

流入流出のある矩形容器におけるスロッシングの非線形応答*

町田 剛 敏^{*1}, 金子 成 彦^{*2}, 渡 辺 辰 郎^{*2}Nonlinear Characteristics of Sloshing with Inlet and Outlet Flow
in a Rectangular Tank

Taketoshi MACHIDA, Shigehiko KANEKO and Tatsuo WATANABE

Recently sloshing with various flow patterns has been attracting much attention particularly in conjunction with the integrity of fast breeder reactors. In the present paper, theoretical and experimental study was performed to investigate nonlinearity of sloshing with circulating flow in a rectangular tank subjected to horizontal excitations. It had been found that the nonlinearity of sloshing is affected by the water depth and the flow velocities. In the theoretical calculation assuming that the horizontal surface flow instead of circulating flow was dominant in the tank, we conducted potential flow analysis based on the superposition of the velocity potential of noncirculating flow and that of the surface flow. In this paper, the actual surface velocities were measured with a Pitot tube and those were employed in the calculation, which gives better agreement.

Key Words: Sloshing, Inlet and Outlet Flow, Rectangular Tank, Potential Flow Analysis, Nonlinearity

1. 緒 言

石油タンク内液をはじめとする静止水のスロッシングの非線形応答に関しては葉山ら⁽¹⁾による研究をはじめ、従来から数多くの研究が行われてきた。しかしながら、FBR 炉内タンクのように流入流出を伴うスロッシングの非線形応答については、これまで研究が行われていない。線形解析は原ら⁽²⁾⁽³⁾によって行われており、それによれば自由表面近傍に流速 U があるときのスロッシングの固有振動数は H, L をそれぞれ液深、タンク幅として次式で表されることが明らかになっている。

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{gk \tanh kH - (Uk)^2}, \text{ただし, } k = \frac{\pi}{L} \quad \dots\dots\dots (1)$$

本研究では水を流入、流出することにより循環流を発生させた小形矩形タンクを水平方向に加振し、加振振動数、流速、スロッシング振動振幅の関係を実験的、解析的に求めることを目的とする。解析では、タンク

内の流れは自由表面での水平流が支配的であると仮定し、原らと同様に流動のない場合の速度ポテンシャルと表面での水平流の速度ポテンシャルとを重ね合せて解析を行う。これまで、自由表面の水平流速はタンクへの流入流速と等しいとして解析が行われてきた⁽⁴⁾。これによると、表面流速が大きくなるとスロッシングの固有振動数が低下し、液深比(液深/タンク幅)が1のときは流速の増加に伴いハードスプリング形の非線形応答を示すことが実験より明らかになったが、表面流速と流入流速が等しいとした近似解析はこれを説明することができなかった⁽⁴⁾。そこで、本報ではピトー管で計測した実際の水平流速を用いて解析を行った。

2. 解析モデルと近似解析

2・1 基礎方程式 本研究ではタンク内の流動を単純な形にモデル化し近似計算を行う。流れ場のモデルおよび座標系を図1に示す。タンクは $X_R = X_0 \sin \Omega \omega t$ で表される正弦波で加振される。タンク内液は非圧縮、非粘性、非回転であり、流れは $O-X-Z$ 平面に平行な二次元流とする。

タンク内の流動は自由表面の水平流速 U が支配的とし、これ以外の流れは考えないものとする。ここでは流動のない場合のスロッシングの速度ポテンシャル

* 原稿受付 1997年7月18日。

^{*1} 学生員, 東京大学大学院 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)。^{*2} 正員, 東京大学大学院工学系研究科。

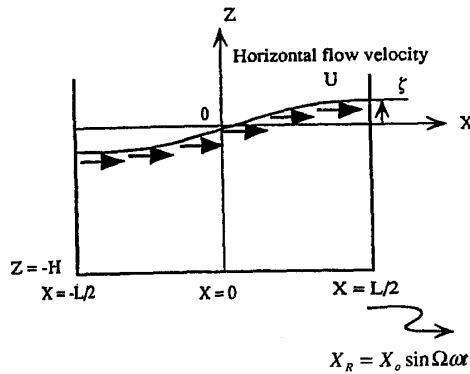


Fig. 1 Model and coordinate system for potential analysis

と自由表面での水平流の速度ポテンシャルを重ねることにより、自由表面 $Z = \zeta$ における速度ポテンシャル ϕ は定常循環流のない時のスロッシングの速度ポテンシャルを ϕ_s として次のように表される。

$$Z = \zeta, \phi = UX + \phi_s \quad (2)$$

この ϕ に対して連続の式、圧力方程式、および自由表面における運動学的境界条件式が以下のように成り立つものとする。

$$\Delta \phi = 0 \quad (3)$$

$$\phi_t + \frac{u^2 + w^2}{2} + \frac{p}{\rho} + g\zeta$$

$$-X_0 \Omega^2 \omega^2 X \sin \Omega \omega t = C \quad (4)$$

$$Z = \zeta, \zeta_t + u\zeta_x = w \quad (5)$$

ここで Δ, p, ρ, C はそれぞれラプラス演算子、圧力、液体密度、幾何学的拘束条件を満たすための定数を表す。また u, w は X 方向、 Y 方向の流速である。下付添字はその変数による偏微分を表すものとする。

タンク壁面における境界条件は

$$X = \pm \frac{L}{2}, u = \phi_x = \begin{cases} U & (Z \approx 0) \\ 0 & (Z \neq 0) \end{cases} \quad (6)$$

$$Z = -H, w = \phi_z = 0 \quad (7)$$

となる。

2.2 方程式の線形化 式(3)～(5)を解けばスロッシングの加振応答が計算できるが、これらは非線形方程式であるので、摂動法を用いる。加振力が ε の3次のオーダーになるように ε を

$$\varepsilon = (X_0/L)^{1/3} \quad (8)$$

と定め、各変数を次のように ε のべき級数に展開して式(3)～(5)に代入する。

$$\phi_s = L^2 \omega_1 (\varepsilon \phi_1 + \varepsilon^2 \phi_2 + \varepsilon^3 \phi_3 + \dots)$$

$$\zeta = L (\varepsilon \zeta_1 + \varepsilon^2 \zeta_2 + \varepsilon^3 \zeta_3 + \dots)$$

$$C = (L \omega_1)^2 (\varepsilon C_1 + \varepsilon^2 C_2 + \varepsilon^3 C_3 + \dots)$$

$$\dots \quad (9)$$

ただし、 ω_1 は流動のない系におけるスロッシング一次モードの固有角振動数で、

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{\pi g}{L} \tanh \frac{\pi H}{L}}$$

から計算される。式(9)中の係数 ϕ_i, ζ_i, C_i ($i=1, 2, 3, \dots$) は無次元数になっている。また、スロッシング振動数 ω は ω_1 の近傍であるとして、

$$\frac{\omega}{\omega_1} = 1 + \varepsilon \alpha_1 + \varepsilon^2 \alpha_2 + \varepsilon^3 \alpha_3 + \dots \quad (10)$$

