，周期による影響は非常に顕著になることが明らかになった。

６）底面質量輸送速度（Uδ）の変化による戻り流れの鉛直分布の変化特性の差異は，従来示した結果と同様，底面付近での若干の差異を除けば，あまり見られないようである。

７）波高推定式に簡略式Ｈ＝０．５ｈを使用した場合，波高変化による戻り流れの鉛直分布の変化特性の差異は，底面付近を除いてほとんど見られないことから，本理論に適用した水面渦度の推定式による水面渦度の結果は，波高の変化にあまり大きく左右されないが，一方，底面質量輸送速度の結果には，かなり影響を与えることが明らかになった。

８）本理論によるUの結果と実験結果との差異が非常に顕著の場合でも，理論結果の鉛直分布形を，単に全体的に水平方向に平行移動すれば，実験値との合致度は非常に良好になることから，実験結果によっては，３次元的な定常流（循環流）の存在の可能性が大であることが推測される。

９）砕波帯内におけるせん断力の鉛直分布は，底面から平均水面までの全領域を１つの分布式で表示するよりも，本理論のように，その領域を２層に分けて表示する方が，Uの理論値と実験値との適合性の観点からは妥当であるように思われる。特に，ｄｔ～ｈまでの，いわゆる渦や乱れの生成領域でのせん断力の分布式を如何に表示するかと言うことが，本理論値の精度を高めるキーポイントであるように思われる。

最後に，図面の整理にご助力を惜しまなかった大阪府立高専 学校技師 坂本幸雄さんと私の家内（平山邦枝）に，深甚なる謝意を表します。また，この論文を今は亡き最愛の娘（平山智子）に捧げたい。娘のいつも絶やさないあの美しい笑顔と純真さ，私が遅く帰るときはいつもバス停まで迎えに来てくれたあのやさしさと家族思い，そしてこの研究紀要の論文を書く度に，「お父さんはいつも頑張ってるね。」と言ってくれたあの励ましと温かいいたわりの心が私の脳裏に深く刻まれて，いつまでも忘れることができない。ここに，今もなお私の心を支えている，このような生前の娘の親孝行に対して，心から感謝の気持ちを表すとともに，改めて冥福を祈りたい。

参 考 文 献

１）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（Ⅱ），大阪府立高専研究紀要，Vol.33，pp.23-30,1999.

２）Svendsen,Ｉ.Ａ：Mass flux and undertow in a surf zone,Coastal Engineering，Vol.8，pp.347-365,1984.

３）北條鉄也・真野 明：粒子追跡法を用いた砕波帯での表面流速測定,海岸工学論文集,第43巻,(1),pp.46-50,1996.

４）柴山知也・Winyu Rattanapitikon：砕波帯内戻り流れ（Undertow）の推定法，海岸工学論文集,第48巻,(1),pp.111-115,2001.

５）平山秀夫・安東祐一・本田尚正：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.

６）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.

７）本田尚正・平山秀夫：砕波帯内における定常流速（戻り流れ）の鉛直分布の表示法，水工学論文集，第47巻，pp.1315-1320,2003.

８）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.

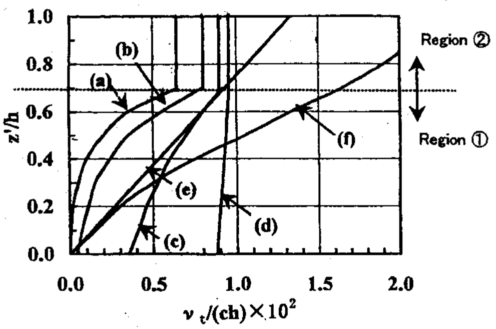
９）平山秀夫：砕波帯内における質量輸送（戻り流れ）の鉛直分布に関する研究,海岸工学論文集,第37巻,(1),pp.41-45,1990.

１０）平山秀夫：砕波帯内における戻り流れの鉛直分布に関する理論的研究,海岸工学論文集,第40巻(1),pp.66-70,1993.

１１）灘岡和夫・広瀬文人：砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化，第33回海岸工学講演会論文集，pp.26-30,1986.

