

高速沿岸双胴漁船の開発研究

第2報：双胴間の造波干渉を考慮した2次元流体圧力の計算

升也利一*

Development of High Speed Coastal Fishing Catamarans

2nd Report : Calculation of the Hydrodynamic Pressures acting on the Twin Body with Wave Interaction

Toshikazu MASUYA

Abstract : For the design of fishing catamarans, we must make sure of the strength of the cross deck structure. From some existing researches, most severe condition for the strength of the cross deck structure is that the ship is sitting in the beam sea. In this condition, the strip method is still effective. But we must consider the wave interaction effect between the sections of demi-hulls. And for the FEM analysis, it requires not only forces but also pressures.

In this report, the author proposes two new methods to calculate the hydrodynamic pressures acting on the twin body sections making use of the forced motion pressures on a single body section. The first method is based on the unified theory. The second method is based on the Ohkusu's method of multi-body wave interaction, coupling with the Bessho's relations of reverse time potentials. Both methods assume that the distance between sections is comparable to the ship length. The calculation results of these two methods completely agreed and they are confirmed with forces and moments of existing computed results.

Keywords : *fishing boat, catamaran, hydrodynamic pressure, perturbation method, unified theory, Bessho's relation, reverse time potential, Ohkusu's method*

1. まえがき

従来、漁船は単胴船型が主流であり、双胴船型を採用した例は少ない。その理由として、通常の漁船に対しては、全般的な性能やコストの面で単胴船型の方が優れていることや、慣習や造船所の設計/建造能力の問題が挙げられる。しかし、双胴船では単胴船とは比較にならない広い甲板面積や大きな横復原力が得られ、これらの特徴が他の性能に勝る利点となる幾つかの船種に対しては、有望な船型になり得るものと考えられる。

21世紀における次世代型漁船探索の1つの試みとして、水産庁補助事業「環境にやさしい漁船技術開発事業」¹⁾では、養殖作業用双胴沿岸漁船の開発が行われ、試作船が建造された。この試作双胴漁船の設計に当たっては、双胴間を連結する甲板袖部に働く応力が特に問題とされ、ストリップ法による停

船時横波状態の応答計算に基づいて、FEMによる構造解析が行われることになった。このように、従来からの実績や資料に乏しく、デミハルの船型やデミハル間の間隔等、通常の単胴漁船に比べて、設計上の自由度が遙かに大きい双胴漁船では、種々の航走条件、波浪条件に対して数値計算による構造強度の検討を行うことが、開発過程における不可欠のプロセスになる。

前報²⁾では、この試作船開発に関連して行った向波中水槽試験と、ストリップ法による耐航性能計算結果について報告した。これにより、種々の航行条件、波浪条件に対する双胴漁船の船体動揺、波浪荷重の定性的傾向が概略把握された。向波の場合、ストリップ法では双胴間の干渉を考慮しない方が実験値と良く一致するため、前報の計算では干渉を無視した断面流体力を用いた。しかし、文献³⁾に示された船体動揺と波浪荷重に対する実験値と計算結果の比較では、船速や入射

波との出会い角によっては双胴間の干渉の影響が現れており、特に停船時横波状態において顕著である。

航行時には、高速になるにつれて船の造った波は後方へ取り残されていくため、双胴間の造波干渉は減少し、連結甲板に働く荷重も小さくなる。逆に、停船時には干渉が顕著に現れるため、連結甲板に働く荷重も大きくなる。このことから、Hadler 等⁴⁾あるいはSR176の研究³⁾では、連結甲板の強度を支配するのは停船時横波状態における bending moment であるとされている。従って、連結甲板の強度の検討には、少なくとも停船時横波状態での構造解析が不可欠である。しかし、それには、双胴間の造波干渉を考慮した流体力及び流体圧力の推定が必要となる。

本稿では、単胴断面の radiation 問題の計算結果から、双胴断面の radiation 問題、及び横波中 diffraction 問題の流体圧力を求める計算法を提案し、その計算結果について報告する。同様な手順で流体力を求める計算法に大楠の方法⁵⁾があるが、本稿で述べる計算法では、FEM による構造解析に必要となる圧力を求めることが可能である。以下では、まず最初に、単胴断面の radiation 問題に関する諸量とそれらに間に成立する関係を整理して述べ、それらを用いて干渉を考慮した双胴断面の radiation ポテンシャルを求める方法を示す。次に、双胴断面の radiation ポテンシャルから双胴断面の scattering ポテンシャルを求める方法^{6,7)}について述べる。

2. 単胴断面の Radiation/Diffraction 問題の整理

最初に、双胴断面の流体力を計算する基となる単胴断面の radiation/diffraction 問題の定義と、2次元流体力の間になり立つ関係を纏めて記しておく。図1の様な座標系を考え、単胴断面の速度ポテンシャル ϕ_j ($j=1$: sway, 2 : heave, 3 : roll, 4 : diffraction) を次のように表す。

$$\phi_j(y,z)e^{i\omega t} = \int_c \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) S(y,z;\eta,\zeta) dse^{i\omega t} \quad (1)$$

$$S(y,z;\eta,\zeta) = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{r}{r'} \right) - \lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-\bar{z}\xi} \cos(\bar{y}\xi)}{l - K + i\mu} dl \quad (2)$$

ここで、 $\bar{y} = y - \eta$, $\bar{z} = z + \zeta$, $\bar{z} = z - \zeta$, $r = \sqrt{\bar{y}^2 + \bar{z}^2}$, $r' = \sqrt{\bar{y}^2 + \bar{z}^2}$, $K = \omega^2/g$ とする。 ξ_j を動揺の振幅とすると、 ϕ_j は次の物体表面条件を満たすものとする。

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = i\omega \xi_j n_j, \quad (j=1 \sim 3), \quad \frac{\partial \phi_4^\pm}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_4^\pm}{\partial n} \quad (3)$$

上式、及び以下の式では複号同順とする。図中の n は物体に対して外向きを正とした法線であり、 n_j との関係は、

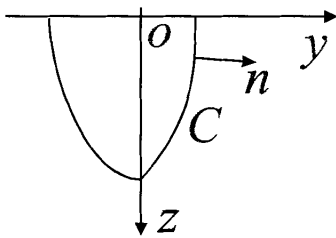


図1 単胴断面の座標系

$$n = (n_y, n_z), \quad (n_1, n_2, n_3) = (n_y, n_z, n_z y - n_y z) \quad (4)$$

で表される。また、 ϕ_0^\pm は、次式で定義される y 軸の±の方向に向かう波振幅 ζ_w の入射波の速度ポテンシャルである。

$$\phi_0^\pm(y,z) = \frac{g\zeta_w}{i\omega} \varphi_0^\pm(y,z), \quad \varphi_0^\pm(y,z) = e^{-K(z \pm iy)} \quad (5)$$

ここで、次のような速度ポテンシャル φ_j を導入する。

$$\phi_j(y,z) = i\omega \xi_j \varphi_j(y,z), \quad (j=1 \sim 3),$$

$$\phi_4^\pm(y,z) = \phi_4^\pm(y,z) = \frac{g\zeta_w}{i\omega} \varphi_4^\pm(y,z) \quad (6)$$

また、対応する scattering ポテンシャル φ_s^\pm を、

$$\varphi_s^\pm = \varphi_0^\pm + \varphi_4^\pm \quad (7)$$

と書く。従って、 φ_j に対する物体表面条件は、

$$\frac{\partial \varphi_j}{\partial n} = n_j, \quad (j=1 \sim 3), \quad \frac{\partial \varphi_4^\pm}{\partial n} = -\frac{\partial \varphi_0^\pm}{\partial n} \quad (8)$$

となる。このとき、別所⁶⁾によれば、radiation ポテンシャル φ_j ($j=1 \sim 3$) の逆時間ポテンシャル $\bar{\varphi}_j$ と、scattering ポテンシャル φ_s^\pm の間には、次の別所^{6,7)}の関係が成り立っている。

$$\bar{\varphi}_j = \varphi_j - i(\bar{h}_j^+ \varphi_s^+ + \bar{h}_j^- \varphi_s^-), \quad (j=1 \sim 3) \quad (9)$$

但し、 $\bar{}$ は複素共役を表すものとする。また、 h_j^\pm は Kochin 関数であり、次式で定義される。

$$h_j^\pm = \sigma_j \pm i\mu_j = \int_c \left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial n} - \varphi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-K(z \pm iy)} ds \quad (10)$$

