

砕波帯における戻り流れについて

京都大学防災研究所 正員 土屋 義人
 京都大学防災研究所 正員 山下 隆男
 日本工学株式会社 正員 榎本 実

1. 緒言 近年、砕波帯付近における波浪の変形・伝播およびそれに伴う水の循環システムが海岸工学上重要な問題のひとつになっている。これに対して、従来離岸流および沿岸流などの3次元補償流が主として研究されてきた。(しかしながら、最近、Svendensenによつて2次元構造を持つ戻り流れ(undertow)が理論的に研究された。本研究では、これに基づいて新たに水平拡散の効果を加えた基礎式を導き、また境界条件を検討して Svendensen の理論を修正した結果について述べる。

2. 基礎式 著者らが Svendensen の理論を基に導いた戻り流れの基礎式は、次のように表される。

$$\left(\nu_t \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \nu_t \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u_p^2 - u_p^2}) + \frac{\partial}{\partial x} (g\zeta) \quad (1)$$

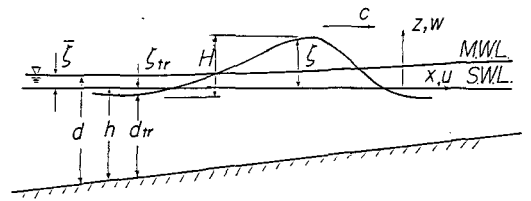


図-1 座標系

ここに ν_t は渦動粘性係数、添字 p は速度の波動成分、バーは波の周期にわたる時間平均を表す。右辺第1項は速度の乱れ成分による Reynolds 応力また第2項は水平拡散を表す。この式を解くには水平方向に2つ、鉛直方向に2つの計4つの境界条件が必要であるが、水平方向については実験データの不足により与えることができなかったため、ここでは水平拡散項を省略した式を用いて、その数値計算を行った。鉛直方向の境界条件のひとつとしては、このモデルが2次元定常状態に対するものであることから、任意の地点 x において連続関係(2)式が当然成立することになる。いまひとつの境界条件として、ここでは波のトラフ水面における波による流れの運動量損失がトラフ水面における摩擦力に等しいとして与えられる(3)式のような条件を用いることにする。

$$\int_{-h}^{\zeta} u dz = 0 \quad (2), \quad \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{c}{\nu_t} \frac{\partial Q}{\partial x} \quad (3) \quad \text{ここに,} \quad Q \equiv \int_{\zeta_{tr}}^{\zeta} u dz \quad (4)$$

以上の境界条件を用いると、結局戻り流れ速度の鉛直分布は、次のように表わされる。

$$U(z) = \frac{1}{2\nu_t} \frac{dV_t}{dx} z^2 - \left(c \frac{dQ}{dx} + \zeta_{tr} \frac{dQ}{dx} \right) \frac{z}{\nu_t} - \frac{1}{\rho d_{tr}} \left\{ \frac{dV_t}{dx} \int_{-h}^{\zeta_{tr}} \frac{z^2}{2\nu_t} dz - \left(c \rho \frac{dQ}{dx} + \zeta_{tr} \rho \frac{dV_t}{dx} \right) \int_{-h}^{\zeta_{tr}} \frac{z}{\nu_t} dz \right\} + U_b \quad (5)$$

$$\text{ここに,} \quad M_x = \rho (\overline{u_p^2 - u_p^2}) + \rho g \zeta, \quad \int_{-h}^{\zeta_{tr}} u dz = \int_{-h}^{\zeta_{tr}} U dz = U_b d_{tr} \quad (6)$$

3. 計算条件 計算にあたり必要な(5)式における各項の評価は Svendensen が用いたものとはほぼ同様であり、それは次のように表される。

Yoshito TSUCHIYA, Takao YAMASHITA, Minoru UEMOTO

$$\left. \begin{aligned} Q &= c \frac{H^2}{h} (B_0 + \frac{A}{H^2 L} \frac{d_{tr}}{h}), \quad U_0 = -c (\frac{H}{h})^2 (B_0 + \frac{A}{H^2 L} \frac{d_{tr}}{h}) \\ \rho (\overline{u_p^2} - \overline{u_p^2}) &= \rho \overline{u_p^2} = c^2 (\frac{H}{h})^2 B_0, \quad B_0 = \frac{1}{T} \int_0^T (\frac{c}{h})^2 dt \end{aligned} \right\} (7)$$