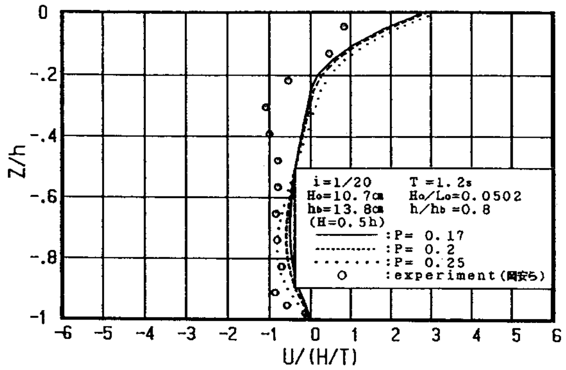
１２）平山秀夫・本田尚正：砕波に伴って発生する大規模水面渦による平均渦度の推定法，水工学論文集，第45巻，pp.445-450,2001.

１３）黒岩正光・孫彰培・野田英明：乱れの運動エネルギー輸送方程式を用いた渦動粘性係数と戻り流れの評価,海岸工学論文集,第42巻(1),pp.111-115,1995.

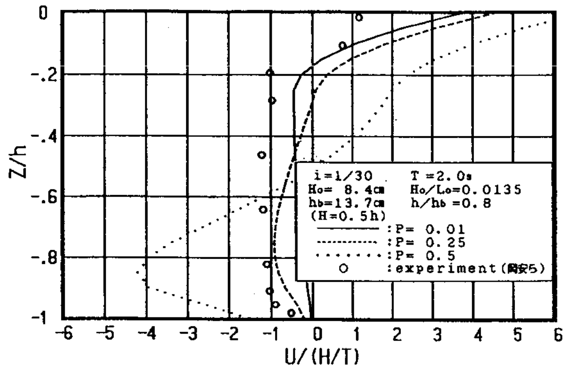


(T=1．0s，H=13．1cm，h／hb=0．45)

