

(II-81) 津波によって励起されるエッジ波の特性

防衛大学校土木工学教室 学生員 堂 蘭 良一
 同 上 正 員 藤 間 功司
 同 上 正 員 重 村 利幸
 同 上 正 員 林 建二郎

1. はじめに

津波により陸棚に沿って進行するエッジ波が励起されることはよく知られている。エッジ波として伝播した津波は、継続時間が長く、遠距離でも汀線最大水位の減衰が少ないといった特徴がある。しかしながら、波源の大きさや形状と励起されるエッジ波の関係は今のところ明らかにされていない。

そこで、一様勾配斜面上に形成された任意波源から生起される津波の理論解を求め、その理論解に基づき、各地点での水位経時変化を求め、波源の位置・形状や海底勾配によるエッジ波の特性を明らかにする。

2. 理論解析方法

海底形状は一様勾配の直線海岸とする。座標系は x 軸を汀線と垂直な沖方向を正に、 y 軸を汀線上にとり沖を向いて左手方向を正とする。海底勾配を α とすると、水深は $h = \alpha x$ である。

任意波源から津波伝播を表す解を求めるための基礎方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = f v, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} = -f u, \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} + \frac{\partial(hv)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

これは、コリオリ力を考慮した線形長波理論であり、 u, v は x, y 方向の断面平均流速、 η は平均水面からの水位変動、 t は時間、 g は重力加速度、 f はコリオリ因子を表す。これをもとに求められる理論解は、

$$\eta = 2 \sum_{m=1}^{M_m} \sum_{n=0}^{N_m} L_n(2|k_m|x) e^{-|k_m|x} e^{i(|k_m|y)} \left\{ (A_{mn} - A_{mn}^*) e^{-i(\sigma_{nm} + \sigma_{nm}^*)t} + (A_{mn} + A_{mn}^*) e^{i(\sigma_{nm} - \sigma_{nm}^*)t} \right\} \quad (2)$$

となる。ただし、

$$A_{mn} = |k_m| \int_0^\infty e^{-|k_m|x} L_n(2|k_m|x) c_m(x) dx, \quad A_{mn}^* = \frac{\sigma_{mn}^*}{\sigma_{mn}} A_{mn}, \quad (3)$$

$$\sigma_{mn} = \sqrt{(2n+1)g\alpha|k_m|}, \quad \sigma_{mn}^* = \frac{k_m}{|k_m|} \frac{f}{2(2n+1)} \quad (4)$$

ここで、 L_n は n 次のラゲール関数、 A_{mn} は初期波形から決定される複素定数、 σ_{mn} は角周波数、 k_m は y 方向の波数、 $c_m(x)$ は x における初期波形 $\eta_0(x, y)$ の y 方向のフーリエ係数、 M_m は考慮するフーリエモードの次数、 N_m は考慮するラゲール関数展開の次数である。

3. 計算条件及び解析結果

解析を行うために、図-1のような初期波形を次式で与えた。

$$\eta_0(x, y) = \begin{cases} \eta_{0max} \cos^2\left(\frac{\pi(x-c)}{2a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi y}{2b}\right) & (|x-c| \leq a, |y| \leq b) \\ 0 & (\text{上記領域外}) \end{cases} \quad (5)$$

解析は、 a : 波源中心から波源端部までの沖方向の長さ (10~100km)、 b : 波源中心から波源端部までの汀線方向の長さ (30~50km)、 c : 波源中心の汀線からの距離 (0~60km)、 d : 沖方向の波源の長さ (20~100km) という4つのパラメータを変化させるとともに、海底勾配 α (0.01~0.02) の変化を組み合わせで実施した。波源の最大水位 η_{0max} はすべて2mとした。また、 $f=10^{-4} \text{s}^{-1}$ とした。

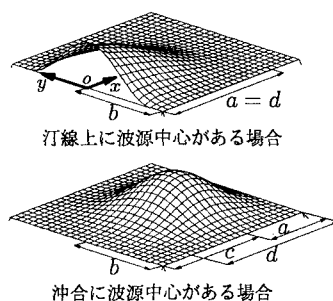


図 1 初期波形形状

なお、汀線上の $y=0 \sim 700 \text{km}$ の範囲で、50km 毎に水位時系列を出力した。これは、コリオリ力の影響により y が負の方向では正の方向と比較し水位変動及び周期が大となり、危険な波になるからである。

