

造波方法の相違による斜め波の特性変化に関する数値計算

高山 知 司*・西山 貴 大**

1. まえがき

実際の海の波は、波高や周期、波向が異なる数多くの成分波が重なり合った多方向の不規則波である。近年においては、電子計算機や機械工作技術の急速な発展もあって、多方向不規則波の造波装置が開発され、急激に広まり、現在では世界の有数の水理研究所のほとんどすべてに多方向不規則波の造波装置が設置されるようになってきた。

多方向不規則波造波装置の造波の駆動方法として、2種類の方法が現在では採用されている。一つは図-1(a)に示す離散型造波板で、一枚一枚の造波板は独立に動くことができ、通常はそれぞれの造波板の中央部で駆動される。もう一つは図-1(b)に示すような連続型造波板で、造波板と造波板のつなぎ目を前後に駆動させ、理想とする造波板の動きを造波板幅に対応する直線で近似するものである。(今井ら, 1991; 水口ら, 1994)

離散型造波板によって起こされる斜め波の特性については、高山(1982, 1984)がすでに理論解を求め、以下のような検討を行っている。造波板全幅の有限性によって、個々の造波板幅を非常に狭くしても一様な斜め波は起こらず、波高や波向が場所的に変動する。また、個々の造波板幅を広くすると、造波板全幅の影響に加えて、この造波板幅の影響で、さらに大きく変動するようになる。個々の造波板幅の影響を小さくするためには、造波板幅は発生波の波長の1/2以下にする必要がある。

一方、連続型造波板で起こされた波については、離散型と同じような傾向を示すと考えられているものの、これまで十分な検討がなされていない。

そこで、本研究においては、高山によって求められた造波理論を応用して、連続型の造波機で起こした斜め波の理論式を求め、これを用いて発生波の特性を調べると同時に、離散型造波板による発生波と比較し、その相違を明らかにしている。

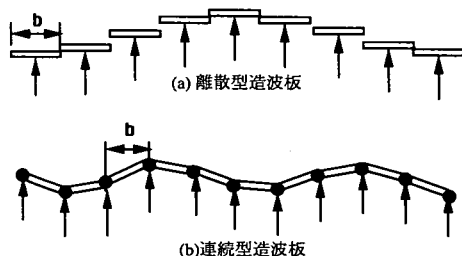


図-1 造波板の駆動方法

2. 連続型造波板による発生波の理論

(1) 斜め波を発生する造波板の運動

連続型造波板で起こされた波の理論解析を行うに当たって、図-2に示すように造波板両端の駆動部の間隔を b とし、一直線に並んだ初期の状態での造波板の全幅を B とする。静水面上で造波板の左端を原点とし、造波板の並んでいる方向に x 座標をとり、それと垂直に y 座標をとる。造波機は x 座標の正の方向に並んでいると仮定する。波向 θ は、 x 軸から反時計回りに測った角度で表す。

図-3に示すように、造波板の両端で η_x , η_{x+b} のように変位した状態を考えると、この造波板の左端から X' 離れた点における造波板の運動 $\eta_{x+X'}$ は、次式のように表わすことができる。

$$\eta_{x+X'} = \frac{1}{b} \{ X' \eta_{x+b} + (b - X') \eta_x \} \quad \dots\dots\dots (1)$$