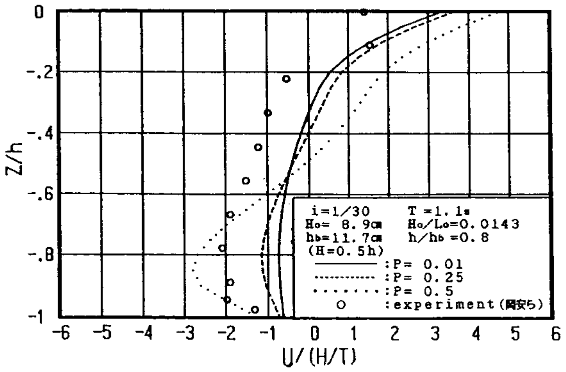
図1　ν_tの推定値の種々の方法による鉛直分布の比較



(1) i=1／20，T=1．2s，h／hb=0．8

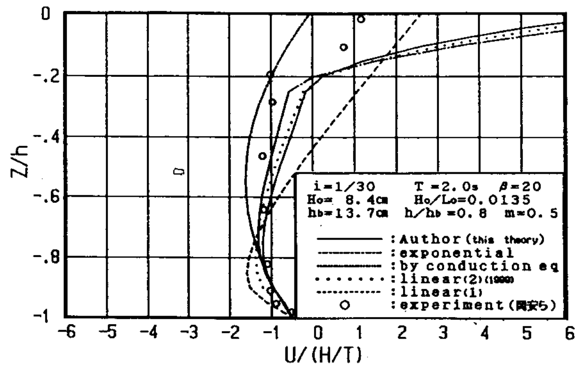


(2) i=1／30，T=2．0s，h／hb=0．8

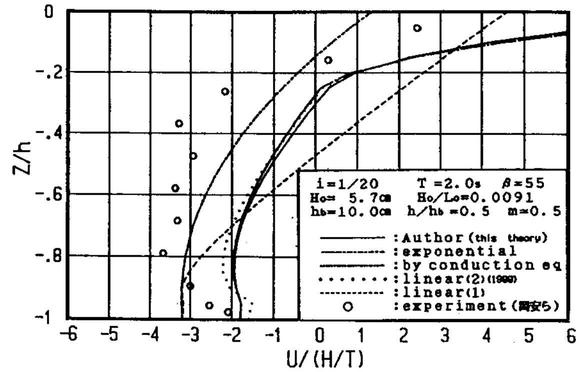


(3) i=1／30，T=1．1s，h／hb=0．8

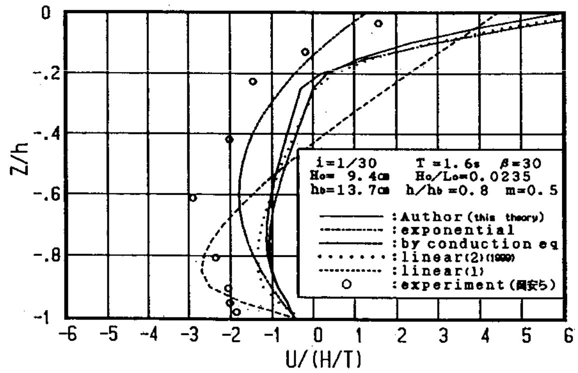
図2　pの値によるUの鉛直分布の変化特性



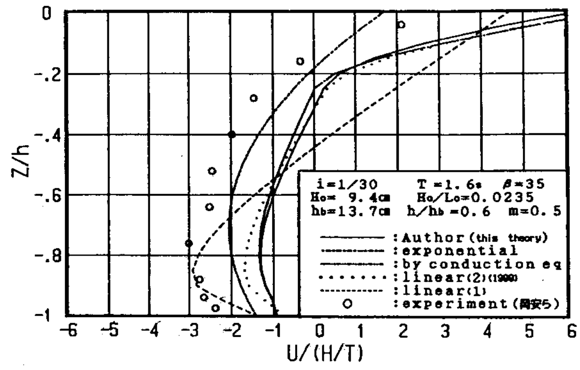
(1) i=1／30，T=2．0s，h／hb=0．8



(2) i=1／20，T=2．0s，h／hb=0．5

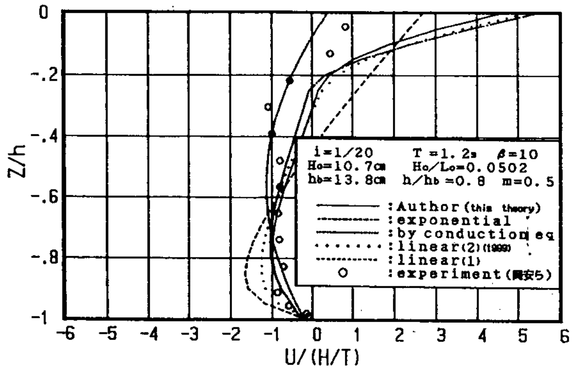


(3) i=1／30，T=1．6s，h／hb=0．8