(8)式を異なる2つの運動モード j と k ($j \neq k$) について考え、それらを連立させて解くと次式を得る。

$$\varphi_s^\pm = \frac{\bar{h}_k^\pm(\varphi_j - \bar{\varphi}_j) - \bar{h}_j^\pm(\varphi_k - \bar{\varphi}_k)}{i(\bar{h}_j^+ \bar{h}_k^- - \bar{h}_j^- \bar{h}_k^+)} \quad (11)$$

つまり、2つの異なる運動モードに対する radiation ポテンシャル φ_j , φ_k が求められていれば、別所⁶⁾の関係により、scattering ポテンシャル φ_s^\pm を容易に求めることができる。また、Kochin 関数間にも、(9)式に類似した次のような関係が成立している。

$$\bar{h}_j^- = h_j^+ - i(\bar{h}_j^+ h_4^+ + \bar{h}_j^- h_4^-), \quad (j=1 \sim 3) \quad (12)$$

これを同様に、 h_4^\pm について解くと次式が得られる。

$$h_4^\pm = \pm i \frac{\bar{h}_k^\pm(\bar{h}_j^- - h_j^+) - \bar{h}_j^\pm(\bar{h}_k^- - h_k^+)}{\bar{h}_j^+ \bar{h}_k^- - \bar{h}_j^- \bar{h}_k^+} \quad (13)$$

次に発散波について調べる。遠方では Green 関数 S は、

$$S(y,z;\eta,\zeta) \sim ie^{-K(z \pm iy)}, \quad (y \rightarrow \pm \infty) \quad (14)$$

と振る舞うから、 φ_j ($j=1 \sim 3$) は、

$$\varphi_j(y,z) \sim ih_j^\pm e^{-K(z \pm iy)}, \quad (y \rightarrow \pm \infty) \quad (15)$$

となり、 φ_4^\pm は、

$$\varphi_4^\pm(y,z) \sim ih_4^\pm e^{-K(z \pm iy)}, \quad \varphi_4^\mp(y,z) \sim ih_4^\mp e^{-K(z \pm iy)}, \quad (y \rightarrow \pm \infty) \quad (16)$$

となる。但し、 φ_4^\pm に対応する Kochin 関数を h_4^\pm , φ_4^\mp に対応する Kochin 関数を h_4^\mp とする。水面の波形は、

$$\eta_j(y)e^{i\omega t} = \frac{1}{g} \frac{\partial \phi_j(y,0)e^{i\omega t}}{\partial t} = \frac{i\omega}{g} \phi_j(y,0)e^{i\omega t} \quad (17)$$

と表されるから、これらの関係から、 $y \rightarrow \pm\infty$ へ進行する発散波は、それぞれ次のように書ける。

$$\eta_j^\pm(y) \sim -iK\xi_j h_j^\pm e^{\mp iKy}, (j=1\sim 3), (y \rightarrow \pm\infty) \quad (18)$$

$$\eta_4^\pm(y) \sim i\xi_w h_4^\pm e^{\mp iKy}, \eta_4^\pm(y) \sim i\xi_w h_4^\pm e^{\mp iKy}, (y \rightarrow \pm\infty) \quad (19)$$

最後に断面に働く圧力は、次式で計算される。

$$p_j(y,z)e^{i\omega t} = \rho i\omega \xi_j \frac{\partial \phi_j(y,z)e^{i\omega t}}{\partial t} = -\rho\omega^2 \xi_j \phi_j(y,z)e^{i\omega t} \quad (20)$$

これより、 j モード運動によって i モード方向に働く力 f_{ij} は、

$$f_{ij} = \int_{C_R} n_i p_j(y,z) ds = i\omega \xi_j (i\omega a_{ij} + b_{ij}) \quad (21)$$

となるので、附加質量 a_{ij} と造波減衰係数 b_{ij} は次式で得られる。

$$a_{ij} = -\text{Re} \left[\frac{f_{ij}}{\omega^2 \xi_j} \right], b_{ij} = \text{Im} \left[\frac{f_{ij}}{\omega \xi_j} \right] \quad (22)$$

また、波浪強制力 e_j^\pm は、Haskind の関係を用いると次式で得られる。

$$e_j^\pm = -\rho g \xi_w h_j^\pm \quad (23)$$

これらの式から、単胴断面上の radiation ポテンシャル φ_j ($j=1\sim 3$) が求められていれば、2次元流体力に関連したそれ以外の全ての量を求めることが可能であることがわかる。以上の準備を基に、次章では造波干渉を考慮した双胴断面の radiation 問題を扱う。

3. 双胴断面の Radiation 問題

本章では、双胴断面の radiation 流体圧力を求める2つの計算法を示す。計算法1は、双胴船に対する unified theory^{8,9)} において高周波数の場合を想定して誘導され、計算法2は、大楠の方法⁵⁾ に逆時間ポテンシャルに関する別所の関係^{6,7)} を組み合わせて得られる。以下では図2に示す座標系を用い、左側断面近傍の流れを考える。右側断面近傍の流れは、流れの対称性または反対称性を利用すれば容易に求めることができる。以下では、個々の断面は左右非対称であってもよいが、双胴全体では左右対称とする。

j モード運動 ($j=1\sim 3$) する双胴断面の双胴断面の速度ポ

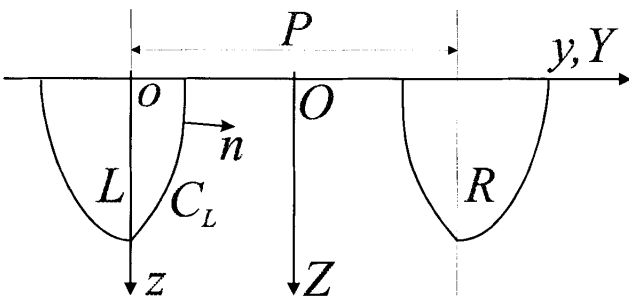


図2 双胴断面の座標系

テンシャルを Ψ_j とし、その規格化されたポテンシャルを ψ_j と置く。 Ψ_j, ψ_j は次の物体表面条件を満足するものとする。

$$\Psi_j(Y,Z)e^{i\omega t} = i\omega \xi_j \psi_j(Y,Z)e^{i\omega t}, \frac{\partial \Psi_j}{\partial N} = N_j, (j=1\sim 3) \quad (24)$$

ここで、 N は双胴全体の座標系 $O-Y, Z$ から見た外向きを正とした法線であり、 N_j は j モード運動方向の法線成分である。 N_j は座標系 $o-y, z$ に対する法線 n_j を用いて次式のように表される。

$$N_1 = n_1, N_2 = n_2, N_3 = n_3 + \frac{P}{2} n_2 \text{ on } \begin{cases} C_L \\ C_R \end{cases} \quad (25)$$

3.1 計算法1 : Unified Theory の高周波数部分

Unified theory¹⁰⁾ の速度ポテンシャルは、2次元ポテンシャルと、3次元影響係数と2次元同次ポテンシャルの積で表される3次元影響ポテンシャルから成る。3次元影響そのものは周波数が高くなるにつれて小さくなるので、高周波数では unified theory の速度ポテンシャルは2次元ポテンシャルに漸近する。双胴船に対する unified theory^{8,9)} では、双胴間の距離を船の長さと同程度と仮定した場合、双胴間干渉の影響はデミハルの3次元影響係数の中に考慮される。従って、双胴船に対する unified theory で高周波数を仮定すれば、3次元影響係数の中に2次元の双胴間干渉だけが残る、干渉を考慮した2次元ポテンシャルが得られることになる。以下で述べる計算法1の考え方は以上の様なものであるが、最初から2次元問題として考えれば、周波数に関する煩雑な誤差評価を省略できるので、より簡単に定式化を行うことができる。

さて、双胴断面の左側断面近傍を内部領域と考え、unified theory に倣って次のように置く。

$$\psi_j(y,z) = \varphi_j(y,z) + C_j \{ \varphi_2(y,z) - \bar{\varphi}_2(y,z) \} + D_j \{ \varphi_1(y,z) - \bar{\varphi}_1(y,z) \} \quad (26)$$

