

日本テトラポット(株)

小山 裕文

名古屋大学工学部

岩田 好一朗

1. 緒言 浅海域における有限振幅の不規則波の水粒子速度を算定する場合、不規則波中の一波一波、あるいは連続した数波に対して、流れ関数法¹⁾、あるいはEXVP法²⁾が用いられることが多い。しかし、両手法とも逐次近似などにより解を求めなければならず、計算は煩雑である。著者らは、線型伝達関数に簡単な形で波の有限振幅性を組込んだ水平水粒子速度の算定法について検討したので、その結果の一部を報告する。

2. 簡便な算定式 浅海域においては、波の非線型性のため、正弦波を仮定した線型理論により水平方向の水粒子速度は評価できないが、本報では、正弦波形ではなく、実測される水位変動 $\eta(t)$ を用いた線型理論に基づく式(1)を修正することにより、有限振幅波に対する簡便な算定式の提案を試みる。

$$u(t) = \frac{2\pi}{T} \frac{\cosh ks}{\sinh kh} \eta(t) \cdots \cdots \cdots (1) \quad \left[\begin{array}{l} u(t); \text{水平流速, } T; \text{周期, } k; \text{波数} \\ h; \text{水深, } s; \text{底面からの鉛直距離} \end{array} \right]$$

式(1)で求まる $u(t)$ は、図-1にも示されているように、波谷の部分では実測値と比較的よい一致を示すものの、波峰部分ではかなりの過大評価となる。波峰部分でのずれは、式(1)が波の非線型性を考慮していないことに帰因する。なお、浅海波の波谷での水平流速に対して式(1)が良い評価を与えることは灘岡ら³⁾によっても指摘されている。そこで、 $\eta < 0$ に対して式(1)の算定が有効であるとし、 $\eta > 0$ に対しては、式(1)中の線型伝達関数に波の有限振幅性を、関数 f を式(2)のように導入することにより、考慮することにする。

$$u(t) = \frac{2\pi}{T} \frac{\cosh ks}{\sinh(kh \cdot f)} \cdot \eta(t) \cdots \cdots \cdots (2)$$

式(2)の f は $\eta > 0$ の関数になるとともに、非線型項の流速鉛直分布が基本周波数の鉛直分布と異なることから s の関数にもなることが予想される。本報では、式(2)中の $f(\eta, s)$ を左右対称な水面波形に対して、提案・計算された Dean⁴⁾ の Stream Function Table を用いて定式化する。つまり、非線型性の最も卓越する波頂の水位 η^* に対する最大水平流速 u^* の値を同表から読みとり、式(2)を用いて、水底面 $s=0$ と波頂 $s=h+\eta^*$ における $f(\eta^*, 0)$ 、 $f(\eta^*, h+\eta^*)$ を求めた。これを図示したのが図-2、図-3である。両図より、浅海域では、次式(3)の補正関数が有効となることが指摘できる。

$$f(\eta^*, 0) = 1 + \frac{\eta^*}{h}, \quad f(\eta^*, h+\eta^*) = 1 \cdots \cdots \cdots (3)$$

式(3)を式(2)に代入すると、波頂の水位 $\eta^*(>0)$ を入力とする場合、水底面においては線型伝達関数の水深 h の代りに $(h+\eta^*)$ を、波頂においては線型伝達関数そのものを用いればよいという極めて簡単な補正となっていることがわかる。なお、本報では省略するが、式(3)の妥当性は、著者らの傾斜面上の実験において計測された底面及び波頂付近のデーターによってもほぼ確認されている。さらに、 η^* を $\eta(>0)$ に置換し、 $0 < s < h+\eta^*$ については、式(3)の間に直線関係を仮定すると、 $\eta > 0$ に対する $u(t)$ の算定式として次式をうる。なお、式(4)には $\eta < 0$ に対する式(1)も同時に示してある。この式(4)が本報で提案する簡便な算定式である。

$$u(t) = \frac{2\pi}{T} \frac{\cosh ks}{\sinh k[h+\eta(1-s/(h+\eta))]} \cdot \eta(t) \quad \text{for } \eta > 0 \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \cdots \cdots \cdots (4)$$

$$= \frac{2\pi}{T} \frac{\cosh ks}{\sinh kh} \cdot \eta(t) \quad \text{for } \eta \leq 0$$

なお、式(4)の時間平均値は零とはならず、負の値をとるが、その値は小さい。

3. 考察 式(4)により計算された水平方向の流速 $u(t)$ も図-1に示されているが、流れ関数法と同程度に実測流速波形をよく表わしていることが認められる。図-4と図-5は、不規則波の水粒子速度を推算した二

