第II部門　**碎波帯内における渦動粘性係数の表示法とそれに基づく戻り流れの鉛直分布特性**

大阪府立工業高等専門学校　正　員 ○ 平山　秀夫
大阪府立工業高等専門学校　　　　　　谷村　将希
大阪府立工業高等専門学校　　　　　　難波　雅史

1．はしがき：本研究は，傾斜面上碎波帯内での大規模渦に起因する水平流とその補償流としての戻り流れの鉛直分布特性を解析的に検討したもので，これまでの研究の継続である．ここでは，特に，碎波帯内における渦動粘性係数の鉛直分布を指数関数で表示した場合の，戻り流れの鉛直分布の変化特性を理論的に調べ，従来の実験値や種々の理論値との適合性を比較検討したものである．

2．戻り流れ（undertow）の理論解析法

本理論の特徴は，昨年度と同様に碎波帯内の鉛直方向領域を，①底面からd_t（トロフの底面からの高さ）と②d_tからh（平均水位）までの間の2領域に分けて，それぞれの領域でのせん断力の鉛直分布が異なる直線分布式で表示されると仮定したこと，さらには，渦動粘性係数ν_tを新たに鉛直座標の指数関数として表現し，新たな理論展開を行ったことである．計算が非常に繁雑であるので，詳細は省略し，ここではその骨格と結果だけを示す．

（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$\bar{\tau}$と定常流速Uの関係を示した渦動粘性モデル式は，次式のように与えられている．（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．）

$$\bar{\tau} = -\rho\overline{u'w'} = \rho\nu_t \partial U/\partial z' \quad (1), \quad \nu_t = (0.0065T)cz' \quad (2)$$

一方，ここでは，ν_tを次式に示すような指数関数で表示できるものと仮定する．

$$\nu_t = Ne^{p(z'-d_t)} \qquad (3)$$

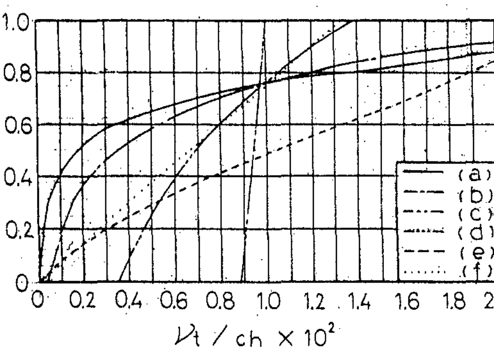
ここで，$p(>0)$，Nは定数である．Nの値は，$z'=d_t$でのν_tの値が岡安らの結果を若干修正した式(2)と等しいと仮定すれば，

$$N = 0.0065Tcd_t \qquad (4)$$

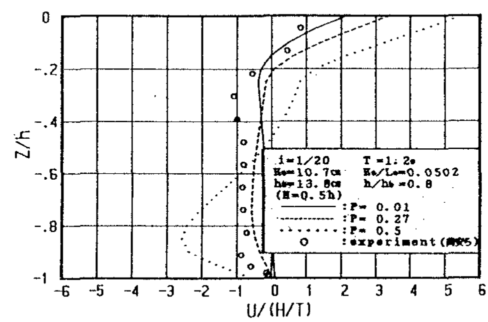
となる．pはν_tの鉛直分布を支配する任意定数であるが，ここでは後述するようにpの変化によるν_tの鉛直分布の変化を示した図－1と，pを任意に変化させた場合の本理論値U（戻り流れの流速）の岡安らの実験値(1987)との適合性（図－2）からp=0.27と決定した．

従って，ν_t及び$\bar{\tau}$は最終的にはそれぞれ次式のように表される．

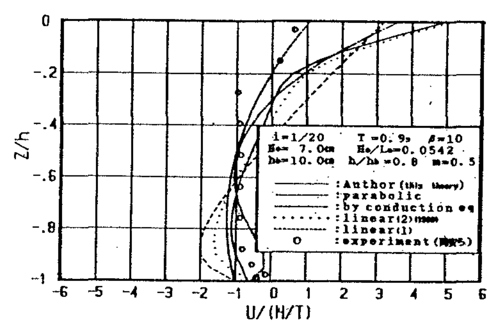
$$\nu_t = 0.0065Tcd_t e^{p(z'-d_t)} \qquad (5)$$



図－1　pの値及び種々の方法によるν_tの変化特性



図－2　pの変化による鉛直分布の変化特性



図－3　本理論値と実験値及び他の理論値との比較

Hideo HIRAYAMA, Masaki TANIMURA, Masashi NANBA

$$\overline{\tau} = 0.0065\rho Tcd_t e^{p(z'-d_t)}\partial U/\partial z'$$
$$=\rho N e^{p(z'-d_t)}\partial U/\partial z' \qquad (6)$$