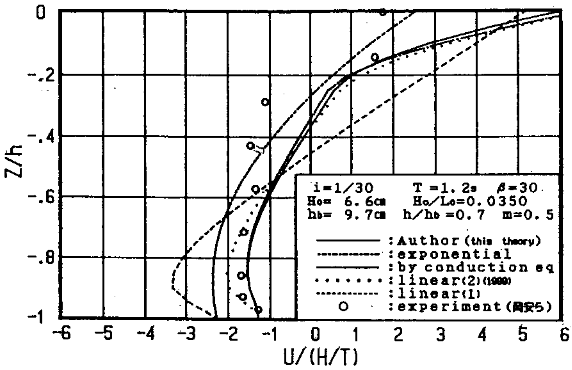


(4) i=1／30，T=1．6s，h／hb=0．6

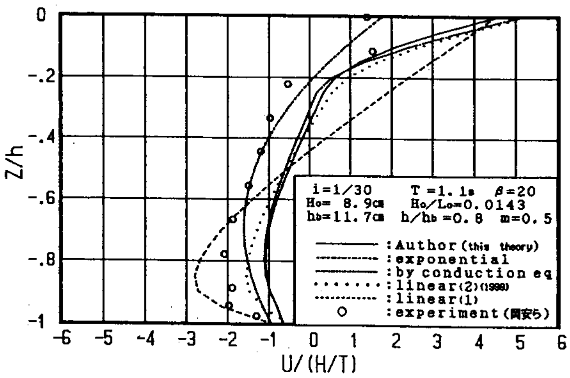
図3　本理論値と実験値及び他の理論値との比較（1）



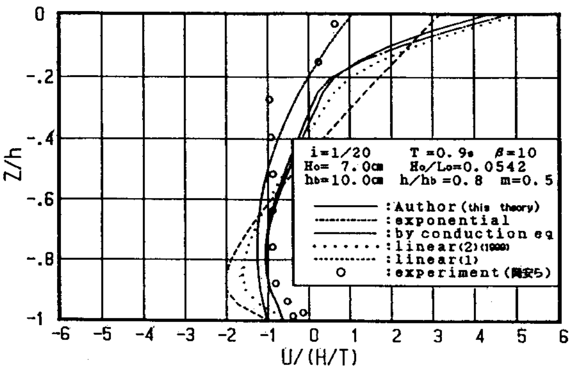
(5) i=1/20, T=1.2s, h/hb=0.8



(6) i=1/30, T=1.2s, h/hb=0.7

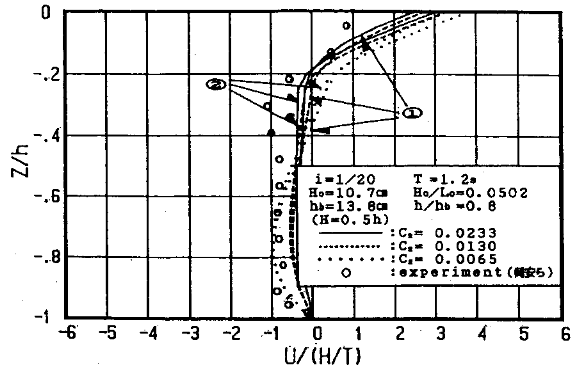


(7) i=1/30, T=1.1s, h/hb=0.8

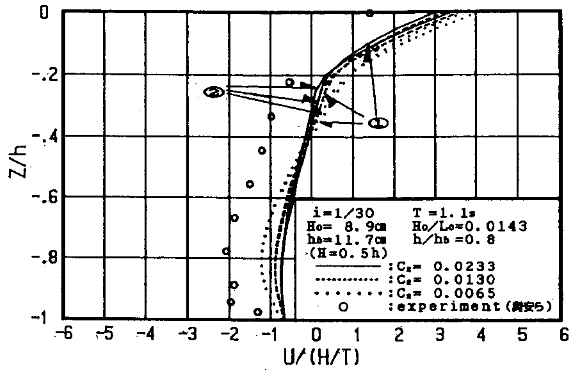


(8) i=1/20, T=0.9s, h/hb=0.8

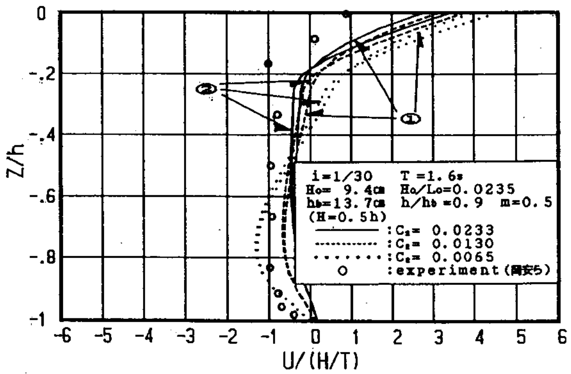
図3 本理論値と実験値及び他の理論値との比較（2）



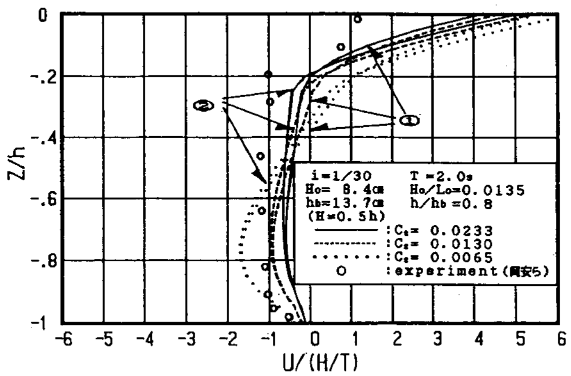