点 X における造波板の運動 η_x は、図-4に示すようにピストン型とフラップ型が重なった動きをすると仮定する。

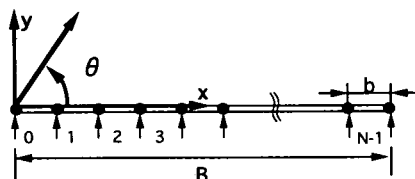


図-2 造波板の配列と座標

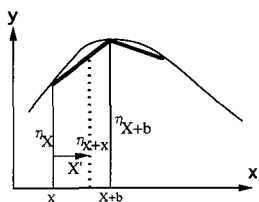


図-3 造波板中の運動

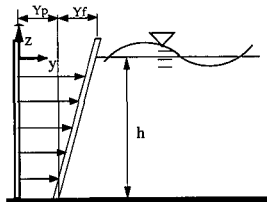


図-4 造波板の動き

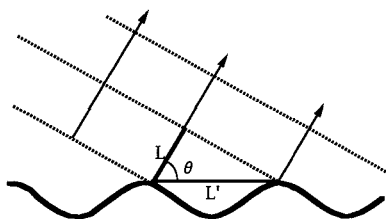


図-5 造波運動の波長と斜め波の波長

θ 方向に進行する波を起こすためには、図-5 に示すように造波板が動かなくてはならない。x 軸方向の造波運動の波長 L' は $L' = L / \cos \theta$ で表される。ここに、 L は発生した斜め波の波長である。その結果、 X 点での位相のずれ ε_X は

$$\varepsilon_X = \frac{2\pi}{L} X = kX \cos \theta \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここに、 $k (= 2\pi/L)$ は発生した斜め波の波数である。原点から離れた点では波が時間的に早く進んでいなければならないため、造波板の端点は式 (3) で示すように運動することになる。

$$\eta_X = \left(Y_p + Y_f \frac{h+z}{h} \right) \sin(\sigma t - kX \cos \theta) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 Y_p と Y_f はそれぞれ静水面におけるピストン型とフラップ型の運動振幅、 h は静水面の水深、 z は静水面から上方の鉛直座標、 $\sigma (= 2\pi/T)$ は造波板の運動の角周波数、 T は周期、 t は時刻である。

点 $X+b$ における造波板の運動 η_{X+b} は同様に

$$\eta_{X+b} = \left(Y_p + Y_f \frac{h+z}{h} \right) \cdot \sin\{\sigma t - k(X+b) \cos \theta\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。造波板内の $X+X'$ の点の動き $\eta_{X+X'}$ は、式 (3) と (4) を式 (1) に代入して

$$\eta_{X+X'} = \frac{Y}{b} \sqrt{A} \sin(\sigma t - kb \cos \theta - \theta') \quad \dots\dots\dots (5)$$

となる。ここで、

$$Y = Y_p + Y_f(h+z)/h \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\begin{aligned} \cos \theta' &= [b - X' \{1 - \cos(kb \cos \theta)\}] / \sqrt{A} \\ \sin \theta' &= X' \sin(kb \cos \theta) / \sqrt{A} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} A &= [b - X' \{1 - \cos(kb \cos \theta)\}]^2 \\ &+ \{X' \sin(kb \cos \theta)\}^2 \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

である。

式 (5) で表される造波板の運動振幅は、造波板の両端である $X'=0$ 、 b では $\sqrt{A}=b$ となり Y の振幅となるが、 $0 < X' < b$ では、 $\sqrt{A} < b$ となって、 $\eta_{X+X'} < Y$ となり理想的な造波板の運動振幅より小さくなる。

(2) 斜め波の速度ポテンシャル

流体の運動と境界条件を次のように仮定する。流体は非粘性で非圧縮、流体運動は渦なし運動、水深は一定とする。造波板の振幅は水深や波長と比べると小さく、発生する波は微小振幅波と考える。造波板は剛で、不透過とする。

以上の仮定によって、幅 b の造波板が一様に前後することによって発生する波の、 (x, y) 点における波の速度ポテンシャル Φ_d は、高山によって次式のように導かれている。

$$\begin{aligned} \Phi_d &= \left\{ \frac{\sigma}{k} (Y_p \alpha_p + Y_f \alpha_f) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right. \\ &\times \int_{-kb/2}^{kb/2} N_0(\sqrt{(kx - k(X+X') - q)^2 + (ky)^2}) dq \\ &- \sum \frac{\sigma}{\nu} (Y_p \beta_p + Y_f \beta_f) \frac{\cos \nu(h+z)}{\sin \nu h} \\ &\times \int_{-\nu b/2}^{\nu b/2} K_0(\sqrt{(\nu x - \nu(X+X') - q)^2 + (\nu y)^2}) dq \Big\} \\ &\cdot \cos \sigma t - \frac{\sigma}{k} (Y_p \alpha_p + Y_f \alpha_f) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \\ &\times \int_{-kb/2}^{kb/2} J_0(\sqrt{(kx - k(X+X') - q)^2 + (ky)^2}) \\ &\cdot dq \sin \sigma t \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここに、 k と ν は次式の実数解である。