図-2は理論解析により求めた水位の経時変化の例である。上方の図は汀線上に波源中心があるケースの1つであり、エッジ波が顕著に現れている。下方の図は沖合に波源中心があるケースの1つでエッジ波があまり現れていないものである。

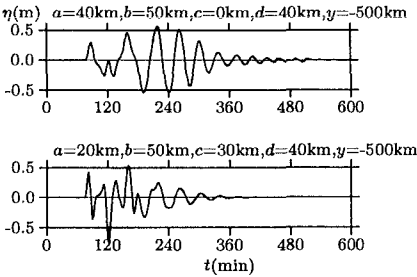


図 2 水位経時変化

図-3は、形成されたエッジ波の周期 T とパラメータ $\sqrt{\frac{4\pi b}{g\alpha}}$ の相関をとったものである。 $\sqrt{\frac{4\pi b}{g\alpha}}$ は、波長が $2b$ の0次モードの定常エッジ波の周期である。このパラメータがエッジ波の周期を表すパラメータとして十分に使えることが分かる。すなわち、エッジ波の周期は波源の長さ $2b$ によってほぼ決まる。

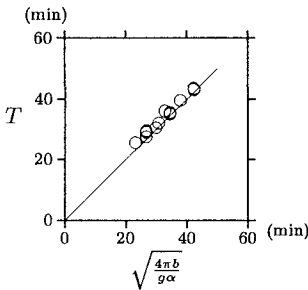


図 3 エッジ波の周期の評価

さらに、最大水位(η_{max})、津波継続時間、エネルギー移動速度(V_E)を、初期波形の各パラメータ、計測位置 y 及び海底勾配 α で定式化し相関を求めたのが、それぞれ図-4、図-5、図-6である。ここで、津波継続時間は最大水位が0.2mを越える波が最初に来襲した時刻と最後に来襲した時刻との差である。エネルギー移動速度は津波継続時間内での水位の2乗の重心となる時刻 t_E を各 y 毎に算出し、 t_E と y を最二乗法で処理した傾きである。なお、図中の y^* は原点からの負の方向の汀線沿いの距離を表す。

最大水位(図-4)は、 y^* が0に近い(図の右側)ほど相関が低くなり、横軸のパラメータの2倍程度の値をとることもある。これは、波源に近いほどエッジ波ではなく沖合から直接入射する波の成分の影響が大きいためであると考えられる。しかし、波源から離れた場所では図中のパラメータでほぼ最大水位を定式化できる。この式から、 α の寄与は小さくなく、 a が大きいほど η_{max} が大きくなることが分かる。

エッジ波の特性として重要な継続時間(図-5)は、波源から遠い場所ほど長く、波源中心と汀線との距離が長いほど短くなる。なお、図中右下の相関が悪いデータは、 $c=0\text{km}, a=10\text{km}$ の場合のものである。この場合、微少な波が継続しているものの0.2mを越える波が少ないため、ここで定義した継続時間としては短くなった。

図-6中の $\frac{1}{2}\sqrt{g\alpha\frac{b}{\pi}}$ は、周期が $\sqrt{\frac{4\pi b}{g\alpha}}$ のときの定常エッジ波の理論群速度である。 V_E は定常エッジ波の群速度の0.8~3.5倍になるが、波源位置が汀線に近い(c が0に近い)ほどエッジ波の群速度に近くなる。

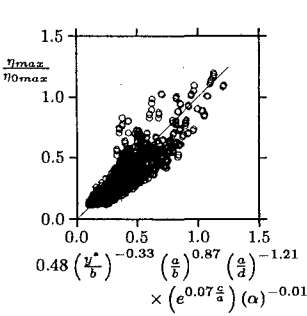


図 4 最大水位の評価

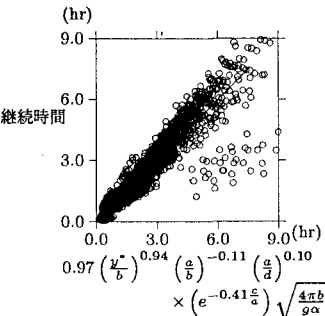


図 5 継続時間の評価

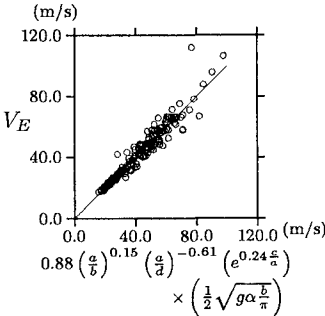


図 6 エネルギー移動速度(V_E)の評価