と表す。

各変数 t, X, Z, H, U に対して無次元数を以下のよう

$$\tau = \omega t, x = \frac{X}{L}, z = \frac{Z}{L}, h = \frac{H}{L} \quad (11)$$

$$u_0 = \frac{U}{L \omega_1} \quad (12)$$

式(4)、(5)において $Z = \zeta$ 、つまり $z = \zeta/L$ における関数の値は $z=0$ 近傍のテイラー展開で近似される。ある関数 $F(x, \frac{\zeta}{L}, \tau)$ を便宜上 $F(\frac{\zeta}{L})$ と書くと

$$F(\frac{\zeta}{L}) = F(0) + \varepsilon \zeta_1 F_z(0) + \varepsilon^2 \left\{ \zeta_2 F_z(0) + \left(\frac{\zeta_1^2}{2} \right) F_{zz}(0) \right\} + \dots \quad (13)$$

と近似される。ここで、下付添字はその変数による偏微分を表す。

以上から ε の各オーダーについて線形化された方程式が得られる。式(3)、(6)、(7)は

$$\Delta \phi_i = 0 \quad (i=1, 2, 3, -1/2 < x < 1/2, -h < z < 0) \quad (14)$$

$$\phi_{ix} = 0 \quad (i=1, 2, 3, x = \pm 1/2) \quad (15)$$

$$\phi_{iz} = 0 \quad (i=1, 2, 3, z = -h) \quad (16)$$

となる。さらに式(4)、(5)からも ε の各オーダーについて線形化された方程式が以下のように得られる。

$$\zeta_1 + u_0 \zeta_{1x} = \phi_{1z}(0) \quad (17)$$

$$\dot{\phi}_1(0) + u_0 \phi_{1x}(0) + \frac{1}{\pi T_H} \zeta_1 = C_1 \quad (18)$$

$$\zeta_2 + u_0 \zeta_{2x} = \phi_{2z}(0) + f_{21}(x, \tau) \quad (19)$$

$$f_{21}(x, \tau) = -\alpha_1 \zeta_1 + \zeta_1 \phi_{1zz}(0) - \zeta_{1x} \phi_{1x}(0)$$

$$\dot{\phi}_2(0) + u_0 \phi_{2x}(0) + \frac{1}{\pi T_H} \zeta_2 = f_{22}(x, \tau) \quad (20)$$

$$f_{22}(x, \tau) = -\alpha_1 \dot{\phi}_1(0) - \zeta_1 \dot{\phi}_{1z}(0)$$

$$- \frac{1}{2} \{ \phi_{1x}^2(0) + \phi_{1z}^2(0) \} - u_0 \zeta_1 \phi_{1xz}(0) + C_2$$

$$\zeta_3 + u_0 \zeta_{3x} = \phi_{3z}(0) + f_{31}(x, \tau) \quad (21)$$

$$f_{31}(x, \tau) = -\alpha_1 \zeta_2 - \alpha_2 \zeta_1 + \zeta_1 \phi_{2zz}(0) + \zeta_2 \phi_{1zz}(0)$$

$$+ \frac{\zeta_1^2}{2} \phi_{1zzz}(0) - \zeta_{2x} \phi_{1x}(0) - \zeta_{1x} \phi_{2x}(0)$$

$$\begin{aligned}
& -\zeta_1 \zeta_{1x} \phi_{1xz}(0) \\
& \dot{\phi}_3(0) + u_0 \phi_{3x}(0) + \frac{1}{\pi T_H} \zeta_3 \\
& = \Omega^2 x \sin \Omega \tau + f_{32}(x, \tau) \cdots \cdots \cdots (22) \\
& f_{32}(x, \tau) = -\alpha_1 \{ \dot{\phi}_2(0) + \zeta_1 \dot{\phi}_{1z}(0) \} - \alpha_2 \dot{\phi}_1(0) \\
& - \zeta_1 \dot{\phi}_{2z}(0) - \zeta_2 \dot{\phi}_{1z}(0) - \frac{\zeta_1^2}{2} \dot{\phi}_{1zz}(0) \\
& - \phi_{1x}(0) \phi_{2x}(0) - \phi_{1z}(0) \phi_{2z}(0) \\
& - \zeta_1 \phi_{1x}(0) \phi_{1xz}(0) - \zeta_1 \phi_{1z}(0) \phi_{1zz}(0) \\
& - u_0 \left\{ \zeta_2 \phi_{1x}(0) + \frac{\zeta_1^2}{2} \phi_{1xx}(0) + \zeta_1 \phi_{2xz}(0) \right\} + C_3
\end{aligned}$$

これらの方程式で、 $(\cdot)$ は無次元時間 τ に関する微分で、 T_H は定数 $T_H = \tanh \pi h$ である。以後、一般に

$$T_{nh} = \tanh n\pi h \quad (n=1, 2, 3, \cdots) \cdots \cdots (23)$$

とする。

また、式(4)の ε^0 オーダの式から、自由表面での全圧が零に等しいことを示す式

$$\frac{1}{2} L^2 \omega_1^2 u_0^2 + \frac{p_S}{\rho} = 0. \cdots \cdots \cdots (24)$$

が得られる。

2・3 線形化された方程式の解

2・3・1 ε オーダの解 式(14)と(15)、(16)から ϕ_1 は次のように仮定できる。

$$\phi_1 = a_1 \sin \pi x \frac{\cosh \pi(z+h)}{\cosh \pi h} \Phi_1(\tau) \cdots \cdots \cdots (25)$$

ここで a_1 は振幅、 $\Phi_1(\tau)$ は時間 τ の関数である。式(17)、(18)から ζ_1 を消去すると

$$\begin{aligned}
& \ddot{\phi}_1(0) + 2u_0 \dot{\phi}_{1x}(0) + u_0^2 \phi_{1xx}(0) \\
& + \frac{1}{\pi T_H} \phi_{1z}(0) = 0 \cdots \cdots \cdots (26)
\end{aligned}$$

を得る。式(25)を式(26)に代入すると

$$\begin{aligned}
& a_1 \{ \ddot{\Phi}_1(\tau) - u_0^2 \pi^2 \Phi_1(\tau) + \Phi_1(\tau) \} \sin \pi x \\
& + a_1 2u_0 \pi \dot{\Phi}_1(\tau) \cos \pi x = 0 \cdots \cdots \cdots (27)
\end{aligned}$$

となる。式(27)の各項に $\sin \pi x$ をかけて $x = -1/2$ から $x = 1/2$ で積分することにより

$$\ddot{\Phi}_1(\tau) + \Omega^2 \Phi_1(\tau) = 0 \cdots \cdots \cdots (28)$$

を得る。ここで、 Ω は次式で定義される無次元数である。

$$\Omega = \sqrt{1 - u_0^2 \pi^2}, \cdots \cdots \cdots (29)$$

これは式(1)で与えられる固有振動数の無次元表現にほかならない。式(28)から $\Phi_1(\tau)$ は次のように求めることができる。

$$\Phi_1(\tau) = \cos \Omega \tau \cdots \cdots \cdots (30)$$

これは運動方程式(26)の減衰項を無視したことに相当する。

以上から ϕ_1 は、

$$\phi_1 = a_1 \sin \pi x \frac{\cosh \pi(z+h)}{\cosh \pi h} \cos \Omega \tau \cdots \cdots \cdots (31)$$