双胴間の干渉を表す係数 C_j, D_j は未定であり、右側断面との造波干渉を考慮して決定される。ここで、単胴の速度ポテンシャル φ_j は、一般に、

$$\varphi_j(y,z) = \sigma_j P_j(y,z) + \mu_j Q_j(y,z) \quad (27)$$

$$\begin{aligned} P_j(y,z) &= G(y,z) + \text{wave free potential}, \\ Q_j(y,z) &= H(y,z) + \text{wave free potential} \end{aligned} \quad (28)$$

と書くことができる。関数 G, H は、断面の中心に置かれた波吹き出しと波2重吹き出しを表し、 E_1 を積分指数関数とすると、それぞれ次式のように書ける。

$$\begin{aligned} G(y,z) &= -\lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-nz} \cos(ny)}{n - K + i\mu} dn \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Re} \left[e^{-K(z-iy)} E_1 \{ -K(z-iy) \} \right] + i e^{-K(z+iy)} \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} H(y,z) &= -\frac{1}{K} \frac{\partial}{\partial y} G(y,z) \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left[e^{-K(z-iy)} E_1 \{ -K(z-iy) \} + \frac{1}{K(z-iy)} \right] - e^{-K(z+iy)} \end{aligned} \quad (30)$$

(25)式に(26)式を代入し、変形すると、

$$\begin{aligned} \psi_j(y,z) &= \sigma_j P_j(y,z) + C_j \{ \sigma_2 P_2(y,z) - \bar{\sigma}_2 \bar{P}_2(y,z) \} + C_j \{ \mu_2 Q_2(y,z) \\ &\quad - \bar{\mu}_2 \bar{Q}_2(y,z) \} + \mu_j Q_j(y,z) + D_j \{ \sigma_1 P_1(y,z) - \bar{\sigma}_1 \bar{P}_1(y,z) \} \\ &\quad + D_j \{ \mu_1 Q_1(y,z) - \bar{\mu}_1 \bar{Q}_1(y,z) \} \quad (31) \\ &= \sigma_j P_j + C_j (\sigma_2 - \bar{\sigma}_2) P_2 + D_j (\sigma_1 - \bar{\sigma}_1) P_1 + C_j \bar{\sigma}_2 (P_2 - \bar{P}_2) \\ &\quad + D_j \bar{\sigma}_1 (P_1 - \bar{P}_1) + \mu_j Q_j + C_j (\mu_2 - \bar{\mu}_2) Q_2 + D_j (\mu_1 \\ &\quad - \bar{\mu}_1) Q_1 + C_j \bar{\mu}_2 (Q_2 - \bar{Q}_2) + D_j \bar{\mu}_1 (Q_1 - \bar{Q}_1) \quad (32) \end{aligned}$$

と書ける。

(32)式は、 $r_0 = \sqrt{y^2 + z^2}$ と置くと、 $r_0 > 1$ のとき、

$$\begin{aligned} P_j(y,z) &= G(y,z) + O(r_0^{-2}) = \frac{1}{\pi} \frac{Kz}{(Kr_0)^2} + ie^{-K(z+iy)} + O(r_0^{-2}), \\ Q_j(y,z) &= H(y,z) + O(r_0^{-2}) = -e^{-K(z+iy)} + O(r_0^{-2}) \quad (33) \end{aligned}$$

であるから、

$$\begin{aligned} P_j(y,z) - \bar{P}_j(y,z) &= 2ie^{-Kz} \cos Ky + O(r_0^{-2}), \\ Q_j(y,z) - \bar{Q}_j(y,z) &= 2ie^{-Kz} \sin Ky + O(r_0^{-2}) \quad (34) \end{aligned}$$

となり、(31)式は、

$$\begin{aligned} \psi_j(y,z) &= \{ \sigma_j + C_j (\sigma_2 - \bar{\sigma}_2) + D_j (\sigma_1 - \bar{\sigma}_1) \} G(y,z) \\ &\quad + 2i \{ C_j \bar{\sigma}_2 + D_j \bar{\sigma}_1 \} e^{-Kz} \cos Ky - \{ \mu_j + C_j (\mu_2 - \bar{\mu}_2) \\ &\quad + D_j (\mu_1 - \bar{\mu}_1) \} H(y,z) + 2i \{ C_j \bar{\mu}_2 + D_j \bar{\mu}_1 \} e^{-Kz} \sin Ky \\ &\quad + O(r_0^{-2}) \quad (35) \end{aligned}$$

と表される。上式は内部解の外部展開に相当する。上式右辺第1, 3項は左側断面が惹起した流体攪乱, 第2, 4項は右側断面によって左側断面の近傍に誘起された流体攪乱を表している。

次に、外部解について考える。双胴断面から離れたところの流体攪乱は、左右の断面の中心に置かれた波吹き出しと波2重吹き出しによって表される。即ち、動揺モードによる流場の対称性/反対称性を考慮すると、

$$\begin{aligned} \psi_j(y,z) &= \Sigma_j G(y,z) + M_j H(y,z) \\ &\quad + (-1)^j \{ \Sigma_j G(y-P,z) - M_j H(y-P,z) \} \quad (36) \end{aligned}$$

と書ける。 Σ_j, M_j は、それぞれ左側断面の吹き出し及び2重吹き出しの強さを表す未知数であり、左側断面との間の造波干渉を考慮して決定される。 $r_0/P \ll 1$ を考慮すると、

$$G(y-P,z) = (1-Kz)g_s(P) + Kyg_a(P) + O(r_0^2) \quad (37)$$

$$H(y-P,z) = (1-Kz)h_s(P) + Kyh_a(P) + O(r_0^2) \quad (38)$$

となる。関数 $g_{s,a}, h_{s,a}$ は次のように表される。

$$g_s(P) = -\frac{1}{\pi} \text{Re}. [e^{-iKP} E_1(-iKP)] + ie^{-iKP} \quad (39)$$

$$g_a(P) = -h_s(P) = \frac{1}{\pi} \text{Im}. \left[\frac{1}{iKP} + e^{-iKP} E_1(-iKP) \right] - e^{-iKP} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} h_a(P) &= \frac{1}{\pi} \text{Re}. \left[\frac{1}{(KP)^2} - e^{-iKP} E_1(-iKP) \right] + ie^{-iKP} \\ &= \frac{1}{\pi} \frac{1}{(KP)^2} + g_s(P) \quad (41) \end{aligned}$$

(39)~(41)式の右辺大括弧内は局部波の寄与を表しているが、大括弧内の関数の性質から、これらは低周波数、または双胴断面間の距離が短い場合に影響が大きいこともわかる。以上から、外部解の内部展開に相当する表現として、次式を考えればよいことがわかる。

$$\begin{aligned} \psi_j(y,z) &= \Sigma_j G(y,z) + (-1)^j \Sigma_j \{ (1-Kz)g_s + Kyg_a \} \\ &\quad + M_j H(y,z) - (-1)^j M_j \{ (1-Kz)h_s + Kyh_a \}, \\ &\quad (j=1\sim 3) \quad (42) \end{aligned}$$

(34)式と(36)式を比較すると、 $r_0 \ll 1$ の左側断面の近傍では、

$$e^{-Kz} \cos Ky = 1 - Kz + O(r_0^2), \quad e^{-Kz} \sin Ky = Ky + O(r_0^2) \quad (43)$$

となるので、未定数 C_j, D_j, Σ_j, M_j を決定する接合条件として、次の関係が得られる。

$$\begin{aligned} \sigma_j + C_j (\sigma_2 - \bar{\sigma}_2) + D_j (\sigma_1 - \bar{\sigma}_1) &= \Sigma_j, \\ \mu_j + C_j (\mu_2 - \bar{\mu}_2) + D_j (\mu_1 - \bar{\mu}_1) &= M_j \quad (44) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2i \{ C_j \bar{\sigma}_2 + D_j \bar{\sigma}_1 \} &= (-1)^j (\Sigma_j g_s - M_j h_s), \\ 2i \{ C_j \bar{\mu}_2 + D_j \bar{\mu}_1 \} &= (-1)^j (\Sigma_j g_a - M_j h_a) \quad (45) \end{aligned}$$