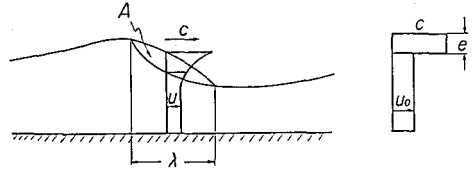


図-2 水平速度分布の仮定

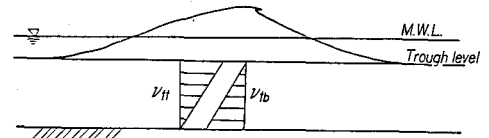


図-3 渦動粘性係数の鉛直分布の仮定

表-1 各パラメータに対する実験値

d/d_h	H (m)	d (m)	d_{tr} (m)
0.88	0.119	0.185	0.154
0.76	0.090	0.164	0.131
0.65	0.070	0.144	0.110
0.53	0.061	0.123	0.090
0.41	0.046	0.100	0.073

ここに、鉛直速度 w は水平速度 u と比べて無視できるほど小さいと仮定し、また、図-2に示すようにその分布をモデル化してある。なお、 B_0 は戻り流れの鉛直分布を求めるために非常に重要なパラメータであり、非線形波動の伝播を記述する方程式により、数値計算で求められるべきものであるが、ここでは実験値を用いることにする。渦動粘性係数は底面の影響によるものと、トラフ水面との流れの影響によるものとで表されるが、これは図-3に示すように、両者とも実用上三角形分布を示すと思われることから、渦動粘性係数は鉛直方向に一定であるとして次式のように表す。

$$\nu_t = 0.01cH. \quad (8)$$

4. 計算結果と実験値との比較 計算に用いたパラメータの値は表-1に示すとおりである。波高の減衰率 $dH/dx = 0.02$ および海底勾配は $1/40$ として計算を行った。図-4には計算結果と実験値との比較を示す。ここに、実験は本研究によるものであり、破線は Svendsen によるものである。両者は境界条件のひとつを除き、ほぼ同じ基礎式および計算条件を用いているが、実験の方がより実験値と一致する分布形を示し、その傾向は特に底面近くに於いて著しい。しかしながら、岸に近づくにつれて、両者はほぼ同一の分布形を示すようになり、また実験値とも一致しなくなる。これは波高の変化を水深に比例させたことが最大の原因と考えられる。このため碎波帯内の波高減衰を正確に評価することが必要となる。さらに、渦動粘性係数の鉛直分布を定式化することができれば、計算結果はより実験値に近づくと思われる。

5. 結 語 以上のように、碎波帯における戻り流れは、トラフ水面において境界条件を与えることにより、Svendsen が導いたと同様な基礎式を用いれば、その鉛直分布をより正確に求めることができた。また、戻り流れの特性はトラフ上における波の状態に大きく影響されていることがわかったので、今後、水平拡散項を考慮することにより、戻り流れの空間的分布も計算できるであろう。

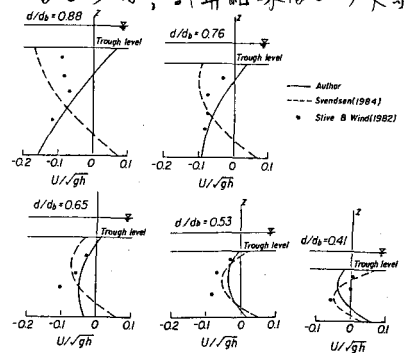


図-4 計算結果と実験値との比較

参考文献: Svendsen, I. A.: Mass flux and undertow in a surf zone, Coast. Eng., 8, 1984, pp. 347-365