

鹿児島大学工学部 正会員 佐藤 道郎

1. ま え が き 空気防波堤(pneumatic breakwater)や噴流防波堤(hydraulic breakwater)の消波機能において波の伝播方向と逆向きの表層流が重要な役割をすることから、Taylor⁽¹⁾は深水波について波が難水⁽²⁾なくなる流れを理論的に与えた。この理論は岩垣、浅野⁽³⁾によつて水深と戻り流れの影響を考慮した場合について拡張された。一方、これらの計算で得られるものよりも弱い流れであっても碎波等によつて部分的に消波効果のあることからBrevik⁽⁴⁾は空気防波堤による波高変化の過程を考慮して消波効果を論じた。このように完全に波を遮らないまでも部分的な減衰効果を期待するという観点から、これらの装置の消波機能を考えようとした場合には波がこれらの装置によつてどんな変形を受けながら消波されていくのかという点を詳細に調べていく必要があろう。本報告は比較的モデル化しやすいNece et al.の実験と同様に水面付近に設置された多孔管からの噴流によつて表層流を生じさせた場合について、波がこの装置を通過する過程でどんなことが生じているのか調べようという試みの一部で、まず第一として碎波に至る前の波の波高変化を流れの厚さや流速の変化を簡単にモデル化して計算を行い実験結果と比較してみたものである。

2. 波 高 変 化 かつて著者は深さ方向に一樣でない速度分布をもつ不等流上の波のエネルギー収支を水面勾配や乱れの効果等を含めて求めたが、ここでは流れ方向の速度勾配が比較的大きいことから第一段階として流速分布のみを考慮して計算を行った。すなわち、波は微小振幅波として次の関係から波高変化を求めてみた。

$$(1) \quad dE_f/dx = - \left[\int_{-h}^0 \rho (u^2 - v^2) \frac{\partial U}{\partial x} dy + \frac{1}{2} \rho g \bar{h}^2 \frac{dU}{dx} \right]$$

E_f は波エネルギー流束、 U は流れの速度、 u , v は波の水粒子速度、 h は水深、 g は重力加速度、 $\bar{h}$ は静水面からの変動水位、 $\bar{U}$ は表面流速、over bar は平均を表す。x軸は静水面上波の進行方向に、y軸は鉛直上向きにとる。右辺はLonguet-HigginsとStewart⁽⁶⁾によるradiation stress S_x を含んだ項 $S_x \frac{dU}{dx}$ に相当する。 U の深さ方向の分布形は曲率をもつ流れを考えると計算があまりに煩雑となり、三角形分布が簡単で比較的良好であるので三角形分布として計算を行った。計算の詳細は紙面の都合で略すが結果のみを示せば次のとおりである。 $x=0$ における波高(入射波高)を H_0 として、ある点xにおける波高を H とすると

$$(2) \quad H/H_0 = (C_E \gamma_0 / C_E \gamma)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\int_0^x \alpha dx \right)$$

C_E は波エネルギーの伝達速度(エネルギー密度を E としたとき E_f/E)で、 γ は $E/(1/2 \rho g a^2)$ (a :振幅) γ^2 である。これらと α は次のように表わされる。添字(0)は $x=0$ における値を意味する。

$$(3) \quad C_E = \frac{g U_0 + \{g - (C - U_0) \frac{U_0}{g_0}\} \left\{ C \left(1 - \frac{\bar{\Phi}_c(-y_0) \bar{\Phi}_s(-y_0)}{\bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} \right) - U_0 \frac{\bar{\Phi}_c(-y_0) \bar{\Phi}_s(-y_0)}{\bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} + \frac{U_0}{m y_0} \left(\frac{\bar{\Phi}_c(-y_0)}{\bar{\Phi}_c(0)} - \frac{\bar{\Phi}_s(-y_0)}{\bar{\Phi}_s(0)} \right) - \frac{m y_0}{2} U_0 \left(\frac{\bar{\Phi}_c(0)}{\bar{\Phi}_c(0)} - \frac{\bar{\Phi}_s(0)}{\bar{\Phi}_s(0)} \right) + \frac{(C - U_0) \sinh 2m(h - y_0)}{2 \bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} + \frac{m h C}{\bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} \right\}}{g + \{g - (C - U_0) \frac{U_0}{g_0}\} \left\{ 1 + \frac{U_0}{m y_0 C} \frac{\bar{\Phi}_s^2(-y_0)}{\bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} \right\}}$$