(44)式は、双胴間の干渉が定常状態に達していることを表す条件であり、(45)式は、その干渉の強さを表す条件である。 $\sigma_j = \sigma_j^r + i\sigma_j^i, \mu_j = \mu_j^r + i\mu_j^i$ と置き、これらを連立させて C_j, D_j について解くと、

$$\begin{aligned} C_j &= \frac{i}{2} \{ (\sigma_j \mu_1^i - \mu_j \sigma_1^i) (g_a h_s - g_s h_a) - (-1)^j \{ \sigma_j (\bar{\mu}_1 g_s - \bar{\sigma}_1 g_a) \\ &\quad - \mu_j (\bar{\mu}_1 h_s - \bar{\sigma}_1 h_a) \} \} / \det, \\ D_j &= \frac{i}{2} \{ (\sigma_j \mu_2^i - \mu_j \sigma_2^i) (g_s h_a - g_a h_s) - (-1)^j \{ \sigma_j (\bar{\sigma}_2 g_a - \bar{\mu}_2 g_s) \\ &\quad - \mu_j (\bar{\sigma}_2 h_a - \bar{\mu}_2 h_s) \} \} / \det \quad (46) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \det &= (\sigma_1^i \mu_2^i - \sigma_2^i \mu_1^i) (g_s h_a - g_a h_s) - \bar{\sigma}_1 \bar{\mu}_2 + \bar{\sigma}_2 \bar{\mu}_1 \\ &\quad + (-1)^j \{ \bar{\sigma}_1 (\sigma_2^i g_a - \mu_2^i h_a) - \bar{\sigma}_2 (\sigma_1^i g_a - \mu_1^i h_a) \\ &\quad + \bar{\mu}_1 (\sigma_2^i g_s - \mu_2^i h_s) + \bar{\mu}_2 (\sigma_1^i g_s - \mu_1^i h_s) \} \quad (47) \end{aligned}$$

となる。上式から局部波の項を省略すれば、

$$\begin{aligned} C_j &= \frac{h_1^+ \bar{h}_2^-}{(-1)^j e^{iKP} (\bar{h}_2^+ / \bar{h}_2^- - \bar{h}_1^+ / \bar{h}_1^-) - h_2^+ / \bar{h}_2^- + h_1^+ / \bar{h}_1^-}, \\ D_j &= -\frac{\bar{h}_2^-}{h_1^-} C_j, \quad (j=1\sim 3) \quad (48) \end{aligned}$$

が得られる。但し、上式において Kochin 関数の値は、左側断面の座標系 $o-y,z$ に対するものとする。

3次元問題では、双胴間の干渉は双胴間の距離が開くにつれて減少し、 $P \rightarrow \infty$ でゼロとなる。しかし、ここでは2次元問題を考えているので、(48)式では $P \rightarrow \infty$ においても位相が変化するだけで、干渉はゼロとはならない様子がわかる。

これらを(26)式に代入すると、双胴間干渉を考慮した速度ポテンシャルが求められる。しかし、 φ_j の定義から明らかなように、この速度ポテンシャルは単胴断面の物体表面条件(8)式に対応した値となっている。Sway ($j=1$) 及び heave ($j=2$) の場合には、(4)式と(25)式で表される法線成分が同一となるので問題は無いが、roll ($j=3$) の場合には、(25)式からも明らかな

なように, roll の回転中心が双胴の中心にあるために, 個々の断面の中心周りの roll 運動の速度ポテンシャルに, 左右の断面が逆位相で heave する場合の速度ポテンシャルが加わる。即ち,

$$\begin{aligned} \psi_3(y,z) = & \varphi_3(y,z) + C_3\{\varphi_2(y,z) - \bar{\varphi}_2(y,z)\} \\ & + D_3\{\varphi_1(y,z) - \bar{\varphi}_1(y,z)\} \\ & - \frac{P}{2}\{\varphi_2(y,z) + C'_2\{\varphi_2(y,z) - \bar{\varphi}_2(y,z)\} \\ & + D'_2\{\varphi_1(y,z) - \bar{\varphi}_1(y,z)\} \end{aligned} \quad (49)$$

但し, 干渉係数 C'_2, D'_2 は, (44)~(46)式で定義される C_2, D_2 に含まれる $(-1)^j$ を -1 と置いて得られる値である。

3.2 計算法 2 : 大楠の方法+別所の関係

単胴断面の radiation 問題の計算結果から, 双胴断面に働く力を求める方法が大楠⁵⁾によって示されている。大楠の方法では, 各断面で造られた発散波が双胴間で反射を繰り返してできる波を入射波と考え, この入射波に対する波浪強制力を Haskind の関係から求め, 単胴断面に働く力に加えることで双胴断面に働く力が求められる。本節で述べる計算法 2 は, この大楠の方法の力を圧力, あるいは速度ポテンシャルに置き換えた方法である。即ち, 単胴断面の radiation ポテンシャルが既知の場合, その scattering ポテンシャルは, (9)式の別所の関係^{6,7)} から(11)式のように求められるので, 単胴断面の radiation ポテンシャルに, 大楠の方法で求めた反射波に対する scattering ポテンシャルを加えることで, 双胴断面の radiation ポテンシャルを求めることができる。

まず, 図 2 のような断面 L が ξ_j^L の振幅でモードの動揺をしているとき, 大楠によれば, 断面 L で造られた発散波が双胴間で回折を繰り返し, 最終的に断面 L に入射する波は次式のように表される。

$$\eta_{L_j}^-(y) = -K\xi_j^L \zeta_{L_j}^- e^{iky}, \quad \zeta_{L_j}^- = -h_j^L + h_j^R e^{-ikP} E \quad (50)$$

但し, Kochin 関数の添え字 L, R は, それぞれ断面 L, R に対応するものとする。同様にして, 断面 R が ξ_j^R の振幅で j モードの動揺をしているとき, 断面 R, L に入射する波は,

$$\eta_{R_j}^-(y) = -K\xi_j^R \zeta_{R_j}^- e^{iky}, \quad \zeta_{R_j}^- = ih_j^R E \quad (51)$$

但し, 以上の式において, E は次式のように定義された量である。

$$E = \frac{e^{-ikP}}{1 + h_j^L + h_j^R e^{-2ikP}} \quad (52)$$

双胴断面上の速度ポテンシャルは, (50), (51)式で表される双胴間の干渉波を入射波と考えれば, 干渉波による scattering ポテンシャルと単胴の radiation ポテンシャルの和として求めることができる。即ち, 左側断面上の速度ポテンシャルは, sway ($j=1$), heave ($j=2$) について,

$$\psi_j(y,z) = \varphi_j(y,z) + (\zeta_{L_j}^- + \zeta_{R_j}^-) \varphi_s^+(y,z), \quad (j=1,2) \quad (53)$$

Roll ($j=3$) に対しては, 計算法 1 と同様に, 2 つの断面が逆位相で heave する場合の干渉波成分が加わるので次のようになる。

$$\psi_3(y,z) = \varphi_3(y,z) + (\zeta_{L_3}^- + \zeta_{R_3}^-) \varphi_s^+(y,z) - \frac{P}{2}(\zeta_{L_2}^- - \zeta_{R_2}^-) \varphi_s^+(y,z) \quad (54)$$

計算法 2 は, (11)式の radiation の同次ポテンシャルと scattering ポテンシャルの関係から, 計算法 1 において(48)式を用いた場合と同値であることが予想されるが, 実際にも後に述べるように, それらの数値計算結果は完全に一致する。

3.3 圧力と流体力係数

左側断面上の速度ポテンシャルと, 右側断面上の速度ポテンシャルの間には次の関係がある。

$$\psi_j(Y,Z) = (-1)^j \psi_j(-Y,Z) \quad (55)$$

圧力 P_j は次式で計算される。

$$\begin{aligned} P_j(Y,Z) e^{i\omega t} = & \rho i \omega \xi_j \frac{\partial \psi_j(Y,Z) e^{i\omega t}}{\partial t} \\ = & -\rho \omega^2 \xi_j \psi_j(Y,Z) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (56)$$

個々の断面に対する j モード運動による i モード運動方向の附加質量, 造波減衰係数は, 左側断面中心にとった座標系 $o-y,z$ に対して次式で与えられる。

$$\begin{aligned} A_{ij}^L = & -\text{Re} \left[\frac{F_{ij}^L}{\omega^2 \xi_j^L} \right], \quad B_{ij}^L = \text{Im} \left[\frac{F_{ij}^L}{\omega \xi_j^L} \right], \\ A_{ij}^R = & (-1)^{i+j} A_{ij}^L, \quad B_{ij}^R = (-1)^{i+j} B_{ij}^L \end{aligned} \quad (57)$$