となり、さらに ζ_1 は式(18)から

$$\begin{aligned}
& \zeta_1 = \pi T_H \{ a_1 (\Omega \sin \pi x \sin \Omega \tau \\
& - u_0 \pi \cos \pi x \cos \Omega \tau) + C_1 \} \cdots \cdots \cdots (32)
\end{aligned}$$

となる。 ζ_1 に関する幾何学的拘束条件を次のように設定する。

$$\int_0^{2\pi/\Omega} \int_{-1/2}^{1/2} \zeta_1 dx d\tau = 0 \cdots \cdots \cdots (33)$$

これは、系には流入流出があるためタンク内液の体積は時間の関数になっているが、体積の時間平均は一定であると仮定したことを意味する。これにより C_1 は $C_1 = 0$ となる。

ここで、 $\pi T_H a_1$ を改めて $\pi T_H a_1 = a$ とすると ε オーダの解は結局次のように書ける。

$$\zeta_1 = a (\Omega \sin \pi x \sin \Omega \tau - u_0 \pi \cos \pi x \cos \Omega \tau) \cdots \cdots \cdots (34)$$

$$\phi_1 = \frac{a}{\pi T_H} \sin \pi x C_1(z) \cos \Omega \tau \cdots \cdots \cdots (35)$$

ここに、 $C_n(z)$ は

$$\begin{aligned}
& C_n(z) = \frac{\cosh n\pi(z+h)}{\cosh n\pi h} \\
& (n=1, 2, 3, \cdots, -h \leq z \leq 0) \cdots \cdots \cdots (36)
\end{aligned}$$

である。

2・3・2 ε^2 オーダの解 式(19)、(20)から ζ_2 を消去すると次式を得る。

$$\begin{aligned}
& \ddot{\phi}_2(0) + 2u_0 \dot{\phi}_{2x}(0) + u_0^2 \phi_{2xx}(0) + \frac{1}{\pi T_H} \phi_{2z}(0) \\
& = \dot{f}_{22}(x, \tau) + u_0 f_{2x}(x, \tau) - \frac{1}{\pi T_H} f_{21}(x, \tau) \\
& \cdots \cdots \cdots (37)
\end{aligned}$$

ϕ_1, ζ_1 を $f_{21}(x, \tau), f_{22}(x, \tau)$ に代入すると

$$\begin{aligned}
& f_{21}(x, \tau) = -\alpha_1 a \Omega^2 \sin \pi x \cos \Omega \tau \\
& - \alpha_1 a \Omega u_0 \pi \cos \pi x \sin \Omega \tau - \frac{a^2}{2 T_H} u_0 \pi^2 \sin 2\pi x \\
& - \frac{a^2}{2 T_H} u_0 \pi^2 \sin 2\pi x \cos 2\Omega \tau \\
& - \frac{a^2}{2 T_H} \Omega \pi \cos 2\pi x \sin 2\Omega \tau \cdots \cdots \cdots (38)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& f_{22}(x, \tau) = \alpha_1 a \frac{\Omega}{\pi T_H} \sin \pi x \sin \Omega \tau \\
& + \frac{a^2}{4} \left(\Omega^2 - \frac{1}{2 T_H^2} + u_0^2 \pi^2 - \frac{1}{2} \right) \\
& - \frac{a^2}{4} \left(\Omega^2 + \frac{1}{2 T_H^2} - u_0^2 \pi^2 - \frac{1}{2} \right) \cos 2\pi x \\
& - \frac{a^2}{4} \left(\Omega^2 + \frac{1}{2 T_H^2} - u_0^2 \pi^2 + \frac{1}{2} \right) \cos 2\Omega \tau \\
& + \frac{a^2}{4} \left(\Omega^2 - \frac{1}{2 T_H^2} + u_0^2 \pi^2 + \frac{1}{2} \right) \cos 2\pi x \cos 2\Omega \tau \\
& - \frac{a^2}{2} u_0 \pi \Omega \sin 2\pi x \sin 2\Omega \tau + C_2 \cdots \cdots \cdots (39)
\end{aligned}$$

式(38)、(39)を式(37)に代入すると ϕ_2 に関する式

(40)が得られる.

$$\begin{aligned} & \dot{\phi}_2(0) + 2u_0 \dot{\phi}_{2x}(0) + u_0^2 \phi_{2xx}(0) + \frac{1}{\pi T_H} \phi_{2z}(0) \\ &= 2\alpha_1 a \frac{\Omega^2}{\pi T_H} \sin \pi x \cos \Omega \tau \\ &+ 2\alpha_1 a \frac{u_0 \Omega}{\pi T_H} \cos \pi x \sin \Omega \tau + a^2 h_{0s2} \sin 2\Omega \tau \\ &+ a^2 h_{s20} \sin 2\pi x + a^2 h_{s2c2} \sin 2\pi x \cos 2\Omega \tau \\ &+ a^2 h_{c2s2} \cos 2\pi x \sin 2\Omega \tau \dots\dots\dots (40) \end{aligned}$$

ここで係数は以下のように定義される.

$$\begin{aligned} h_{0s2} &= \frac{\Omega}{4} \left(2\Omega^2 + \frac{1}{T_H^2} - 2u_0^2 \pi^2 + 1 \right) \\ h_{s20} &= \frac{u_0 \pi}{4} \left(2\Omega^2 + \frac{3}{T_H^2} - 2u_0^2 \pi^2 - 1 \right) \\ h_{c2s2} &= -\frac{\Omega}{4} \left(2\Omega^2 - \frac{3}{T_H^2} + 6u_0^2 \pi^2 + 1 \right) \\ h_{s2c2} &= -\frac{u_0 \pi}{4} \left(6\Omega^2 - \frac{3}{T_H^2} + 2u_0^2 \pi^2 + 1 \right) \dots\dots (41) \end{aligned}$$

式(40)を解けば ϕ_2 を求めることができる. ϕ_2 が周期関数であるから, 永年項除去の条件から式(40)の右辺第1項は零に等しくなくてはならない. したがって,

$$\alpha_1 = 0 \dots\dots\dots (42)$$

が成り立たなくてはならない.