$$(4) \quad \gamma = \frac{1}{2g} \left\{ g + \{g - (C - U_0) \frac{U_0}{g_0}\} \left\{ 1 + \frac{U_0}{m y_0 C} \frac{\bar{\Phi}_s^2(-y_0)}{\bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} \right\} \right\}$$

$$(5) \quad \alpha = - \frac{1}{2} \frac{m \{g - (C - U_0) \frac{U_0}{g_0}\} \left(\frac{\bar{\Phi}_c(0)}{\bar{\Phi}_c(0)} - \frac{\bar{\Phi}_s(0)}{\bar{\Phi}_s(0)} \right) \frac{d(U_0 y_0)}{dx} + g \frac{dU_0}{dx}}{g U_0 + \{g - (C - U_0) \frac{U_0}{g_0}\} \left\{ C \left(1 - \frac{\bar{\Phi}_c(-y_0) \bar{\Phi}_s(-y_0)}{\bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} \right) - U_0 \frac{\bar{\Phi}_c(-y_0) \bar{\Phi}_s(-y_0)}{\bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} + \frac{U_0}{m y_0} \left(\frac{\bar{\Phi}_c(-y_0)}{\bar{\Phi}_c(0)} - \frac{\bar{\Phi}_s(-y_0)}{\bar{\Phi}_s(0)} \right) - \frac{m y_0}{2} U_0 \left(\frac{\bar{\Phi}_c(0)}{\bar{\Phi}_c(0)} - \frac{\bar{\Phi}_s(0)}{\bar{\Phi}_s(0)} \right) + \frac{(C - U_0) \sinh 2m(h - y_0)}{2 \bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} + \frac{m h C}{\bar{\Phi}_c(0) \bar{\Phi}_s(0)} \right\}}$$

$$(6) \quad \bar{\Phi}_c(y) = \cosh m(h+y) - \frac{U_0}{m y_0 C} \sinh m(h-y_0) \cosh m(y+y_0), \quad \bar{\Phi}_s(y) = \sinh m(h+y) - \frac{U_0}{m y_0 C} \sinh m(h-y_0) \sinh m(y+y_0)$$

$$(7) \quad C = U_0 - \frac{U_0}{2m y_0} \frac{\bar{\Phi}_c(0)}{\bar{\Phi}_c(0)} \pm \sqrt{\frac{g}{m} \frac{\bar{\Phi}_c(0)}{\bar{\Phi}_c(0)} + \left(\frac{U_0}{2m y_0} \frac{\bar{\Phi}_c(0)}{\bar{\Phi}_c(0)} \right)^2} \quad (8) \quad U = U_0 \left(1 + \frac{y}{y_0} \right)$$

ここに m は波数($2\pi/L$, L :波長), y_0 は流速が零となる深さを表す。

3. 実 験 図1に概略を示す装置を用いて、水面下3cmのところから図2に示す多孔管から水平方向に噴流を生じさせて、流れの概要と波高変化を調べてみた。流れの変化の様子は図3に示すように多孔管の近くでは水面より少し下で最大流速を有するが30cm位先で水面で最大になる。これらを無次元化して書きなおしたのが図4で正規分布曲線により良く近似されるが、前述のように簡単のためこれを三角形分布で近似してもあ

より大きくはすれてはいないと思われる。ただ近似のしかたに任意性があるが、ここでは U_0 として最大流速をとり、 Y_0 としては半幅値の2倍をとった。 Y_0 の変化は図5から直線的な変化として与えられる。また U_{max} の変化は二次元噴流では距離の $1/2$ 乗で変化するが、この場合測定された範囲では直線で近似してもよさそうである。ここでは計算の簡便さから直線的に変化するものとして計算した。計算にあたっては、 X 軸の原点を波高 H_0 を与える点に移し、波の進行方向を正にとる。図6と図7に波高変化の測定結果の例を示した。