双胴全体では座標系 $O-Y,Z$ に対して, 流体力係数は次式で与えられる。

$$A_{ij} = -\text{Re} \left[\frac{F_{ij}}{\omega^2 \xi_j} \right], \quad B_{ij} = \text{Im} \left[\frac{F_{ij}}{\omega \xi_j} \right] \quad (58)$$

ここで,

$$F_{ij}^L = \int_{CL} n_i P_j(y,z) ds \quad (59)$$

であり, また,

$$F_{ij} = F_{ij}^L + F_{ij}^R = \int_{CL} N_i P_j(Y,Z) ds + \int_{CR} N_i P_j(Y,Z) ds \quad (60)$$

である。

双胴間の造波干渉を考慮すると, 個々の断面が左右対称であつても(57)式の A_{ij} 等の対称運動と反対称運動間の連成流体力係数が値を持つが, (58)式で表される双胴全体では, そのような連成流体力係数は 2 つの浮体間で相殺される。船体動揺の推定には(58)式の流体力係数だけでよいが, 連結甲板に働く波浪荷重を推定する場合には, (57)式で表される断面毎の流体力係数が必要となる。

3.4 数値計算結果

個々の断面形状が左右対称な場合には, 単胴の断面が sway, heave, roll 運動する場合の圧力分布は, Bedel 等¹¹⁾ によって公表されている close-fit program によって求めることができる。そこでまず, 計算例の公表されている^{12,13)} $\sigma =$

0.941, $H_0 = 1$ の Lewis form 断面が, 単胴の状態 で sway, heave, roll する場合の圧力を計算した。次に, その圧力を速度ポテンシャルに換算し, 計算法 1 と計算法 2 によって双胴断面に対する圧力分布を求め, それを断面上で積分して流体力を求めた。

圧力分布の計算結果を図3に示す。図は右列に単胴断面に働く圧力分布を, 左列に双胴の左側断面に働く圧力分布を, 無次元周波数 KT (T は喫水) 毎に示している。圧力は, heave, sway については動揺振幅の深度の静水圧で, roll については, 動揺振幅に断面の半幅を掛けた深度の静水圧で除して無次元化しており, P_a が圧力の加速度位相の成分, P_v が速度位相の成分である。図では断面の輪郭線を挟んで, 外側を正圧, 内側を負圧として表している。法線の定義から, 圧力は, 圧力の頂点を結ぶ包絡線のように, 断面を変形させる方向に働いている。

流体力係数の計算結果を図4に示す。対比のため, 流体力係数の定義は文献12)と同様とした。図中の計算法 1 (Md1) の結果では, 干渉係数に(48)式を用い, (44), (45)式に含まれる局部波の項は省略している。従って, 双胴間の干渉は発散波のみ考慮したことになるが, その計算結果は計算法 2 (Md2) の結果と完全に一致している。局部波の寄与を省略する場合, 別所の関係を用いれば, 両者が同一のものであることが証明できると思われる。また, これらの計算結果は, 文献12), 13) に示された大楠の方法を用いた計算結果とも一致しており, 断面上の圧力分布は正確に求められていると考えられる。

竹沢等¹²⁾ は 2 次元双胴断面の厳密解の計算を行い, 大楠の方法と流体力を比較している。それによると, 大楠の方法は実用的には満足すべき精度を有しているが, 低周波数領域において厳密解との間に僅かな差がある。Sclavounos⁸⁾ も述べているように, この低周波数領域の差は局部波の寄与を省略したためと思われるが, 計算法 1 では局部波の項を考慮することにより, より厳密解に近づくことが期待される。

図4において, 発散波振幅比がゼロとなる周波数は波無し周波数といわれる。Haskind の関係等から, 波無し周波数では, 断面はその運動方向の波浪強制力を受けないことが知られている。今の場合, 双胴間の干渉によって波無し周波数が現れているのであるが, 発散波振幅比に対応する速度位相の圧力分布を見ると, 波無し周波数に近づくにつれて, 断面全体の圧力分布がゼロに近づく様子がわかる。

4. 双胴断面の Diffraction 問題

本章では, 前章で求めた radiation ポテンシャルに, (9)式の別所の関係^{6,7)}を用いて, 横波中における scattering ポテンシャルを求める方法について述べる。そのためには, j モード運動に対する双胴全体の Kochin 関数 H_j^\pm が必要となるが, その左側断面の成分 H_j^{\pm} は, 座標系 $O - Y, Z$ に対して,

$$H_j^{\pm} = \int_{CR} \left(N_j - \psi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-K(Z \pm iY)} ds, \quad (j=1,2) \quad (61)$$

と定義されるから, $Y = y - P/2, Z = z$ であることを考慮すると,

$$H_j^{\pm} = e^{\mp iKP/2} \int_{CR} \left(n_j - \psi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-K(Z \pm iY)} ds \quad (62)$$

となる。双胴全体の Kochin 関数 H_j^\pm の計算にはこれらの式を用いればよいが, 以下に述べるように, 前述の計算法 1, 2 のそれぞれに応じてより簡便に計算できる。

4.1 計算法 1

(10), (36), (62)式の関係を用い, $y = Y + P/2$ であることを考慮すると, 左側断面の Kochin 関数は,

$$H_j^{\pm} = e^{\mp iKP/2} (\Sigma_j \pm iM) \quad (63)$$

と書ける。同様にして, 右側断面の Kochin 関数は,

$$H_j^{\pm} = (-1)^j e^{\mp iKP/2} (\Sigma_j \mp iM_j) \quad (64)$$

となる。従って, 双胴全体の Kochin 関数 H_j^\pm は,

$$H_j^\pm = H_j^{\pm} + H_j^{\mp} = \begin{cases} \mp 2i \{ \Sigma_j \sin(KP/2) + M_j \cos(KP/2) \}, & j=1 \\ 2 \{ \Sigma_j \cos(KP/2) - M_j \sin(KP/2) \}, & j=2 \end{cases} \quad (65)$$

が得られる。

4.2 計算法 2

計算法 2 による双胴全体の Kochin 関数は, 大楠の方法と同じであるから, 大楠⁵⁾, 日根野等¹³⁾ によって次式のように与えられている。

$$H_j^+ = \frac{e^{iKP/2}}{i\omega} [h_j^{R+} + \{h_j^{L+} + i(1 + ih_4^{R+})h_j^{R-} - h_4^{L+} e^{-iKP}\} E], \\ H_j^- = \frac{e^{iKP/2}}{i\omega} [h_j^{R-} + \{h_j^{L-} + i(1 + ih_4^{L-})h_j^{R+} - h_4^{R-} e^{-iKP}\} E] \quad (66)$$

4.3 波浪変動圧と波浪強制力

j, k の 2 つの運動モードについて, $H_{j,k}^\pm$ と $\psi_{j,k}$ を(61)式に代入すれば, 双胴体の scattering ポテンシャル ψ_s^\pm が求められる。さらに, scattering ポテンシャルから, 次式で定義される入射波ポテンシャル

$$\psi_0^\pm(Y, Z) e^{i\omega t} = i \frac{g \zeta_w}{\omega} \psi_0^\pm(Y, Z) e^{i\omega t}, \quad \psi_0^\pm(Y, Z) = e^{-K(Z \pm iY)} \quad (67)$$

を差し引けば, diffraction ポテンシャル ψ_d^\pm が求められる。即ち,

$$\psi_d^\pm = \psi_s^\pm - \psi_0^\pm \quad (68)$$

波浪変動圧力 P_s^\pm は, 次式で計算される。

$$P_s^\pm(Y, Z) e^{i\omega t} = \rho \frac{ig \zeta_w}{\omega} \frac{\partial \psi_s^\pm(Y, Z) e^{i\omega t}}{\partial t} \\ = -\rho g \zeta_w \psi_s^\pm(Y, Z) e^{i\omega t} \quad (69)$$

j モード方向の波浪強制力 E_j^\pm は, 圧力積分によると次式で得られる。

$$E_j^\pm = E_j^{\pm} + E_j^{\mp} = \int_{CL} N_j P_s^\pm(Y, Z) ds + \int_{CR} N_j P_s^\pm(Y, Z) ds \quad (70)$$

あるいは、Haskind の関係を用いると、

$$E_{\dot{f}}^{\pm} = -\rho g \zeta_w H_{\dot{f}}^{\pm} \quad (71)$$

と書ける。

船体運動を推定する場合には、双胴全体に働く波浪強制力 $E_{\dot{f}}^{\pm}$ が求められているだけでよいが、連結甲板に働く波浪荷重を推定する場合には $E_{\dot{f}}^{\pm}$ 、 $E_{\dot{f}}^{R\pm}$ が必要となる。Haskind の関係を用いて $E_{\dot{f}}^{\pm}$ 、 $E_{\dot{f}}^{R\pm}$ を推定する方法は、大楠⁹⁾ によって示されている。