式(40)の解 ϕ_2 は式(15)を満たさなければならない. $\sin 2\pi x$ を含む項はこれを満たさないため, 式(40)の各項に $\cos 2\pi x$ をかけ, $x = -1/2$ から $x = 1/2$ で積分し $\sin 2\pi x$ を含む項を消去した方程式をつくる. これを解くことにより ϕ_2 は次式のように得られる.

$$\begin{aligned} \phi_2 &= a^2 b_{0s2} \sin 2\Omega \tau \\ &+ a^2 b_{c2s2} \cos 2\pi x C_2(z) \sin 2\Omega \tau \dots\dots\dots (43) \end{aligned}$$

係数は以下で定義される.

$$\begin{aligned} b_{0s2} &= -\frac{h_{0s2}}{4\Omega^2}, \quad b_{c2s2} = \frac{h_{c2s2}}{B} \\ B &= -4\Omega^2 - 4u_0^2 \pi^2 + \frac{2T_{2H}}{T_H} \dots\dots\dots (44) \end{aligned}$$

ここでもまた $2 \cdot 3 \cdot 1$ 項で式(31)を求めたときと同様に減衰項 $2u_0 \dot{\phi}_{2x}(0)$ を無視した.

ξ_2 は式(20)から

$$\begin{aligned} \xi_2 &= \pi T_H \{ f_{22}(x, \tau) - \dot{\phi}_2(0) - u_0 \phi_{2x}(0) \} \\ &= a^2 B_{c20} \cos 2\pi x + a^2 B_{0c2} \cos 2\Omega \tau \\ &+ a^2 B_{c2c2} \cos 2\pi x \cos 2\Omega \tau \\ &+ a^2 B_{s2s2} \sin 2\pi x \sin 2\Omega \tau \\ &+ \pi T_H \left\{ \frac{a^2}{8} \left(2\Omega^2 - \frac{1}{T_H^2} + 2u_0^2 \pi^2 - 1 \right) + C_2 \right\} \\ &\dots\dots\dots (45) \end{aligned}$$

となる. ここで係数は以下のように定義される.

$$B_{c20} = -\frac{\pi T_H}{8} \left(2\Omega^2 + \frac{1}{T_H^2} - 2u_0^2 \pi^2 - 1 \right)$$

$$\begin{aligned} B_{0c2} &= -\frac{\pi T_H}{8} \left(2\Omega^2 + \frac{1}{T_H^2} - 2u_0^2 \pi^2 + 1 \right) \\ &- 2\pi T_H \Omega b_{0s2} \\ B_{c2c2} &= \frac{\pi T_H}{8} \left(2\Omega^2 - \frac{1}{T_H^2} + 2u_0^2 \pi^2 + 1 \right) \\ &- 2\pi T_H \Omega b_{c2s2} \\ B_{s2s2} &= -\frac{\pi^2}{2} u_0 T_H \Omega + 2\pi^2 u_0 T_H b_{c2s2} \dots\dots\dots (46) \end{aligned}$$

ξ_2 に関する幾何学的拘束条件は式(33)と同様に以下で表される.

$$\int_0^{2\pi/\Omega} \int_{-1/2}^{1/2} \xi_2 dx d\tau = 0 \dots\dots\dots (47)$$

これにより C_2 は次のように求められる.

$$C_2 = -\frac{a^2}{8} \left(2\Omega^2 - \frac{1}{T_H^2} + 2u_0^2 \pi^2 - 1 \right) \dots\dots\dots (48)$$

結局 ξ_2 は

$$\begin{aligned} \xi_2 &= a^2 B_{c20} \cos 2\pi x + a^2 B_{0c2} \cos 2\Omega \tau \\ &+ a^2 B_{c2c2} \cos 2\pi x \cos 2\Omega \tau \\ &+ a^2 B_{s2s2} \sin 2\pi x \sin 2\Omega \tau \dots\dots\dots (49) \end{aligned}$$

となる.

2・3・3 ϵ^3 オーダの解 式(21), (22)から ξ_3 を消去して次式を得る.

$$\begin{aligned} & \dot{\phi}_3(0) + 2u_0 \dot{\phi}_{3x}(0) + u_0^2 \phi_{3xx}(0) + \frac{1}{\pi T_H} \phi_{3z}(0) \\ &= \Omega^3 x \cos \Omega \tau + \Omega^2 u_0 \sin \Omega \tau \\ &+ \dot{f}_{32}(x, \tau) + u_0 f_{32x}(x, \tau) - \frac{1}{\pi T_H} f_{31}(x, \tau) \\ &\dots\dots\dots (50) \end{aligned}$$

また $f_{31}(x, \tau)$, $f_{32}(x, \tau)$ に ϕ_1 , ξ_1 , ϕ_2 , ξ_2 を代入する.

$$\begin{aligned} f_{31}(x, \tau) &= (-\alpha_2 a \Omega^2 + a^3 d_{s1c1}) \sin \pi x \cos \Omega \tau \\ &+ a^3 d_{s1s1} \sin \pi x \sin \Omega \tau \\ &+ a^3 d_{s1s3} \sin \pi x \sin 3\Omega \tau \\ &+ a^3 d_{s1c3} \sin \pi x \cos 3\Omega \tau \\ &+ a^3 d_{s3s1} \sin 3\pi x \sin \Omega \tau \\ &+ a^3 d_{s3c1} \sin 3\pi x \cos \Omega \tau \\ &+ a^3 d_{s3s3} \sin 3\pi x \sin 3\Omega \tau \\ &+ a^3 d_{s3c3} \sin 3\pi x \cos 3\Omega \tau \dots\dots\dots (51) \end{aligned}$$

係数は以下のように定義される.

$$\begin{aligned} d_{s1c1} &= \frac{1}{2} \pi^2 \Omega b_{c2s2} + \frac{\pi}{4 T_H} (2B_{c20} + 2B_{0c2} - 3B_{c2c2}) \\ &+ \frac{1}{32} \pi^2 \Omega^2 + \frac{9}{32} u_0^2 \pi^4 \\ d_{s1s3} &= -\frac{1}{2} \pi^2 \Omega b_{c2s2} + \frac{\pi}{4 T_H} (2B_{0c2} - 3B_{c2c2}) \\ &- \frac{1}{32} \pi^2 \Omega^2 + \frac{3}{32} u_0^2 \pi^4 \\ d_{s3c1} &= \frac{1}{2} \pi^2 \Omega b_{c2s2} - \frac{\pi}{4 T_H} (2B_{c20} + B_{c2c2}) \\ &- \frac{3}{32} \pi^2 \Omega^2 + \frac{9}{32} u_0^2 \pi^4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
d_{s3c3} &= -\frac{1}{2}\pi^2\Omega b_{c2s2} - \frac{\pi}{4T_H}B_{c2c2} \\
&+ \frac{3}{32}\pi^4\Omega^2 + \frac{3}{32}\pi^2\Omega^2 \\
d_{s1s1} &= d_{s3s3} = -d_{s1c3} = -d_{s3c1} = \pi^2\Omega b_{c2s2} \\
&\dots\dots\dots (52)
\end{aligned}$$

ここで、式(51)を(50)に代入したとき、 $2\cdot 3\cdot 2$ 項で ϕ_2 を求めたときと同様の手続きによって、式(51)では x に関するモード関数が $\sin \pi x$ と $\sin 3\pi x$ の項のみを残した。