例を示したものである。なお、実験手法については文献5)を参照されたい。同図における流速波形の算定はゼロ・ダウクロス法で定義された周期Tと $\eta(t)$ を用いて式(4)で計算している。水深が比較的深く砕波が少ない場合は、図-4に一例として示されているように計算波形は実測波形とかなりよく対応する。一方、水深の浅い砕波帯内では図-5に示されているように、計算波形は実測波形で認められるような浅海砕波域特有の水位変動に対する流速変動の位相遅れを精度高く評価していないものの、全体的な流速変動の様子は結構実測波形と一致している。

4. 結言 本論では、かなり大胆であるが、微小振幅波理論の線型伝達関数を修正する事により、浅海域で有限振幅波の水平粒子速度の簡便な算定法を提案し、その妥当性について検討した。今後、さらに同式の適用範囲を明らかにするとともに、不規則波の水粒子速度場を明らかにしていきたいと考えている。

参考文献 1) Dean : Jour. of Geophy. Res., 1965, 2) Lambrakos : ASCE, WW3, 1981, 3) 難岡・他 : 港研報告, 1982., 4) Dean : CERC Special Rept., 1974, 5) 小山・岩田 : 第 37 回年講, 1982.

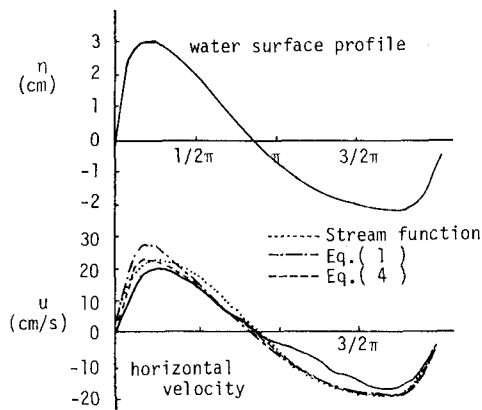


図-1 実測値と計算値の比較 ($h=10.7\text{cm}$, ($s=4\text{cm}$; 実測値と Stream Function¹⁾ による計算値は難岡ら³⁾による)

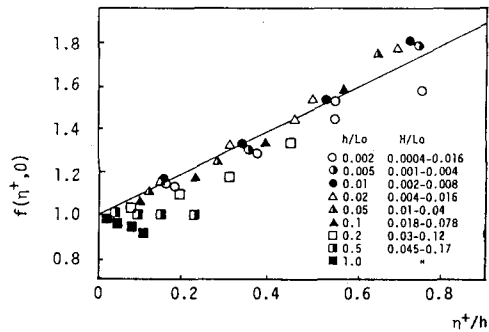


図-2 Stream Function Table による $f(\eta^+, 0)$ の値

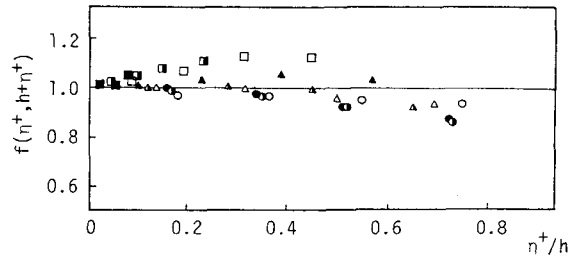


図-3 Stream Function Table による $f(\eta^+, h+\eta^+)$ の値

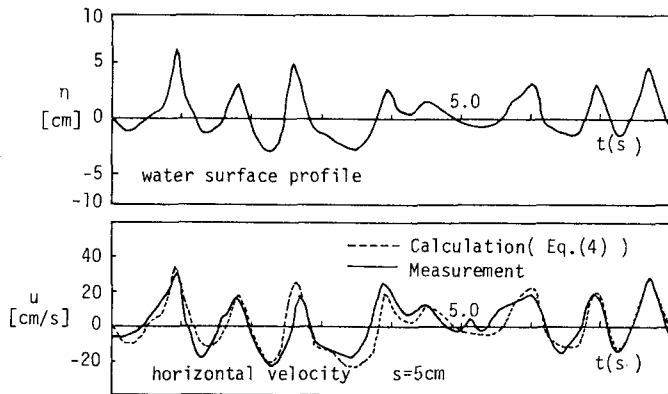


図-4 計算波形と実測波形の比較 ($h=12\text{cm}$)

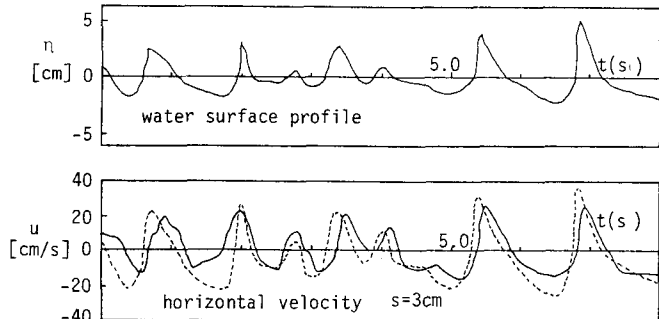


図-5 計算波形と実測波形の比較 ($h=6\text{cm}$)