4. 計算結果と考察 以上に述べたように流れを大まかにモデル化して波高変化を計算してみた結果を図6、7に示した。実験値(×)による計算結果で、点線は $\exp(\int_0^x \alpha dx)$ を1として計算した場合、すなわち(1)式の右辺を零として、波エネルギー流束が一定とした場合のものである。この計算例では両者の間にはあまり大きな差異はなく、実際上はエネルギー流束一定ということで計算しても十分と思われる。実験との対応は図6はかなり良好である。しかし、図7の周期の短い方は流れの強くなるにつれて実験値が

計算値より小さくなっている。このあたりでは乱れも強く、とくに短い波は流れの大きな変動に対応して激しく波高が大きくなったり小さくなったり複雑な様相を呈するようになる。このあたりの波の変化を考えるには流れのもつ乱れの役割をよく調べてみる必要があると思われる。

5. あとがき 噴流防波堤の消波機能を理解するための第一歩として砕波以前の波高変化について簡単な理論的考察を行った。今後流水をもう少し詳細に調べ、砕波付近の状況を明らかにしていきたいと考えている。最後にここで示した実験結果は稲 国芳君(現在、武智工務所)の卒業研究の一部であることを付記する。

<参考文献> (1) Taylor, G.I.: Proc. Roy. Soc. London Vol. 321A, 1955. pp. 466~478

(2) 岩垣雄一、浅野敏之: 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 295~299, 1977.

(3) Brevik, I.: Proc. ASCE, Vol. 102, HY9, 1976, pp. 1167~1176

(4) Nece, R.E., Richey E.P. and Seetharama Rao, Proc. 13th Coastal Eng. Conf. 1972, pp. 1032~1048

(5) 佐藤道郎: 土木学会論文報告集, 第242号, 1975, pp. 15~29

(6) Longuet-Higgins & Stewart: J. Fluid Mech., 1961, pp. 529~549.

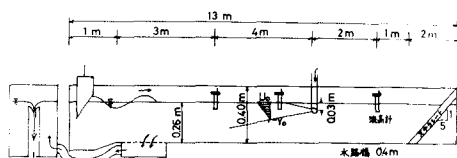


図1. 実験装置

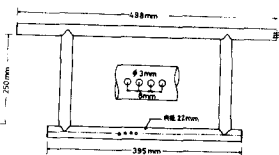


図2. 多孔管

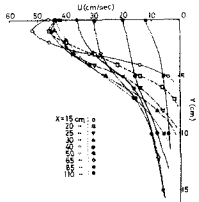


図3. 流れの変化

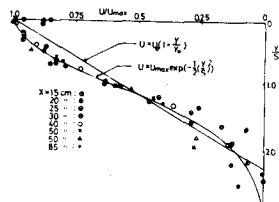


図4. 流速分布

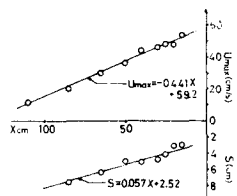


図5. 流れの厚さ、最大流速

$T: 1.01s$ $h: 26cm$
 $H/L_0: 0.026 \times 0.038$

図6. 波高変化

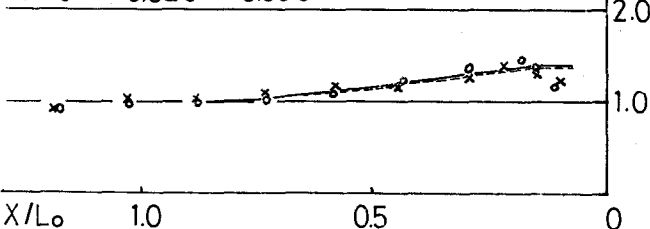


図7. 波高変化

$T: 0.81s$ $h: 26cm$
 $H/L_0: 0.037 \times 0.050$