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= gk \tanh kh \\ \sigma^2 &= -g\nu \tanh \nu h \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (10)$$

また

$$\begin{aligned} \alpha_p &= \frac{\sinh^2 kh}{kh(1 + \sinh 2kh/2kh)} \\ \beta_p &= \frac{\sin^2 \nu h}{\nu h(1 + \sin 2\nu h/2\nu h)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\begin{aligned} \alpha_f &= \frac{\{\sinh kh - (\cosh kh - 1)/kh\} \sinh kh}{kh(1 + \sinh 2kh/2kh)} \\ \beta_f &= \frac{\{\sin \nu h + (\cos \nu h - 1)/\nu h\} \sin \nu h}{\nu h(1 + \sin 2\nu h/2\nu h)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$N_0(x)$: 0 次のノイマン関数

$J_0(x)$: 0 次のベッセル関数

$K_0(x)$: 0 次の第 2 種変形ベッセル関数

である。ここに α_p と α_f はピストン型とフラップ型の造波効率である。

式(9)において造波板幅 b を非常に狭くして $\Delta X'$ の微小幅とし、この造波板が $X+X'$ の点で $\eta_{X+X'}$ のような正弦運動をするときに発生する波の速度ポテンシャルを $\phi_{X+X'}$ とする。それによって幅 b の造波板が、図-3 に示すように動いた場合に発生する波の速度ポテンシャルは、 $\phi_{X+X'}$ を $0 \sim b$ まで $\Delta X'$ で積分して求めることができる。ここで、 K_0 を含む項は、造波板から1波長も離れれば、急激に小さくなるので、この項は無視することにする。その結果、連続型の一枚の造波板で造波される波の速度ポテンシャル ϕ_{0X} は

$$\begin{aligned} \phi_{0X} = & \sigma(Y_p \alpha_p + Y_f \alpha_f) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \\ & \times \left\{ \int_0^b N_0(\sqrt{\{kx - k(X+X')\}^2 + (ky)^2}) \right. \\ & \times \frac{\sqrt{A}}{b} \cos(\sigma t - kX \cos \theta - \theta') dX' \\ & - \int_0^{kb} J_0(\sqrt{\{kx - k(X+X')\}^2 + (ky)^2}) \\ & \times \frac{\sqrt{A}}{b} \sin(\sigma t - kX \cos \theta - \theta') dX' \left. \right\} \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

となる。

x 軸の原点を端点として、 N 個の造波板が連なっていると考えると、これらの造波板の運動によって起こされる波の速度ポテンシャルは、それぞれの造波板によって起こされる波の速度ポテンシャルを重ね合わせればよい。その場合、 i を左から数えた造波板の番号として、左端の造波板を $i=0$ とおくと、 $X=ib$ となる。その結果、連続型の造波板で起こされる波の速度ポテンシャル ϕ は $q=kX'$ とおくと、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \phi = & \sum_{i=0}^{N-1} \left[\frac{\sigma}{k} (Y_p \alpha_p + Y_f \alpha_f) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right. \\ & \times \left\{ \int_0^{kb} N_0(\sqrt{\{kx - ikb - q\}^2 + (ky)^2}) \right. \\ & \times \frac{\sqrt{A}}{b} \cos(\sigma t - ikb \cos \theta - \theta') dq \\ & - \int_0^{kb} J_0(\sqrt{\{kx - ikb - q\}^2 + (ky)^2}) \\ & \times \frac{\sqrt{A}}{b} \sin(\sigma t - ikb \cos \theta - \theta') dq \left. \right\} \left. \right] \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

(3) 斜め波の波高

水面形 ζ は、式(14)と線形化したベルヌーイの式から

$$\begin{aligned} \zeta = & (Y_p \alpha_p + Y_f \alpha_f) \\ & \times \sum_{i=0}^{N-1} \left[\sin \sigma t \left\{ \int_0^{kb} N_0(\sqrt{\{kx - ikb - q\}^2 + (ky)^2}) \right. \right. \\ & \times \frac{\sqrt{A}}{b} \cos \phi dq \\ & + \left. \int_0^{kb} J_0(\sqrt{\{kx - ikb - q\}^2 + (ky)^2}) \frac{\sqrt{A}}{b} \sin \phi dq \right\} \end{aligned}$$