(1) i=1/20, T=1.2s, h/hb=0.8



(2) i=1/30, T=1.1s, h/hb=0.8

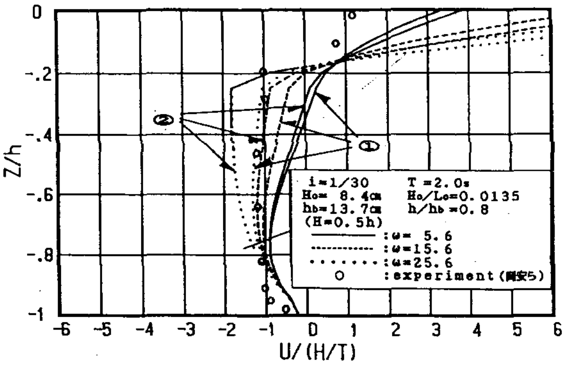


(3) i=1/30, T=1.6s, h/hb=0.9

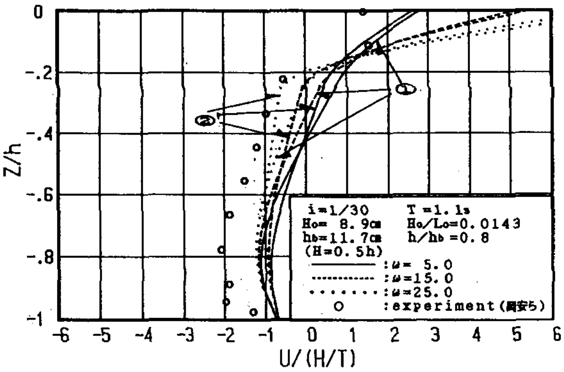


(4) i=1/30, T=2.0s, h/hb=0.8

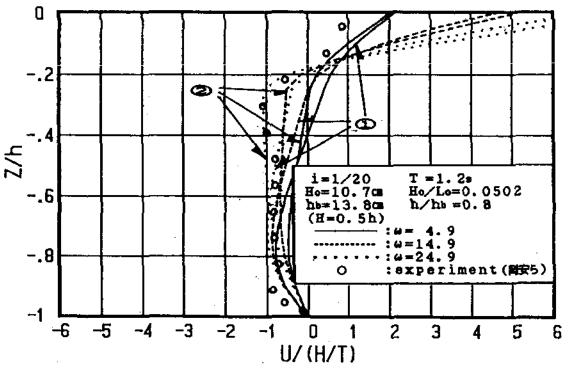
図4 ν_tの係数値の変化のUへの影響



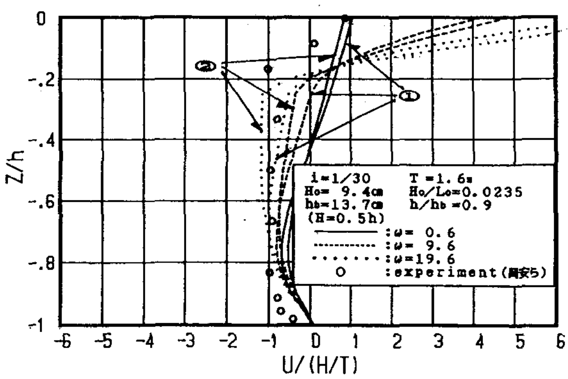
(1) i=1/30, T=2, 0s, h/hb=0. 8



(2) i=1/30, T=1. 1s, h/hb=0. 8

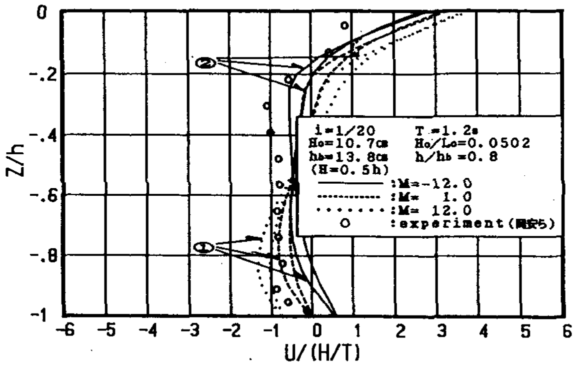


(3) i=1/20, T=1. 2s, h/hb=0. 8

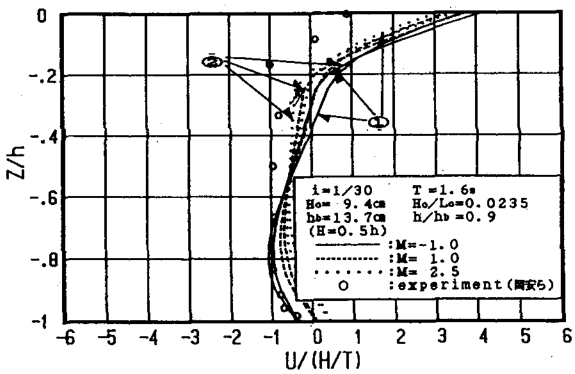


