

Ⅱ-52 沿岸付近での波の変形について

電力中央研究所 正員 和田 明

1. 本文は、沿岸付近での波の反射、回折、屈折といった行動について、ごくせまい範囲に限って、二三述べたものである。

2. 沿岸付近での波の変形としての、屈折や回折現象は、古くから音波や光学上の問題として取扱われてきた。そして沿岸付近での屈折現象のためにおこるエネルギーの収束、発散に関連していろいろと議論されている。たとえば、最近、チリ地震津波の襟裳岬での現象に着目して、三好氏は岬のつけ根と先端の中間の区域にエネルギーが収斂するという事実をたしかめており、興味ある結果を得ている。波の回折について計算する場合、構造物とか島とかのスケールよりも波の波長が長いことが重要な要素である。湾口等に防波堤を設置して、湾内を静穏に保とうとする場合、風波に対する効果は、湾口より侵入する風波の回折現象と防波堤遮へり水域内面積の広さによる湾内発生風波から決められる。しかし、この防波堤の外海から来襲してくる長周期波に対する効果は、波長が長いの遮へり水域内外の水位は同じになり、効果はあまり期待できなことが予想される。そこで一つの model 水域として無限長沿岸の前面に、或る距離をへだてた半無限長防波堤を考え、この水域にいろいろの入射角、波長を有する長周期波を入射せしめたときの沿岸水域での遮へり効果を計算してみると、 $2d/\lambda = 0.15 \sim 0.5$ (ただし、 $2d$; 防波堤と沿岸地帯間の距離、 λ ; 入射波長) の程度の波長の波であれば、防波堤遮へり効果が、遮へり全水域にわたって現われ、 $2d/\lambda < 0.15$ のときには、りかなる入射条件のもとにおいても、最大振幅比の値は1を超すことがわかった。

波の反射に関しては、海底地形が複雑な場合には求めることが困難であるけれども、これを単純な形状に直して、3の項目で示すようなモデルについて、長周期^波が入射してきた際の波の反射の計算をおこなった。梶浦博士の指摘されるように、現実の海に存在する海底地形の勾配からみても、海岸付近を除いては、そう大きな反射は起らぬものと考えてよさそうである。またこの場合の沿岸の水位変化は、入射角、外海からの深さの変化にほとんど無関係で入射波の2倍にまで励起される。また入射波の波長が短かいときの水位変化は、2つの波線間にはさまれる部分のエネルギーが保存されると仮定した波線論から導かれるものと同一の結果が得られている。次に、反射率について着目してみると、先の防波堤の計算例からわかるように、非遮へり部分では、平面波が直角に入射するときにはあまり反射しなくても、斜めからの入射の場合の方がよく反射する結果が得られている。

以上の計算は、入射波が非周期的波形を有する場合について議論を試みた結果例である。非周期的波形(たとえば、孤立形状、ごく波数のすくなく波の一群)の場合には、これをいろいろの波長の正弦エレメンタリー波に分解すると、各分解成分波について異なった挙動を呈するので、これらのエレメンタリー波の重ね合わせとしての実際の波形変化は、周期波の場合と異なるであろうことが予想される。

一例として、急変断面開水路でのサージの変形の問題を採りあげたとき、正弦波形と非周期的波形の場合につき計算した結果、衝撃性の波を正弦波形の式で求めた場合、およそ 10 ~ 20 % 以内の誤差で算定し得る結果を得てゐる。

3. 波の反射の一計算例。

水平 x, y 軸を図のようにとり、海の深さの分布を

$$h = \begin{cases} h_1 & (x \geq 0) \\ h_1 \cdot e^{kx} & (-L \leq x \leq 0) \end{cases}$$

のようにとる。

二次元の線形波動方程式は、

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - g \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \right\} = 0$$

ただし、 ζ は水面上昇である。もし、運動が時間および y 軸方向に関して調和的であるならば、 $\zeta(x, y, t) = \zeta(x) \exp i(ny + \sigma t)$