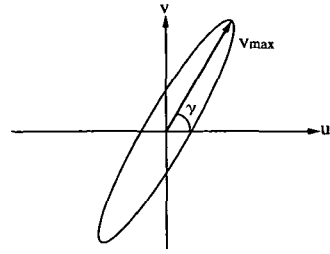


図-6 水粒子の速度と波向

$$\begin{aligned} & + \cos \sigma t \left\{ \int_0^{kb} -N_0(\sqrt{\{kx - ikb - q\}^2 + (ky)^2}) \right. \\ & \times \frac{\sqrt{A}}{b} \sin \phi dq \\ & + \left. \int_0^{kb} J_0(\sqrt{\{kx - ikb - q\}^2 + (ky)^2}) \frac{\sqrt{A}}{b} \cos \phi dq \right\} \left. \right] \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

となる。ここに、 $\phi = ikb \cos \theta + \theta'$ である。

波高 H は $H=2|\zeta|$ で与えられるから、各点における波高を静水面における造波板の運動の両振幅で無次元化すると、無次元波高 R_H は次式のようになる。

$$R_H = \frac{H}{2(Y_p \alpha_p + Y_f \alpha_f)} \dots\dots\dots (16)$$

(4) 斜め波の波向

水槽内の各点における波向 γ は、図-6 に示すように水粒子の合成速度 $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ が最大となる方向として定義し、次式で求めた。

$$\gamma = \pi/2 - \arctan\{(u)_{\max}/(v)_{\max}\} \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 u および v はそれぞれ V が最大となるときの u と v である。また、 u と v は式(14)の速度ポテンシャルから求めることができる。

3. 連続型造波板による斜め波の特性

(1) 計算条件

全造波板幅を 30 m と一定にして、造波板幅 b の変化が波高および波向に与える影響を詳細に調べるために、次のような条件で計算した。

造波板の運動周期 T は 1.5 s、水深 h は 1.0 m とした。その結果、波長 L は 3.34 m になる。目標波向 θ としては $90^\circ, 80^\circ, 60^\circ, 45^\circ$ の 4 種類とした。造波板幅 b は 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 m の 4 種類とした。造波板幅の波長に対する無次元量は、 $b/L = 0.149, 0.299, 0.448, 0.597$ となる。

(2) 造波板幅 b に対する波高と波向の変化

図-7 は $y=5$ m の直線上の $\theta=60^\circ$ と 45° のときの無次元波高分布および波向分布を示したものである。 $\theta=90^\circ, 80^\circ$ のときは、 b/L の相違による無次元波高分布および波向分布に大きな差が出てこないのので $\theta=60^\circ$ と 45° の場合

のみを検討する。

a) 波高分布

図-7 (a) は $\theta=60^\circ$ のときの無次元波高分布を示している。 b/L が大きくなるに従って、無次元波高 R_H は次第に小さくなるが、 R_H の分布形状はほぼ同じである。このような R_H の減少は、2.(1) で述べたように造波板幅が広くなると、理想の造波板変位からのずれが造波板中央部で大きくなり、このずれが造波板の運動振幅を小さくする方向に働くため、このような運動振幅の減少によって造波効率が低下したために起こったと考えられる。 b/L が変化しても、 R_H の分布形状が変わっていないことから判断して、 R_H のゆっくりした変化形状は造波板両端での回折波の影響であると考えることができる。

図-7 (b) は $\theta=45^\circ$ の無次元波高分布を示している。 $\theta=60^\circ$ と比較して、 b/L による差がさらに顕著に現れるようになる。 $\theta=45^\circ$ では、細かい変動が明瞭に見られる。この細かい変動は造波板幅の影響によるものと考えられる。特に、 $b/L=0.597$ では、細かい変動が顕著になるため、一様な斜め波を造波するには使用できないことがわかる。