(4) i=1/30, T=1. 6s, h/hb=0. 9

図5 水面渦度のUの鉛直分布への影響

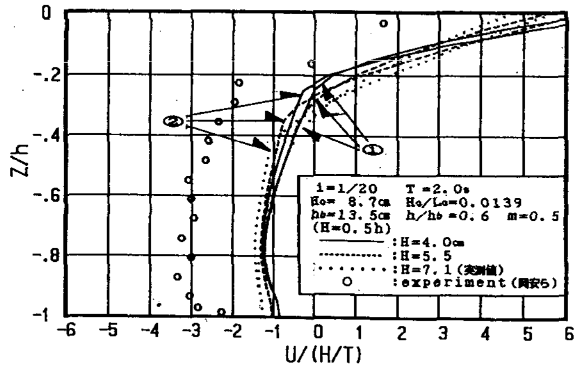


(1) i=1/20, T=1. 2s, h/hb=0. 8

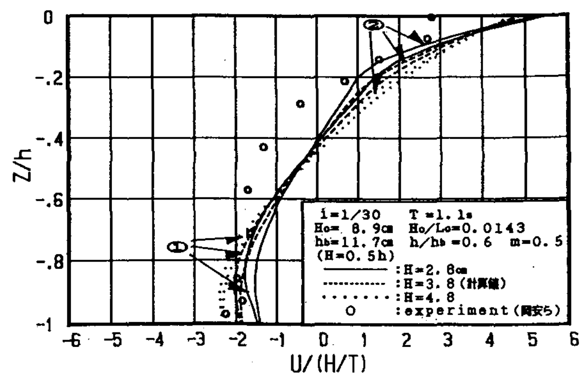


(2) i=1/30, T=1. 6s, h/hb=0. 9

図6 底面質量輸送速度のUの鉛直分布への影響

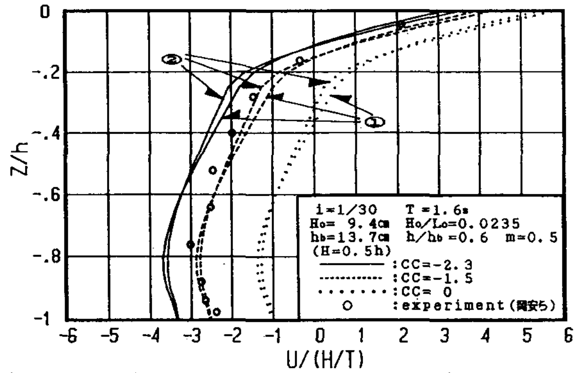


(1) i=1/20, T=2, 0s, h/hb=0. 6

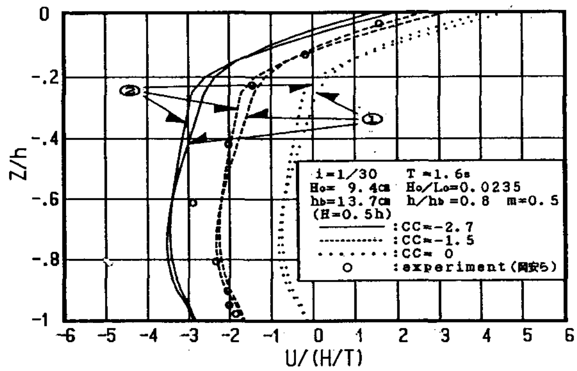


(2) i=1/30, T=1. 1s, h/hb=0. 6

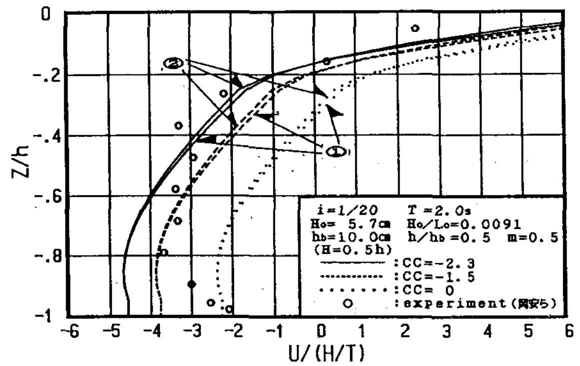
図7 波高変化のUの鉛直分布への影響



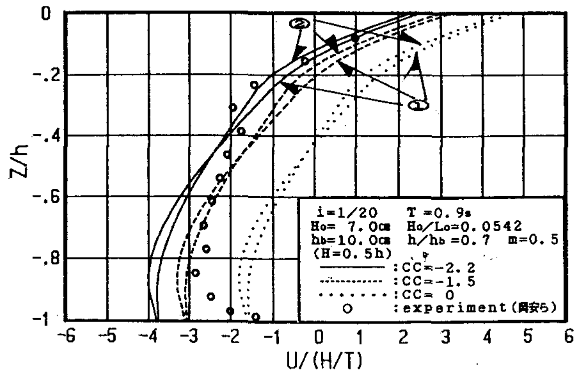