また、 $f_{32}(x, \tau)$ は

$$\begin{aligned}
f_{32}(x, \tau) &= \left(\alpha_2 a \frac{\Omega}{\pi T_H} + a^3 e_{s1s1} \right) \sin \pi x \sin \Omega \tau \\
&+ a^3 e_{s1s3} \sin \pi x \sin 3\Omega \tau \\
&+ a^3 e_{s3s1} \sin 3\pi x \sin \Omega \tau \\
&+ a^3 e_{s3s3} \sin 3\pi x \sin 3\Omega \tau \\
&+ a^3 e_{s1c1} \sin \pi x \cos \Omega \tau \\
&+ a^3 e_{s1c3} \sin \pi x \cos 3\Omega \tau \\
&+ a^3 e_{s3c1} \sin 3\pi x \cos \Omega \tau \\
&+ a^3 e_{s3c3} \sin 3\pi x \cos 3\Omega \tau \\
&+ a^3 e_{c1c1} \cos \pi x \cos \Omega \tau \\
&+ a^3 e_{c1c3} \cos \pi x \cos 3\Omega \tau \\
&+ a^3 e_{c3c1} \cos 3\pi x \cos \Omega \tau \\
&+ a^3 e_{c3c3} \cos 3\pi x \cos 3\Omega \tau \\
&+ a^3 e_{c1s1} \cos \Omega \tau \sin \Omega \tau \\
&+ a^3 e_{c1s3} \cos \pi x \sin 3\Omega \tau \\
&+ a^3 e_{c3s1} \cos 3\Omega \tau \sin \Omega \tau \\
&+ a^3 e_{c3s3} \cos 3\pi x \sin 3\Omega \tau + C_3 \dots\dots\dots (53)
\end{aligned}$$

であり、係数は

$$\begin{aligned}
e_{s1s1} &= \frac{\Omega}{4}(B_{c2c2} - 2B_{c20} - 2B_{0c2}) - \frac{\pi u_0}{4}B_{s2s2} \\
&+ \frac{\pi}{2}(T_H^{-1} + T_{2H} - 2T_{2H}\Omega^2 - 2\pi^2 u_0^2 T_{2H})b_{c2s2} \\
&+ \frac{\Omega\pi}{16T_H}(\pi^2 u_0^2 - 4) \\
e_{s1s3} &= -\frac{\Omega}{4}(B_{c2c2} + 2B_{0c2}) - \frac{\pi u_0}{4}B_{s2s2} \\
&+ \frac{\pi}{2}(T_H^{-1} + T_{2H} + 2T_{2H}\Omega^2 - 2\pi^2 u_0^2 T_{2H})b_{c2s2} \\
&+ \frac{\Omega\pi}{16T_H}(\pi^2 u_0^2 - 4) \\
e_{s3s1} &= -\frac{\Omega}{4}(B_{c2c2} - 2B_{c20}) - \frac{\pi u_0}{4}B_{s2s2} \\
&+ \frac{\pi}{2}(T_H^{-1} - T_{2H} + 2T_{2H}\Omega^2 - 2\pi^2 u_0^2 T_{2H})b_{c2s2} \\
&+ \frac{\pi^3 u_0^2 \Omega}{16T_H} \\
e_{s3s3} &= \frac{\Omega}{4}B_{c2c2} - \frac{\pi u_0}{4}B_{s2s2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&+ \frac{\pi}{2}(T_H^{-1} - T_{2H} - 2T_{2H}\Omega^2 - 2\pi^2 u_0^2 T_{2H})b_{c2s2} \\
&+ \frac{\pi^3 u_0^2 \Omega}{16T_H} \\
e_{s1c1} &= -\frac{\pi}{32T_H}(3\Omega^2 + \pi^2 u_0^2) \\
e_{s1c3} &= \frac{\pi}{32T_H}(3\Omega^2 - \pi^2 u_0^2) \\
e_{s3c1} &= \frac{\pi}{32T_H}(\Omega^2 - 3\pi^2 u_0^2) \\
e_{s3c3} &= -\frac{\pi}{32T_H}(\Omega^2 + \pi^2 u_0^2) \\
e_{c1c1} &= \frac{\Omega}{4}B_{s2s2} - \frac{\pi u_0}{4}(B_{c2c2} + 2B_{c20} + 2B_{0c2}) \\
&+ 2u_0\pi^2\Omega T_{2H}b_{c2s2} - \frac{u_0\pi^2}{32T_H}(\Omega^2 + 9u_0^2\pi^2 - 24) \\
e_{c1c3} &= -\frac{\Omega}{4}B_{s2s2} - \frac{\pi u_0}{4}(B_{c2c2} + 2B_{0c2}) \\
&+ \frac{u_0\pi^2}{32T_H}(\Omega^2 - 3u_0^2\pi^2 + 8) \\
e_{c3c1} &= -\frac{\Omega}{4}B_{s2s2} - \frac{\pi u_0}{4}(B_{c2c2} + 2B_{c20}) \\
&+ \frac{u_0\pi^2}{32T_H}(\Omega^2 - 3u_0^2\pi^2) \\
e_{c3c3} &= \frac{\Omega}{4}B_{s2s2} - \frac{\pi u_0}{4}B_{c2c2} \\
&+ 2u_0\pi^2\Omega T_{2H}b_{c2s2} - \frac{u_0\pi^2}{32T_H}(\Omega^2 + u_0^2\pi^2) \\
e_{c1s1} &= e_{c1s3} = -e_{c3s1} = e_{c3s3} = \frac{\pi^3 u_0 \Omega}{16T_H} \dots\dots\dots (54)
\end{aligned}$$

である。

式(50)の右辺第1項の x は、 $-1 \leq x \leq 1$ において、次のようなフーリエ級数で近似することができ。

$$x = \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(2n-1)^2} \sin(2n-1)\pi x \dots\dots\dots (55)$$

式(51)、(53)、(55)を式(50)に代入すると次の方程式が得られる。

$$\begin{aligned}
&\ddot{\phi}_3(0) + 2u_0\dot{\phi}_{3x}(0) + u_0^2\phi_{3xx}(0) + \frac{1}{\pi T_H}\phi_{3z}(0) \\
&= \frac{2\Omega^2 a}{\pi T_H} \left(\alpha_2 - a^2 K + \frac{2\Omega T_H}{\pi a} \right) \sin \pi x \cos \Omega \tau \\
&+ \frac{4\Omega^3}{\pi^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(2n-1)^2} \sin(2n-1)\pi x \cos \Omega \tau \\
&+ \Omega^2 u_0 \sin \Omega \tau + a^3 k_{s1s1} \sin \pi x \sin \Omega \tau \\
&+ a^3 k_{s1s3} \sin \pi x \sin 3\Omega \tau \\
&+ a^3 k_{s1c3} \sin \pi x \cos 3\Omega \tau \\
&+ a^3 k_{s3s1} \sin 3\pi x \sin \Omega \tau \\
&+ a^3 k_{s3c1} \sin 3\pi x \cos \Omega \tau \\
&+ a^3 k_{s3s3} \sin 3\pi x \sin 3\Omega \tau \\
&+ a^3 k_{s3c3} \sin 3\pi x \cos 3\Omega \tau \dots\dots\dots (56)
\end{aligned}$$