なお、(33)式の流体力係数は、個々の浮体中心に座標原点を持つ座標系に対して定義したが、(65)、(66)式で表される Kochin $H_{\dot{f}}^{R\pm}$ 関数は、双胴全体の座標系 $O-Y,Z$ に対して定義されており、従って、 $E_{\dot{f}}^{R\pm}$ も座標系 $O-Y,Z$ に対するものであることに注意が必要である。

4.4 数値計算結果

上述したように、それぞれの計算法に応じて、Kochin 関数をより簡単に求める方法がある。しかし、ここでは radiation ポテンシャルの計算結果を検証する意味から、(61)式を用いた断面上の速度ポテンシャルの積分によった。Haskind の関係により、Kochin 関数から波浪強制力が求められるので、公表された波浪強制力の計算結果との比較により、本計算法の検証が可能である。この Kochin 関数と、前章で求めた radiation ポテンシャルに別所⁶⁾ の関係を適用して、scattering ポテンシャルを計算した。最後に、scattering ポテンシャルから波浪変動圧を計算し、それを断面上で積分して波浪強制力を求めた。

図 5 に、単胴断面と比較した双胴断面の波浪変動圧の分布を示す。圧力は入射波振幅の深度の静水圧で除して無次元化している。図 4 で発散波振幅比がゼロとなった波無し周波数付近の圧力分布を調べると、波浪変動圧は圧力分布全体がゼロとなっている訳ではなく、圧力の波無し周波数の現れた運動方向成分が断面上で相殺され、双胴断面全体に働く力としてはゼロになることがわかる。

波浪強制力の計算結果を図 6 に示す。対比のため、波浪強制力の無次元化の定義は文献¹²⁾ と同様とした。凡例中 P を付したものは波浪変動圧を積分して求めた値、H を付したものは radiation 問題の Kochin 関数から²⁾、(71)式の Haskind の関係を用いて計算した値であり、両者は完全に一致している。また、これらの計算結果は、文献^{12,13)} に示された結果とも一致しており、radiation ポテンシャル、scattering ポテンシャル共に、計算結果の正しいことが裏付けられたといえる。

5. あとがき

単胴断面の radiation ポテンシャルから、双胴断面の radiation/diffraction ポテンシャルを計算する方法を提案し、数値計算を行った。本稿で述べた計算法の特徴は、断面全体に働く力だけでなく圧力分布も求められる点にあり、これによって双胴漁船の構造強度上、最も重要なケースとなる停船時横波状態における FEM による構造解析を行うために必要

な圧力分布が得られるようになった。

本稿の計算法を用いた場合、コンピュータの機種にもよると思われるが、単胴断面の計算時間に対して 1% 前後の計算時間の増加で双胴断面の計算が可能である(表 1 参照)。今日では、close-fit program 等の特異点分布法を用いた場合でも、2次元流体力ならば、パソコンレベルのコンピュータでストレス無く計算可能となっている。しかし、双胴断面の厳密計算には単胴断面の 2 倍以上の計算時間が必要と考えられるから、広範囲の設計条件に対して数値計算による検討が必要となる場合には、本稿で述べた計算法は計算時間の短縮に役立つものと思われる。また、計算法 2 は、大楠の方法を圧力段階で模したものであるから、大楠の方法と同様の手順によって、多数の浮体に対する問題にも容易に拡張できると思われる。今後は浮体式水産施設に対する応用等も考えられる。

一般に、2次元 Laplace 方程式に基づく方法では、横波を除く斜波中の双胴間干渉を正確に表現することは不可能である。しかし、推定結果を船体強度の検討に用いるという観点から、文献³⁾ に示された実験及び計算による波浪荷重の最大値を見ると、双胴間干渉は停船時の横波状態で考慮しておけばよく、それ以外では干渉を無視した流体力によるストリップ法が良い推定結果を与えている。つまり、従来よくいわれているように、ストリップ法であっても、双胴間干渉を無視した流体力と考慮した流体力を使い分けることによって、双胴船の構造強度の検討を行うことが一応可能である。従って、前報の双胴船用ストリップ法プログラムと、本稿の流体圧力計算プログラムの組み合わせにより、双胴漁船の連結甲板の構造強度を評価するための波浪外力を求めることが一応可能となったといえる。

双胴漁船の構造強度を考える際の残された大きな課題として、連結甲板下面に働く波浪衝撃、所謂ウエットデッキ・スラミングの問題がある。ウエットデッキ・スラミングの問題は、発生確率の推定と、発生した場合の衝撃圧の推定の問題に分けられる。これらの問題を扱う上においては、高速航行時の船体動揺と、定常/非定常波形の正確な推定等の課題が考えられる。このウエットデッキ・スラミングの発生については、次報で簡易な判定法を提案する予定である。

謝辞

本稿で用いた逆時間ポテンシャルに関する別所⁶⁾ の関係⁶⁾ は、水産庁補助事業「環境にやさしい漁船技術開発事業」の実施当時、東京大学生産技術研究所教授前田久明先生から御教示戴いたものである。先生の当時の御尽力と御教示に、この場を借りて深く御礼申し上げます。また、農業工学研究所総務部業務管理課の菅野宏美氏には、高速演算サーバのパフォーマンス・アナライザの使用法等について、懇切な御指導を戴きましたことに深謝致します。尚、本稿の一部の計算は、農林水産研究計算センターの高速演算サーバを利用したことを付記する。

表1 計算時間の例

PROGRAM UNIT SUMMARY LIST									
PROG.UNIT	ATR.	CODE	FREQUENCY	INCLUSIVE CPU TIME (%)	EXCLUSIVE CPU TIME (%)	MOPSMFLOPS	V.OP. RATIO	AVER. V.LEN	BANK CONF
DAVID	SUB		327600	3.008(40.4)	3.008(40.4)	62.1	22.0	0.00	0.0
MATINV	SUB		780	2.599(34.9)	2.599(34.9)	99.0	15.7	34.04	14.5
FREQ	SUB		780	6.847(92.0)	1.240(16.7)	46.7	11.7	7.75	19.9
CLSFT2	MAIN		1	7.438(100.0)	0.509(6.8)	32.0	0.9	1.24	11.7
CATPOT	SUB		13	0.046(0.6)	0.046(0.6)	412.2	176.9	93.61	28.7
FIND	SUB		39	0.036(0.5)	0.036(0.5)	190.0	84.8	69.58	14.0
SHAPED	SUB		39	0.001(0.0)	0.001(0.0)	25.1	6.3	69.15	14.3
SING	FUNC		0	0.000(0.0)	0.000(0.0)	0.0	0.0	0.00	0.0

注) この表は、農林水産研究計算センターの高速演算サーバを用い、パフォーマンス・アナライザによって、計算法2のプログラムの実行時間を解析した結果である。基になった close-fit program に、双胴断面の計算サブルーチン CATPOT を追加したものであるが、CATPOT で消費された計算時間 (EXCLUSIVE CPU TIME) は全体の0.6%に過ぎないことがわかる。なお、元の MAIN プログラム YFA4は、入出力の変更と CATPOT へのデータの受渡しのルーチンを加えて CLSFT2としており、SING は、その内容を SHAPED に組み込んでいるが、それ以外は原型の close-fit program と全く同じである。