ここで，c：波速（$=\sigma/k,\sigma=2\pi/T,k=2\pi/L$）である．この式(6)がいわゆる渦動粘性モデル式（基礎式）である．また，$\overline{\tau}$の分布は，前報(1999)と同様に，領域別に次式のように仮定する．

①（$\delta\sim d_t$）領域の場合：$\overline{\tau}_1 = az'+b$ (7),　　②（$d_t\sim h$）領域の場合：$\overline{\tau}_2 = a'z'+b'$ (8)

いま，①領域及び②領域の定常流速をそれぞれU_1, U_2とすれば，式(1)と(7)及び式(1)と(8)の関係から，U_1 U_2は次式のように表現される．

$$U_1 = -(A/p)z'e^{-p(z'-d_t)} -(A/p^2+B/p)e^{-p(z'-d_t)}+ C_1 \qquad (9)$$

$$U_2 = -(A'/p)z'e^{-p(z'-d_t)}-(A'/p^2+B'/p)e^{-p(z'-d_t)}+ C_2 \qquad (10)$$

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

（２）境界条件式：ａ）水面条件式：灘岡ら(1986)が提案したの渦の発生個数についての実験式に基づいてエネルギー保存式を用いて平均渦度を推定した(平山,1997)．

ｂ）底面条件式：これは，次式のように与えられる．

$U_1 \big|_{z'=0} \fallingdotseq U_1 \big|_{z'=\delta} = U\delta = \alpha$ (13)，ここで$U\delta$は平山の式(1993)を用いる．

（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．

$\int_0^{d_t} U_1 dz' + \int_{d_t}^{h} U_2 dz' = 0$ (14)．この式から次式が得られる．

$$A(-2e^{pd_t}+pd_t+2)/p^3+B(-e^{pd_t}+1)/p^2+C_1 d_t$$
$$+A'\{(ph+2)e^{-p(h-d_t)}-pd_t-2\}/p^3+B'\{e^{-p(h-d_t)}-1\}/p^2+C_2(h-d_t) = 0 \qquad (14')$$

（４）その他の付加的条件式：ａ）運動の連続性の条件：$z=d_t$では，運動の連続性より，次式が成立する．

$U_1 = U_2$ (at $z'=d_t$) or $A(pd_t+1)+pB-p^2C_2=A'(pd_t+1)+pB'-p^2C_2$ (15)

$\overline{\tau}_1 = \overline{\tau}_2$ (at $z'=d_t$) or $Ad_t+B=A'd_t+B'$ (16)

ｂ）底面せん断力（$\overline{\tau}\big|_{z'=0}$）の設定：ここでは，底面せん断力（$\overline{\tau}_0$）として，岡安ら(1987)の推定値を用いることにした．

$\overline{\tau}_0=\overline{\tau}\big|_{z'=0}= -0.0003\rho c^2 = b = \rho NB$ 　(at $z'=0$)　　(17)

３．理論結果及び考察

いま，式(9)，(10)を式(11)，(13)，(14)，(15)，(16)，(17)に代入して，変数（B，A'，B'，A，C_1，C_2）に関する６元連立方程式を解けば，これらの変数は，順次決定される．

この(A,B,C_1,A',B',C_2)の値を式(9)のU_1と式(10)のU_2に代入すれば，戻り流れの流速(U)が求まる．

図－１は，式(3)中のｐの値の変化によるν_tの鉛直分布の変化特性及びこれまでに示されている種々の方法に基づくν_tの鉛直分布特性を比較したものである．図中の(a)はｐ=0.5，(b)はｐ=0.3，(c)はｐ=0.1，(d)はｐ=0.01の場合のν_tの結果，また(e)は黒岩ら(1995)が示した乱れの運動エネルギー輸送方程式に基づいた数値計算結果であり，さらに(f)は岡安ら(1987)によるものを表している．これらの結果の比較により，本理論値におけるｐの概略値を決定し，さらに，図－２で示すように，Ｕ（戻り流れ）の理論値と実験値との適合性からｐの最適値を0.27と決定した．図－３は，本理論値と実験値及び従来の理論値と比較した結果である．

４．おわりに：以上，本理論により得られた結果を要約すると，次のようである．

(1)渦動粘性係数(ν_t)を鉛直座標の指数関数として表現すれば，従来の理論結果よりも実験値との適合度が良いこと，(2)ν_tの係数値(N)の値は周期に依存するため，周期が短いほどＮの値を小さく表した方が良いこと，(3)砕波帯内における波高推定式として，簡略式H=0.5hを適用しても問題がないこと，等が明らかになった．