ただし、 K, k_{ij} は次のように定義される。

$$\begin{aligned}
K &= \frac{\pi T_H}{2\Omega^2} \left(\frac{d_{s1c1}}{\pi T_H} - \Omega e_{s1s1} + u_0 \pi e_{c1c1} \right) \\
k_{s1s1} &= -\Omega e_{s1c1} - u_0 \pi e_{c1s1} - \frac{d_{s1s1}}{\pi T_H} \\
k_{s1s3} &= -3\Omega e_{s1c3} - u_0 \pi e_{c1s3} - \frac{d_{s1s3}}{\pi T_H} \\
k_{s1c3} &= 3\Omega e_{s1s3} - u_0 \pi e_{c1c3} - \frac{d_{s1c3}}{\pi T_H} \\
k_{s3s1} &= -\Omega e_{s3c1} - 3u_0 \pi e_{c3s1} - \frac{d_{s3s1}}{\pi T_H} \\
k_{s3c1} &= \Omega e_{s3s1} - 3u_0 \pi e_{c3c1} - \frac{d_{s3c1}}{\pi T_H} \\
k_{s3s3} &= -3\Omega e_{s3c3} - 3u_0 \pi e_{c3s3} - \frac{d_{s3s3}}{\pi T_H} \\
k_{s3c3} &= 3\Omega e_{s3s3} - 3u_0 \pi e_{c3c3} - \frac{d_{s3c3}}{\pi T_H} \dots\dots\dots (57)
\end{aligned}$$

ここでもまた $2 \cdot 3 \cdot 2$ 項と同様に壁における境界条件を満たさない x のモード関数を含む項は除去されている。

さて、式(56)において、 $\sin \pi x \cos \Omega \tau$ は永年項であるから、これを含む項は零にならなければならない。この永年項除去条件から、次式が成り立たなければならない。

$$\alpha_2 = a^2 K - \frac{2\Omega T_H}{\pi a} \dots\dots\dots (58)$$

以上より式(56)を書き直す。

$$\begin{aligned}
&\ddot{\phi}_3(0) + 2u_0 \dot{\phi}_{3x}(0) + u_0^2 \phi_{3xx}(0) + \frac{1}{\pi T_H} \phi_{3z}(0) \\
&= \frac{4\Omega^3}{\pi^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(2n-1)^2} \sin(2n-1)\pi x \cos \Omega \tau \\
&\quad + \Omega^2 u_0 \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 k_{s1s1} \sin \pi x \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 k_{s1s3} \sin \pi x \sin 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 k_{s1c3} \sin \pi x \cos 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 k_{s3s1} \sin 3\pi x \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 k_{s3c1} \sin 3\pi x \cos \Omega \tau \\
&\quad + a^3 k_{s3s3} \sin 3\pi x \sin 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 k_{s3c3} \sin 3\pi x \cos 3\Omega \tau \dots\dots\dots (59)
\end{aligned}$$

ϕ_1 や ϕ_2 を求めたときと同様な手続きによって、減衰項 $2u_0 \dot{\phi}_{3x}(0)$ を無視して式(59)を解くと、 ϕ_3 は次のようになる。

$$\begin{aligned}
\phi_3 &= \frac{4\Omega}{\pi^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(2n-1)^2 D_{2n-11}} \\
&\quad \times \sin(2n-1)\pi x C_{2n-1}(z) \cos \Omega \tau \\
&\quad + a^3 g_{s1s1} \sin \pi x C_1(z) \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 g_{s1s3} \sin \pi x C_1(z) \sin 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 g_{s1c3} \sin \pi x C_1(z) \cos 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 g_{s3s1} \sin 3\pi x C_3(z) \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 g_{s3c1} \sin 3\pi x C_3(z) \cos \Omega \tau
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&+ a^3 g_{s3s3} \sin 3\pi x C_3(z) \sin 3\Omega \tau \\
&+ a^3 g_{s3c3} \sin 3\pi x C_3(z) \cos 3\Omega \tau \\
&- u_0 \sin \Omega \tau \dots\dots\dots (60)
\end{aligned}$$

ここで

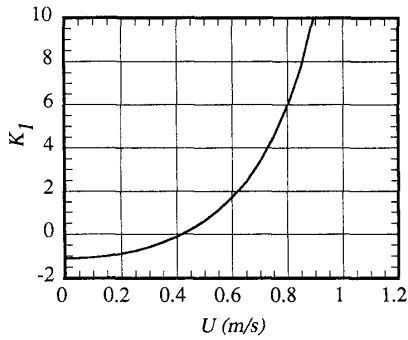
$$\begin{aligned}
D_{mn} &= -n^2 \Omega^2 - m^2 u_0^2 \pi^2 + m \frac{T_{mH}}{T_H} \\
g_{smns} &= \frac{k_{smns}}{D_{mn}}, \quad g_{smcn} = \frac{k_{smcn}}{D_{mn}} \\
(m, n &= 1, 2, 3 \dots) \dots\dots\dots (61)
\end{aligned}$$

である。式(22)から ξ_3 を計算して次式を得る。

$$\begin{aligned}
\xi_3 &= \pi T_H \{ f_{32}(x, \tau) - \dot{\phi}_3(0) - u_0 \phi_{3x}(0) \\
&\quad + \Omega^2 x \sin \Omega \tau \} \\
&= a^3 A_{s1s1} \sin \pi x \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{s1s3} \sin \pi x \sin 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{s3s1} \sin 3\pi x \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{s3s3} \sin 3\pi x \sin 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{s1c1} \sin \pi x \cos \Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{s1c3} \sin \pi x \cos 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{s3c1} \sin 3\pi x \cos \Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{s3c3} \sin 3\pi x \cos 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{c1c1} \cos \pi x \cos \Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{c1c3} \cos \pi x \cos 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{c3c1} \cos 3\pi x \cos \Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{c3c3} \cos 3\pi x \cos 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{c1s1} \cos \pi x \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{c1s3} \cos \pi x \sin 3\Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{c3s1} \cos 3\pi x \sin \Omega \tau \\
&\quad + a^3 A_{c3s3} \cos 3\pi x \sin 3\Omega \tau + \frac{4\Omega^2 T_H}{\pi} \sin \Omega \tau \\
&\quad \times \sum_{n=2}^{\infty} \left\{ \frac{(-1)^{n-1}}{(2n-1)^2} \left(\frac{\Omega^2}{D_{2n-11}} + 1 \right) \sin(2n-1)\pi x \right\} \\
&\quad - 4u_0 \Omega^3 T_H \cos \Omega \tau \\
&\quad \times \sum_{n=2}^{\infty} \left\{ \frac{(-1)^{n-1}}{(2n-1) D_{2n-11}} \cos(2n-1)\pi x \right\} \\
&\quad + \frac{2\Omega^2 T_H}{\pi} \sin \pi x \sin \Omega \tau - \pi T_H \Omega u_0 \cos \Omega \tau \\
&\quad \dots\dots\dots (62)
\end{aligned}$$