(1) i=1/30, T=1.6s, h/hb=0.6



(2) i=1/30, T=1.6s, h/hb=0.8

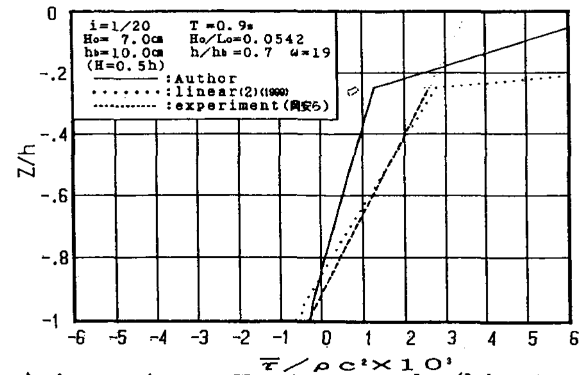


(3) i=1/20, T=2.0s, h/hb=0.5

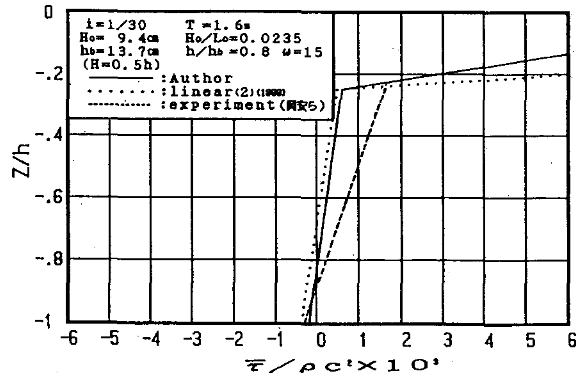


(4) i=1/20, T=0.9s, h/hb=0.7

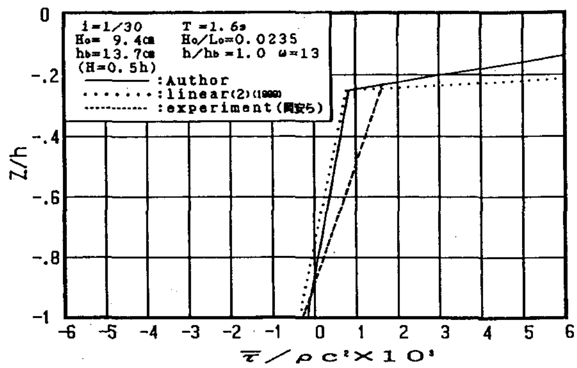
図8 Uの平衡移動による結果と実験値との比較



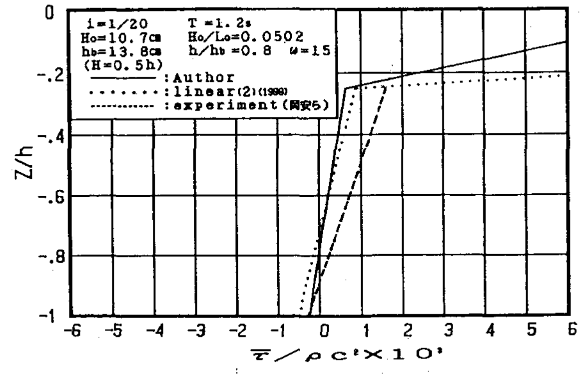
(1) i=1/20, T=0.9s, h/hb=0.7



(2) i=1/30, T=1.6s, h/hb=0.8



(3) i=1/30, T=1.6s, h/hb=1.0



(4) i=1/20, T=1.2s, h/hb=0.8

図9 せん断力（τ）の鉛直分布の理論値と実験値の比較