

潜水圧気型構造物と波との非線形干渉について

名古屋大学大学院 学生員○金 度参 学生員 織田幸伸
名古屋大学工学部 学生員 川崎浩司 正 員 岩田好一郎

1. はじめに: 没水平版などの潜水構造物による非線形波浪変形に関する研究はこれまで多くの研究者によって行われ、その解析手法がいくつ提案されている^{1),2)}。そのうち、周波数領域で解析する定常解析法は Stokes 波の 2 次近似理論まで摂動法を用い、非線形波浪変形特性を論じている。しかし、潜水構造物の潜水深が非常に浅くなると、計算値と実験値の間に差が大きくなり、より高次の理論解析が必要であると指摘されている²⁾。

本研究は、摂動法（周波数変調を考慮した Stokes 波の 3 次近似理論まで）と境界積分方程式に基づいた非線形定常解析法を使用し、一定水深の 2 次元波動場に置かれた潜水圧気型固定構造物による非線形波浪変形の特性を理論解析と水理実験に基づいて議論したものである。

2. 理論解析: 図-1 に示す潜水圧気型構造物に対し、 x の正方向から Stokes 波が入射する場合を考える。その時、速度ポテンシャル $\Phi(x, z; t)$ 、自由水面の変動 $\eta(x; t)$ 、圧気室内の水面変動 $\zeta(x; t)$ 、圧気室内の空気圧 P_a 、角周波数 σ および Bernoulli 常数 Q は微小パラメータ $\varepsilon (= \eta_0 k^{(1)}, \eta_0$ と $k^{(1)}$ はそれぞれ ε の 1 次の入射波の振幅と波数) に対して次式のような摂動展開ができるものとする。

$$\Phi(x, z; t) = \varepsilon \phi^{(1)}(x, z) e^{i\sigma t} + \varepsilon^2 \{ \phi_0^{(2)}(x, z) + \phi^{(2)}(x, z) e^{2i\sigma t} \} + \varepsilon^3 \{ \phi_1^{(3)}(x, z) e^{i\sigma t} + \phi^{(3)}(x, z) e^{3i\sigma t} \} + \dots \quad (1)$$

$$\eta(x; t) = \varepsilon \eta^{(1)}(x) e^{i\sigma t} + \varepsilon^2 \{ \eta_0^{(2)}(x) + \eta^{(2)}(x) e^{2i\sigma t} \} + \varepsilon^3 \{ \eta_1^{(3)}(x) e^{i\sigma t} + \eta^{(3)}(x) e^{3i\sigma t} \} + \dots \quad (2)$$

$$\zeta(x; t) = \zeta^{(0)} + \varepsilon \zeta^{(1)}(x) e^{i\sigma t} + \varepsilon^2 \{ \zeta_0^{(2)}(x) + \zeta^{(2)}(x) e^{2i\sigma t} \} + \varepsilon^3 \{ \zeta_1^{(3)}(x) e^{i\sigma t} + \zeta^{(3)}(x) e^{3i\sigma t} \} + \dots \quad (3)$$

$$P_a(t) = P^{(0)} + \varepsilon P^{(1)} e^{i\sigma t} + \varepsilon^2 \{ P_0^{(2)} + P^{(2)} e^{2i\sigma t} \} + \varepsilon^3 \{ P_1^{(3)} e^{i\sigma t} + P^{(3)} e^{3i\sigma t} \} + \dots \quad (4)$$

$$Q = \varepsilon Q^{(1)} + \varepsilon^2 Q^{(2)} + \varepsilon^3 Q^{(3)} + \dots \quad (5)$$

$$\sigma = \sigma^{(0)} + \varepsilon \sigma^{(1)} + \varepsilon^2 \sigma^{(2)} + \dots \quad (6)$$

ここで、 $\zeta^{(0)} = -q_4 h$ 、 $P^{(0)} = \rho g q_4 h$ である。

図-1 に示すように、減衰定常波の影響が及ぼさない $x = \pm b$ に仮想境界面を置くと、流体領域は R_r 、 R_c 、 R_l に分けられ、閉流体領域 R_c の境界は自由水面、構造物の表面、 $x = \pm b$ での両仮想境界面、海底面および圧気室内の水面により構成される。構造物の表面と海底面での境界条件は法線方向の流速が零であるといった条件で与えられる。また、自由水面と圧気室内の水面での水面境界条件は力学的および運動学的境界条件から水面変動を消去すると得られる。さらに、各境界条件を静止状態に対して Taylor 級数展開し、式 (1)~(6) を考慮すると、 ε の 1 次の基本周波数成分、 ε の 2 次の 2 倍周波数成分と定常成分および ε の 3 次の 3 倍周波数成分と基本周波数成分に対するそれぞれの境界条件が得られる。仮想境界面での境界条件は流体領域 R_r 、 R_l での ε の各オーダーにおけるそれぞれの周波数成分の速度ポテンシャルの一般解を用いることにより求められる。そのうち、領域 R_r での ε の 3 次の基本周波数成分の速度ポテンシャルは次式のように表される。

$$\begin{aligned} \phi_1^{(3)}(x, z) = & \overline{\varphi_{3,3}} \{ B_0^{(1)*} e^{i3k^{(1)}x} + B_0^{(1)2} e^{-i3k^{(1)}x} Z(3k^{(1)}z) \} + \{ \overline{\varphi_{1,1}} B_0^{(1)} B_0^{(1)*} + \overline{\varphi_{0,1}} \} e^{ik^{(1)}x} Z(k^{(1)}z) \\ & + \{ \overline{\varphi_{1,1}} B_0^{(1)2} B_0^{(1)*} + \overline{\varphi_{0,1}} B_0^{(1)} \} e^{-ik^{(1)}x} Z(k^{(1)}z) + i \overline{\varphi_{1,2}} B_0^{(2)} B_0^{(1)*} e^{i(k^{(1)}-k^{(2)})z} Z((k^{(1)}-k^{(2)})z) \\ & + i \overline{\varphi_{1,2}} B_0^{(2)} e^{-i(k^{(1)}+k^{(2)})z} Z((k^{(1)}+k^{(2)})z) \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $\overline{\varphi_{3,3}}$ 、 $\overline{\varphi_{3,3}}$ 、 $\overline{\varphi_{1,1}}$ 、 $\overline{\varphi_{0,1}}$ 、 $\overline{\varphi_{1,2}}$ は係数、 $Z(nz) = \cosh n(z+h)/\cosh nh$ 、 $B_0^{(1)}$ は ε の 1 次の反射率、 $B_0^{(1)*}$ は $B_0^{(1)}$ の共役複素数であり、 $B_0^{(2)}$ は波と構造物との非線形干渉により発生する ε の 2 次の自由波の反射率である。

以上の理論解析の妥当性を検証するため、水理実験を行った。

3. 解析結果の検討: 図-2 と図-3 は周波数変調および ε の 3 次の基本周波数成分を考慮せず、 ε の 3 次の 3 倍周波数成分まで考慮した結果である。図-2 の場合は構造物の上面における水面変動の時間波形を示したものである。図-2(a) と (b) をみると、波が構造物の上面を進行するにつれて、 ε の 2 次および 3 次の成分波が非常に大きくなり、波形は各成分波の位相差によって大きく変わるのが認められる。また、同一の入射波の周期に対して潜水深を変化させた図-2(b) と (c) を比較すると、潜水深が深くなると、 ε の 2 次および 3 次の非線形成