係数は以下のように定義される。

$$\begin{aligned}
A_{s1s1} &= \Omega K + \pi T_H e_{s1s1} \\
A_{s1s3} &= \pi T_H (e_{s1s3} + 3\Omega g_{s1c3}) \\
A_{s3s1} &= \pi T_H (e_{s3s1} + \Omega g_{s3c1}) \\
A_{s3s3} &= \pi T_H (e_{s3s3} + 3\Omega g_{s3c3}) \\
A_{s1c1} &= \pi T_H (e_{s1c1} - \Omega g_{s1s1}) \\
A_{s1c3} &= \pi T_H (e_{s1c3} - 3\Omega g_{s1s3}) \\
A_{s3c1} &= \pi T_H (e_{s3c1} - \Omega g_{s3s1}) \\
A_{s3c3} &= \pi T_H (e_{s3c3} - 3\Omega g_{s3s3}) \\
A_{c1c1} &= \pi T_H e_{c1c1}
\end{aligned}$$

Fig. 2 K_1 v. s. U for $h=1$

$$\begin{aligned}
 A_{c1c3} &= \pi T_H (e_{c1c3} - u_0 \pi g_{s1c3}) \\
 A_{c3c1} &= \pi T_H (e_{c3c1} - 3u_0 \pi g_{s3c1}) \\
 A_{c3c3} &= \pi T_H (e_{c3c3} - 3u_0 \pi g_{s3c3}) \\
 A_{c1s1} &= \pi T_H (e_{c1s1} - u_0 \pi g_{s1s1}) \\
 A_{c1s3} &= \pi T_H (e_{c1s3} - u_0 \pi g_{s1s3}) \\
 A_{c3s1} &= \pi T_H (e_{c3s1} - 3u_0 \pi g_{s3s1}) \\
 A_{c3s3} &= \pi T_H (e_{c3s3} - 3u_0 \pi g_{s3s3}) \dots \dots \dots (63)
 \end{aligned}$$

2・4 共振曲線 ここでは加振振動数とスロッシング振幅の関係を求める。液面の変位は式(9)の第2式のように表される。式(34)から、実験における水面変位の測定位置、つまりタンク側壁 $x=1/2$ での変位は

$$\zeta_1(x=1/2) = a\Omega \sin \Omega\tau \dots \dots \dots (64)$$

となる。そこで、

$$A = \varepsilon a\Omega \dots \dots \dots (65)$$

と定義される A を導入すると、 A は ε オーダの無次元振幅になっている。ここで、

$$\Omega = \sqrt{1 - u_0^2} \pi^2$$

であるから振幅 A は流速 u_0 が大きくなると小さくなるのがわかる。

式(10)において ε^3 以上の項を無視すると、式(42)より $\alpha_1=0$ であるから、

$$\frac{\omega}{\omega_1} - 1 = \varepsilon^2 \alpha_2 \dots \dots \dots (66)$$

を得る。式(58)から計算される α_2 を式(66)に代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned}
 \frac{\omega}{\omega_1} - 1 &= \varepsilon^2 \left(a^2 K - \frac{2\Omega T_H}{\pi a} \right) \\
 &= (\varepsilon a \Omega)^2 \frac{K}{\Omega^2} - \frac{2\Omega^2 \varepsilon^3}{\pi(\varepsilon a \pi)} \\
 &= \frac{K}{\Omega^2} A^2 - \frac{2\Omega^2 X_0}{\pi L} \frac{1}{A} = K_1 A^2 - K_2 \frac{1}{A}
 \end{aligned}$$

ここで、 K_1, K_2 は次式のように定義される。

$$K_1 = \frac{K}{\Omega^2}, \quad K_2 = \frac{2\Omega^2 X_0}{\pi L} \dots \dots \dots (67)$$

いま、 $f/f_1 = \omega/\omega_1$ であるから、結局、流入流出のある

Table 1 Inlet flow velocity and actual surface flow velocity

Inlet Flow Velocity	Actual Surface Flow Velocity
0.5 m/s	0.297 m/s
0.8 m/s	0.408 m/s
1.0 m/s	0.475 m/s
1.2 m/s	0.542 m/s

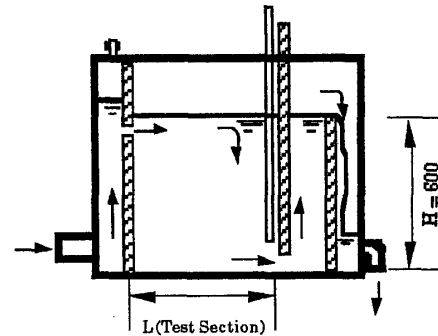


Fig. 3 Schematic diagram of test tank

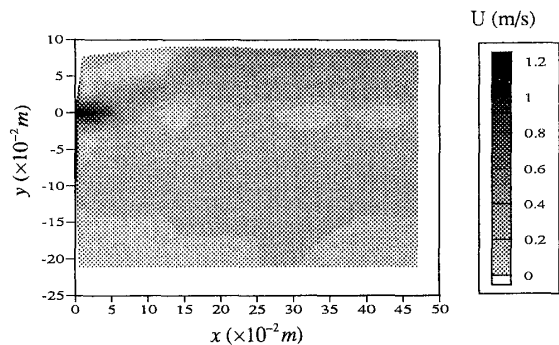


Fig. 4 Distribution of horizontal flow velocity for inlet velocity 1.0 m/s

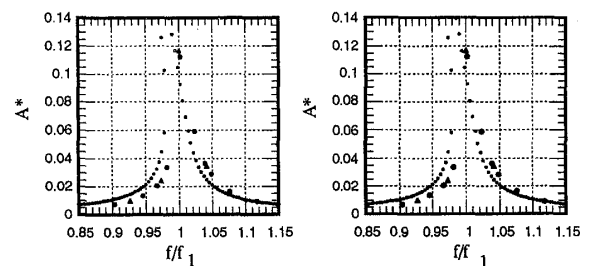
(a) $U=0$ m/s(b) $U=0$ m/s

Fig. 5 Resonant curve for inlet velocity 0 m/s

場合の共振曲線を表す次式を得る。

$$\frac{f}{f_1} - 1 = K_1 A^2 - K_2 \frac{1}{A} \dots \dots \dots (68)$$

K_1, K_2 はともに液深比 h 、流速 U の関数になっている。特に、 K_1 はこの系の非線形特性を大きく支配している。つまり、系は $K_1 < 0$ のときソフトスプリン