参考文献

- 環境にやさしい漁船技術開発事業報告書, (株)漁船協会, 1995~1997
- 升也利一, 他: 高速沿岸双胴漁船の開発研究(第1報: 水産庁補助事業によるアルミ合金製双胴沿岸漁船試作船の開発に関わる水槽試験及び耐航性能計算結果について), 水工研技報, **20**, 47-69, 1998
- 第176研究部会: 「海上幹線輸送システムに適する双胴船型に関する調査研究報告書」, (株)日本造船研究協会, 1978~1980
- Hadler, J.B., etc.: Ocean catamaran sea-keeping design, based on the experience of USNS Hayes, SNAME, 126-161, 1974
- 大楠丹, 他: 双胴船の運動について, 船論, **129**, 29-40, 1971
- 別所正利: 逆時間ポテンシャルについて, 関船誌, **159**, 75-84, 1975
- 前田久明: 船体運動特論II, 東京大学大学院講義ノート
- Breit, S.R., Sclavounos, P.D.: Wave Interaction between adjacent slender bodies, J.F.M., **165**, 273-296, 1985
- 柏木正: 波浪中を航走する双胴船の双胴間干渉流体力の研究(その1 Radiation問題), 船論, **173**, 119-131, 1993
- Newman, J.N.: The theory of ship motions, Adv. Appl. Mech., **18**, 221-283, 1978
- Bedel, J.W., Lee, C.M.: Numerical calculation of the added mass and damping coefficients of cylinders oscillating in or below a free surface, NSRDC, Rept. 3551, 1971
- 竹沢誠二, 他: 双胴船に作用する流体力について, 船論, **131**, 65-76, 1972
- 日根野元裕, 他: 非対称双胴体の横波中の運動について(第1報), 西船報, **51**, 179-193, 1975
- 第47基準研究部会: 高速特殊船基準及びHSCコードの見直しに関する調査研究報告書, 「高速特殊船基準の検討」(高速双胴船WG), (株)日本造船研究協会, 1999