したがって、波動方程式より次式が得らる。

$$\frac{d}{dx} \left\{ h \frac{d}{dx} \zeta(x) \right\} + \left(\frac{\sigma^2}{g} - n^2 h \right) \zeta(x) = 0$$

傾斜領域における水面上昇は、 $\zeta_1 = \sqrt{e^{kx}} \left\{ A \cdot J_{\sqrt{1+4m^2}} \left(\frac{2\sigma}{k\sqrt{gh_1}} \cdot \sqrt{e^{kx}} \right) + B \cdot Y_{\sqrt{1+4m^2}} \left(\frac{2\sigma}{k\sqrt{gh_1}} \cdot \sqrt{e^{kx}} \right) \right\}$

外海での入射波、反射波は、 $\zeta_2 = C \cdot e^{i\sqrt{\frac{\sigma^2}{gh_1} - n^2} \cdot x} + D \cdot e^{-i\sqrt{\frac{\sigma^2}{gh_1} - n^2} \cdot x}$

$x=0$ で、圧力が等しく、質量保存則が成立し、さらに沿岸地帯 ($x=-L$) で水平方向の水粒子の変位が 0 という条件から、沿岸での水位上昇、外海における反射率などが求められる。いま、入射波が正弦的なものではなく、衝撃的な波形 ($F(\xi) = 0$, ($\xi < 0$))

$= A\xi \cdot \exp(-l\xi)$ ($\xi > 0$), A, l ; 乗数} を有する場合には、外海 ($x=x_1$) での反射波高は、

$$(\eta)_{x=x_1} = \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ R \cos \varepsilon \sigma - S \sin \varepsilon \sigma \right\} \left\{ \frac{1}{l + j\sigma} + \frac{1}{(l + j\sigma)^2} \right\} d\sigma$$

R, S を、入射波の波長の関数として与えておけば、上の積分を数値的に計算し、反射波の最大振幅を求めることができる。ただし、 J, Y は、それぞれ J 種および Y 種ベッセル関数、 $\varepsilon = \cos \theta \cdot x / \sqrt{gh_1} + \sin \theta \cdot y / \sqrt{gh_1} - t$, $m = n/k$, $R + jS = P - Q / P + Q$

ただし、

$$P = \sqrt{\frac{\sigma^2}{gh_1} - n^2} \left\{ Y_{\sqrt{1+4m^2}}(x) - \frac{\sqrt{1+4m^2}-1}{x} Y_{\sqrt{1+4m^2}}(x) \right\} J_{\sqrt{1+4m^2}}(z) - Y_{\sqrt{1+4m^2}}(z) \left\{ J_{\sqrt{1+4m^2}-1}(x) - \frac{\sqrt{1+4m^2}-1}{x} J_{\sqrt{1+4m^2}}(x) \right\}$$

$$Q = \sqrt{2k} \left\{ J_{\sqrt{1+4m^2}-1}(z) - \frac{\sqrt{1+4m^2}-1}{z} J_{\sqrt{1+4m^2}}(z) \right\} \left\{ Y_{\sqrt{1+4m^2}-1}(x) - \frac{\sqrt{1+4m^2}-1}{x} Y_{\sqrt{1+4m^2}}(x) \right\}$$

$$- \left\{ J_{\sqrt{1+4m^2}-1}(x) - \frac{\sqrt{1+4m^2}-1}{x} J_{\sqrt{1+4m^2}}(x) \right\} \left\{ Y_{\sqrt{1+4m^2}-1}(z) - \frac{\sqrt{1+4m^2}-1}{z} Y_{\sqrt{1+4m^2}}(z) \right\} \Bigg],$$

ただし、

$$x = \frac{2\sigma}{k\sqrt{gh_1}} \cdot \sqrt{e^{kx}}, \quad Y = \frac{2\sigma}{k\sqrt{gh_1}}$$