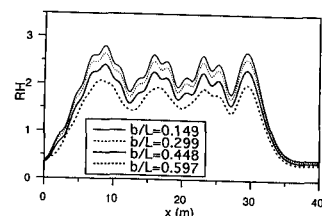
以上の検討の結果、造波板幅の影響は、 θ が小さくなるほど、つまり、波が斜めに進むようになるほど、大きくなるため、 b/L は小さいほどよいことがわかる。しかし、斜め波になるほど、造波板両端での回折波の影響が強くなり、波高の変化が場所的に大きくなる。一様な波を起こすことを考えると、 $\theta=80^\circ$ では $b/L=0.597$ まで使用できるが、 $\theta=60^\circ, 45^\circ$ では $b/L<0.5$ となる。また、幅の大きい造波板を使うと波高の造波効率が落ち、波高が小さくなる。

b) 波向分布

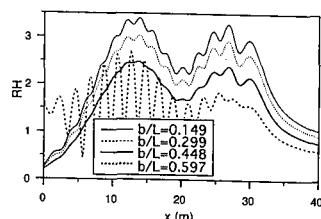
図-7 (c) は $\theta=60^\circ$ の波向分布を示している。目標波向 $\theta=60^\circ$ と大きく傾いているため、回折の影響が強い部分、つまり、 $x<3\text{m}$ と $x>33\text{m}$ では、波向は目標値より大きくずれている。 $x<3\text{m}$ では 90° 付近から目標の 60° に漸近するのに対して、 $x>33\text{m}$ では、波向は 60° から 0° に近づいていく。このことは、回折の強い領域では造波板の両端から波が放射状に進行していることを示している。

図-7 (d) は $\theta=45^\circ$ の波向分布を示している。この波向分布では、 b/L が 0.448 以下ならば回折の影響が強い部分以外では、目標波向からそれほど大きなずれはない。しかし、 $b/L=0.597$ の場合は個々の造波板幅の影響が現れ、細かい波向の変動が顕著になり、もはや一様な波向とはみなすことができない。

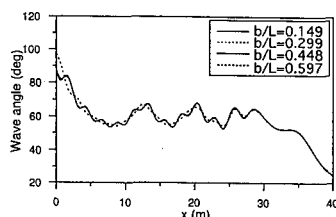
以上の検討の結果、 b/L の変化による波向の変化は、回折の影響のあまりない場所では目標波向 60° 以上ならば、 b/L を 0.597 まで広くしても造波板幅による影響はほと



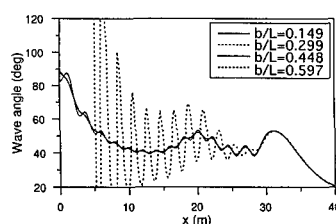
(a) 波高分布 ($\theta=60^\circ$)



(b) 波高分布 ($\theta=45^\circ$)



(c) 波向分布 ($\theta=60^\circ$)



(d) 波向分布 ($\theta=45^\circ$)

図-7 連続型造波板の無次元波高および波向分布

んどない。しかし目標波向を 45° にしたときは、 b/L を 0.597 にすると使用できなくなる。また、回折の影響により、 $3\text{m}<x<33\text{m}$ が有効造波領域であり、その外では、造波板の両端から波が放射状に進行している。

4. 発生した斜め波に関する連続型と離散型の比較

離散型造波板による無次元波高 R_H や波向 γ の計算には高山によって求められた式を用いた。図-8 は、 $y=5\text{m}$ の線上における $b/L=0.448$ のときの $\theta=60^\circ$ と 45° の無次元波高および波向分布を示している。この図において連続型および離散型の造波板による値は、それぞれ実線と点線で示している。