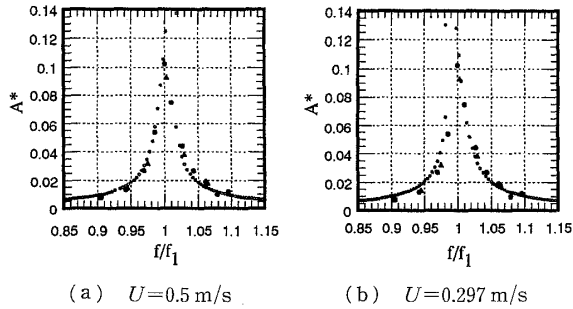


Fig. 6 Resonant curve for inlet velocity 0.5 m/s

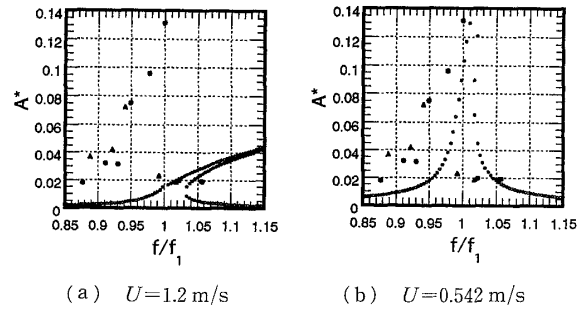


Fig. 9 Resonant curve for inlet velocity 1.2 m/s

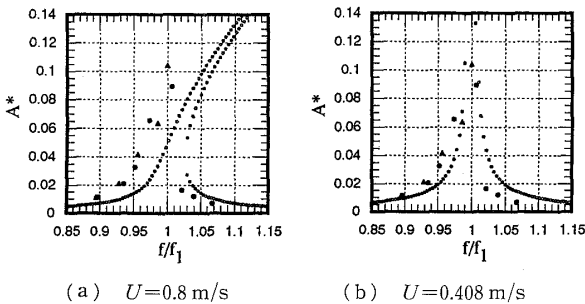


Fig. 7 Resonant curve for inlet velocity 0.8 m/s

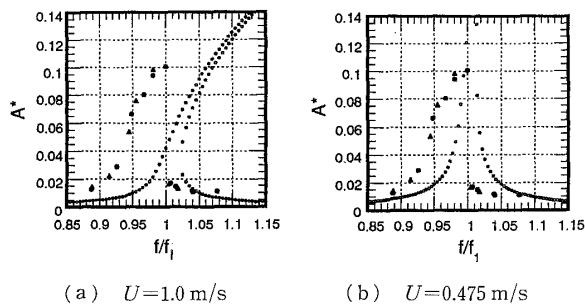


Fig. 8 Resonant curve for inlet velocity 1.0 m/s

グ形, $K_1 > 0$ のときハードスプリング形の非線形応答を示す。図 2 は液深比 $h=1$ の場合について流速 U と K_1 の関係を示したものである。

これによると、水平流速が低いときはソフトスプリング形の非線形性を示すが、流速が大きくなるとハードスプリング形の非線形性を強くすることがわかる。

3. 実験および実験結果と 解析結果の比較

3.1 実験方法 実験は図 3 に示すような小形模型タンクを用いて行う。

水は図に示す矢印のように流動する。タンク幅は $L=600$ mm (液深比 $h=1$) で、タンクへの流入流速は 0.5 m/s, 0.8 m/s, 1.0 m/s, 1.2 m/s の 4 種類である。各流入流速でタンク内液に流動を起こさせた状態で、タンクを水平方向に加振し、加振振動数とスロ

シング振動振幅の関係を計測する。ただし、加振振幅 X_0 は常に 1 mm である。この系は非線形性のため共振点付近ではジャンプおよびヒステリシスが現れるので、タンク加振振動数を低いほうから上げていく場合と高いほうから下げていく場合について振幅を計測する。

これまでの研究ではタンク自由表面での水平方向流速はタンクへの流入流速と等しいとして解析を行ってきた。それに対し、本報ではピトー管とマノメータによりタンク自由表面付近での実際の水平方向流速を測定する。タンクを加振しない状態で測定した水平方向流速を式 (2) での水平方向流速 U として近似解析を行い、実験結果と比較する。また、流入流速と自由表面での水平方向流速を等しいとした場合の結果との比較も示す。

3.2 実験結果・流速分布と表面流速 図 4 はタンクへの流入流速が 1.0 m/s のときの流速分布である。図の原点が水の流入口にあたり、 x 軸に平行に流入される。タンク自由表面における実際の水平方向流速は、流入流速の 50% 前後の大きさになっていることがわかる。

また、4 種類の流入流速に対して計測された実際の水平方向流速を表 1 に示す。ここで示す水平流速は水面付近で測定されたもののうち、最大のものとした。

3.3 実験結果・共振曲線 図 5 から 9 は、流入流速 0 m/s, 0.5 m/s, 0.8 m/s, 1.0 m/s, 1.2 m/s のそれぞれに対するタンクに加振振動数 f とスロッシング振動振幅の関係を示す。○は近似解析による共振曲線を表し、●, ▲はそれぞれ加振振動数を上げていった場合と下げていった場合の実験値を表している。(a) は表面流速 U に流入流速を用いたときの計算結果で、(b) は表面流速 U に実測した水平流速を用いたときの計算結果である。

図において A^* はスロッシング振動振幅をタンク幅 L で無次元化したものである。式 (1) や (29) からわ

かるように流動のある系ではスロッシング固有振動数は表面流速 U の関係であり, 流速の増加に伴い固有振動数は低下する。しかし, 本研究においてはタンク内流れを水面付近水平流のみと仮定したモデルを用いているため, 実験結果から得られる固有振動数は解析解である式(1)と一致しなかった。そこで, 実験結果においては加振振動数 f を, 振幅が最大になるときの加振振動数で無次元化した。

これらの比較から, スロッシング振動は流速の増加に伴いハードスプリング形の非線形性を強めることがわかる。また, 実測した表面水平流速を用いたほうが, 実験結果と解析結果とがよく一致することがわかる。

4. 結 言

流入流出を伴う矩形容器内液のスロッシングについて, 自由表面での水平方向流速のみを考慮したポテン

シャル解析を行い, 実験値と比較した。それにより, 流速の増加に伴いハードスプリング形の非線形性が強くなることがわかった。さらに, 実測した水平流速を用いて計算することにより, 水平流速が流入流速と等しいとした計算に比較して精度が改善されることが確認された。

本研究において卒論生として計算の見直しおよび実験を行った, 新名真也氏(現 IHI)に深く感謝の意を表す。

文 献

- (1) 葉山眞治・有賀敬治・渡辺辰郎, 機論, **49**-437, C(1983), 22-30.
- (2) 原文雄, 機論, **53**-491, C(1983), 1358-1362.
- (3) 原文雄, 機論, **54**-504, C(1988), 1637-1645.
- (4) 金子成彦・町田剛敏, 機械力学計測制御講演論文集, Vol. B, (1995), 149-152.