(1) 波高の比較

図-8 (a) は、 $\theta=60^\circ$ に関して離散型と連続型の波高分

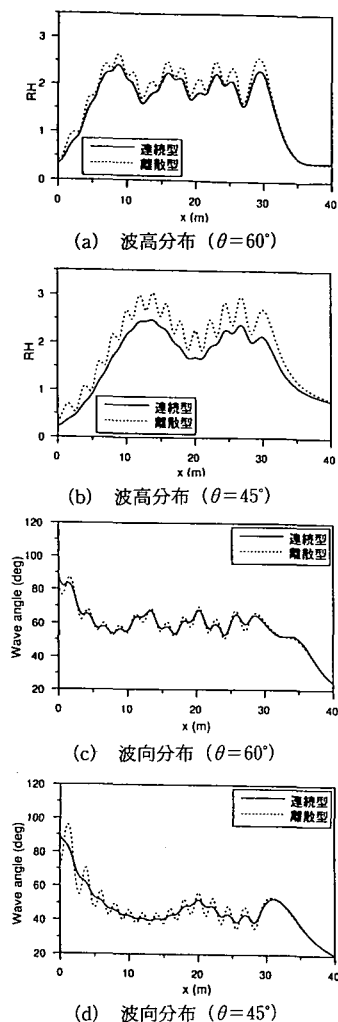


図-8 連続型と離散型の無次元波高および波向分布の比較

布を比較したものである。点線で示した離散型の波高分布はゆっくりした変動に明瞭な細かい変動が重なっているのに対して、実線で示した連続型の波高分布は同じゆっくりした変動を示すものの、細かい変動はあまりはっきりしていない。3.(2)で述べたように、細かい変動は個々の造波板幅の影響であることから、離散型では個々の造波板の影響が強く現れ、そのために、波高変動が大きい。発生した波高は連続型より離散型が少し大きく、離散型の造波効率が少しよい。

図-8(b)は、 $\theta=45^\circ$ の波高分布に関して離散型と連続型を比較したものである。点線の離散型では $\theta=60^\circ$ の場合と同様にゆっくりした変動の上に細かい変動が重なっている。この細かい変動は $\theta=60^\circ$ の場合より一層明瞭となっており、個々の造波板の影響がさらに強く出ている。それに対して、実線の連続型では $\theta=60^\circ$ の場合と同様に

細かい変動ははっきりしていない。連続型より離散型の波高はさらに大きくなり、離散型の造波効率がさらによくなっている。

以上のことから、造波効率は波向が傾けば傾くほど連続型より離散型の方が高くなるが、波高の一様性は細かい変動がないため連続型の方がよい。波高分布の比較では、多方向不規則波の造波を考えると、連続型の方が離散型より有利である。

(2) 波向の比較

図-8(c)は、 $\theta=60^\circ$ の波向に関して離散型と連続型を比較したものである。点線の離散型の波向は、実線の連続型より細かい変動が少し顕著であるだけで両者に大きな差はない。図-8(d)の $\theta=45^\circ$ における比較では、実線で示した連続型の波向の周りを点線の離散型の波向が細かく変動している。この細かい変動の振幅は、 $\theta=60^\circ$ の場合より顕著になっている。

波向では、波高で現れたような両者の平均的な差異はほとんどなく、離散型の波向は連続型の波向の周りを細かく変動しているだけである。波向の場合でも、連続型の方が変動が少なく、多方向不規則波の発生には有利である。

5. あとがき

造波板の微小振幅運動を仮定して、連続型造波板によって起こされた斜め波の理論解を求め、これを用いて斜め波の特性を調べた。その結果、 b/L が大きくなるほど、また、波向が傾くほど、個々の造波板の影響が強く現れるようになることがわかった。これは、離散型の場合と同じ傾向を示している。ただし、連続型の造波効率は b/L が大きくなるほど低下する。離散型と連続型を比較した結果では、連続型造波板による発生波の波高および波向の一様性は離散型より高く、連続型造波装置が多方向不規則波の発生には有効であることがわかった。造波板の有限振幅運動に伴う非線形斜め波の造波については今後の課題である。

参 考 文 献

- 今井貫爾・池谷毅・秋山義信・南誠信・岩瀬浩二 (1991): 側壁反射を利用した斜め規則波の造波方式, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 131-135.
- 寛田博章・水口優・森屋陽一 (1994): 多方向造波装置において一様な波の場を作るための端部制御方式, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 106-109.
- 高山知司 (1982): 造波機によって発生する斜め波の特性について, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 208-212.
- Takayama, T. (1984): Theory of oblique waves generated by serpent-type wave-maker, Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol. 27, pp. 1-19.