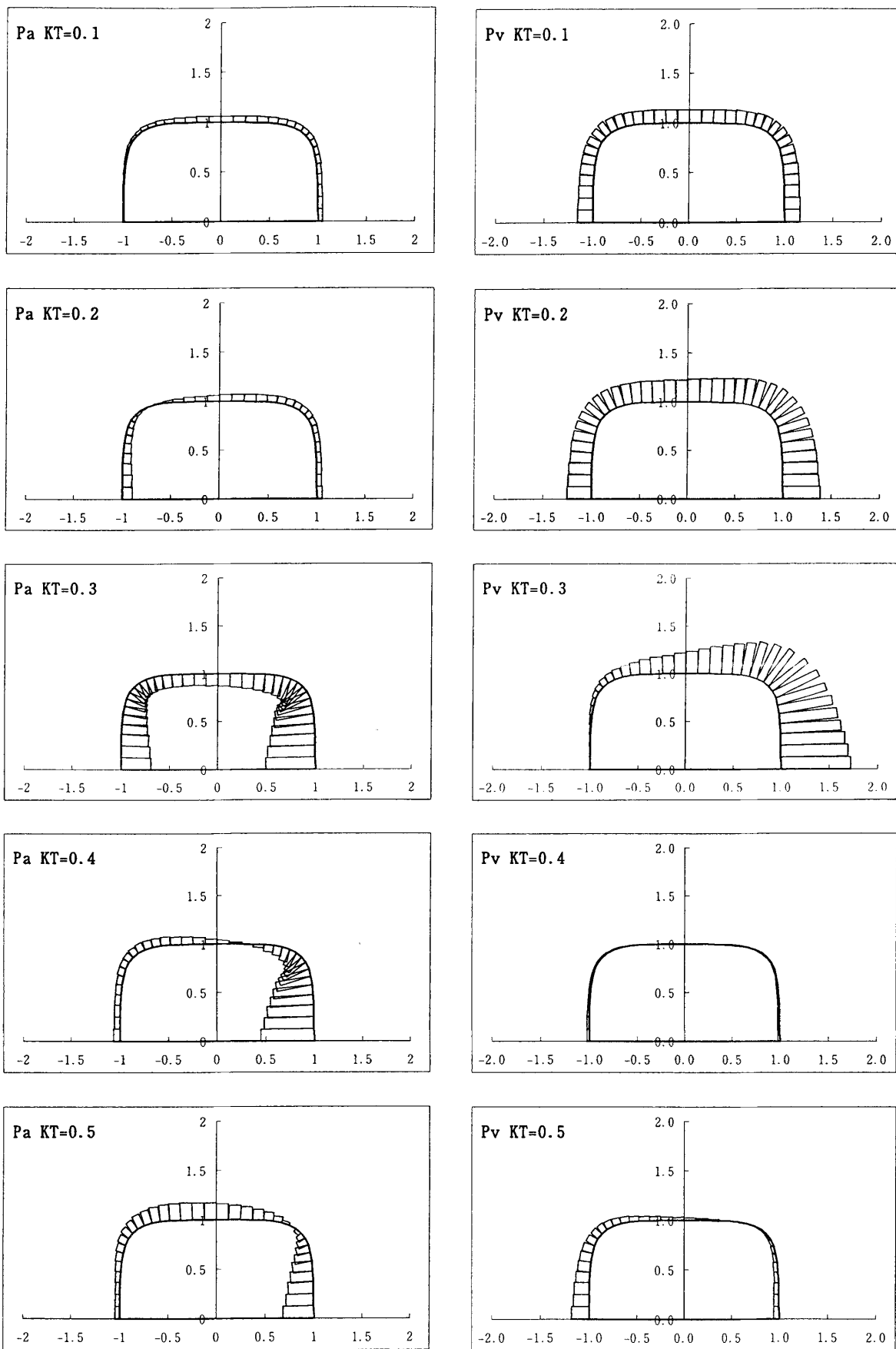


図3-1 双胴断面の圧力分布 (Heave) $P/T=6$

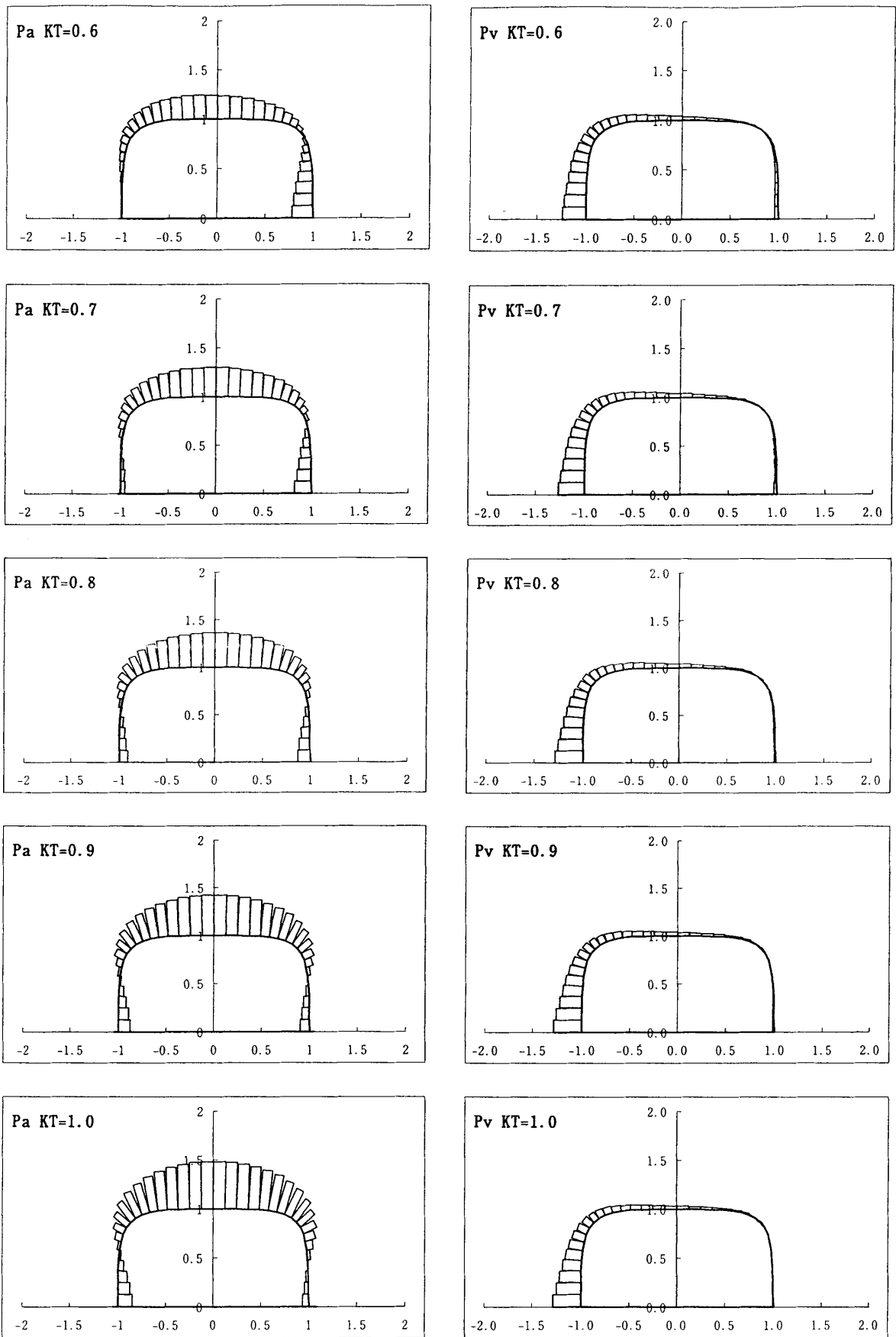


図3-1続 双胴断面の圧力分布 (Heave) $P/T=6$

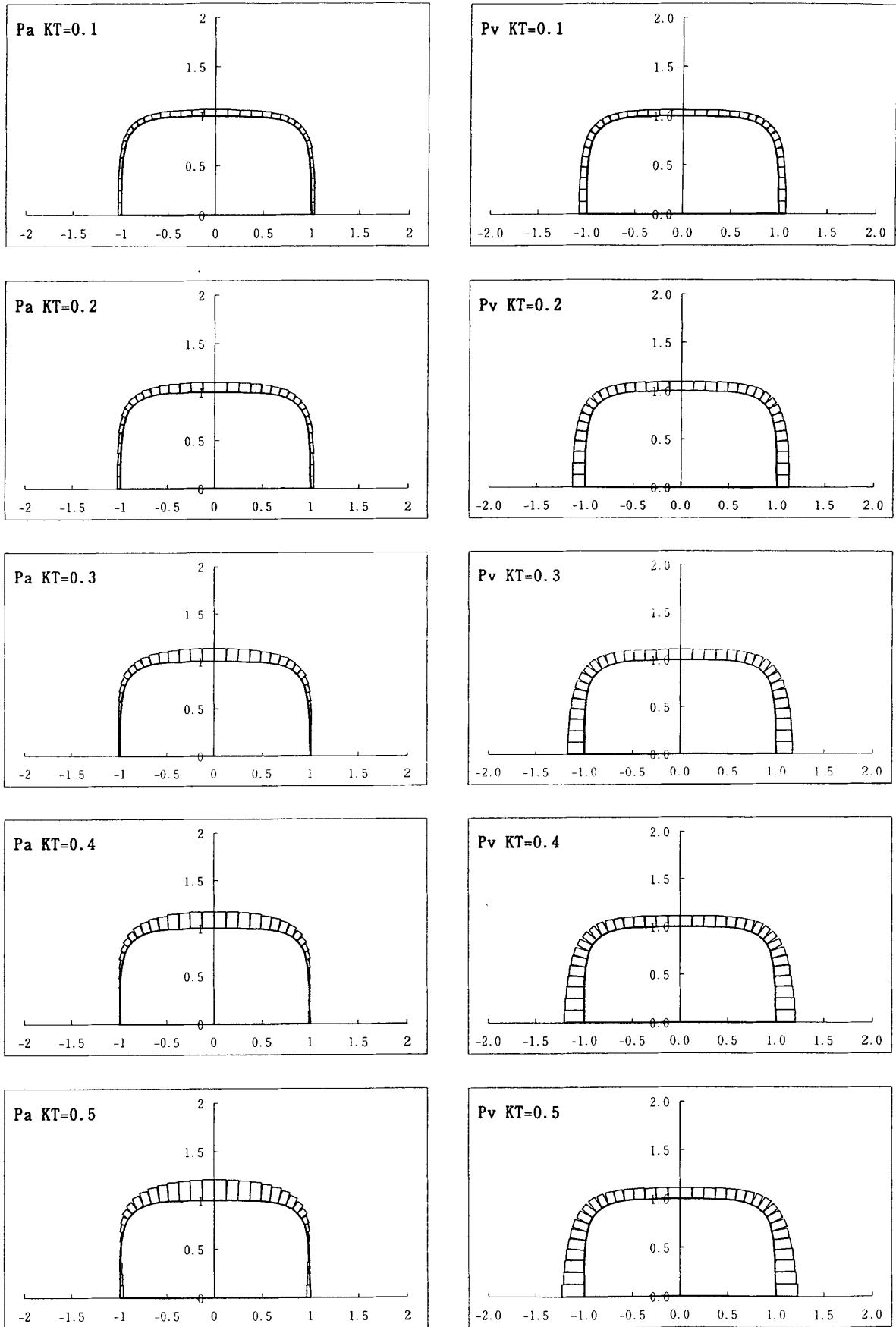


図3-2 単胴断面の圧力分布 (Heave)

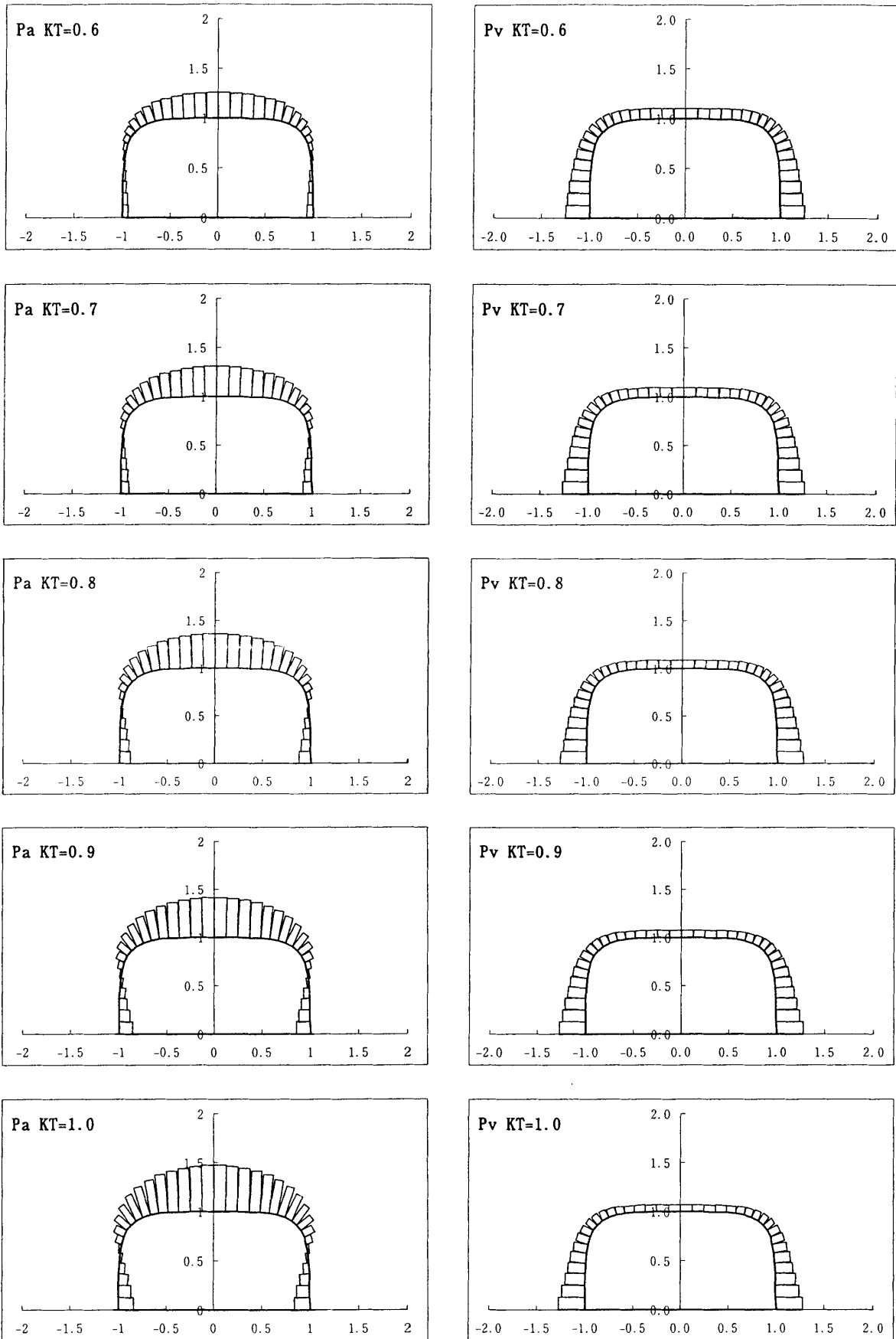


図3-2続 単胴断面の圧力分布 (Heave)

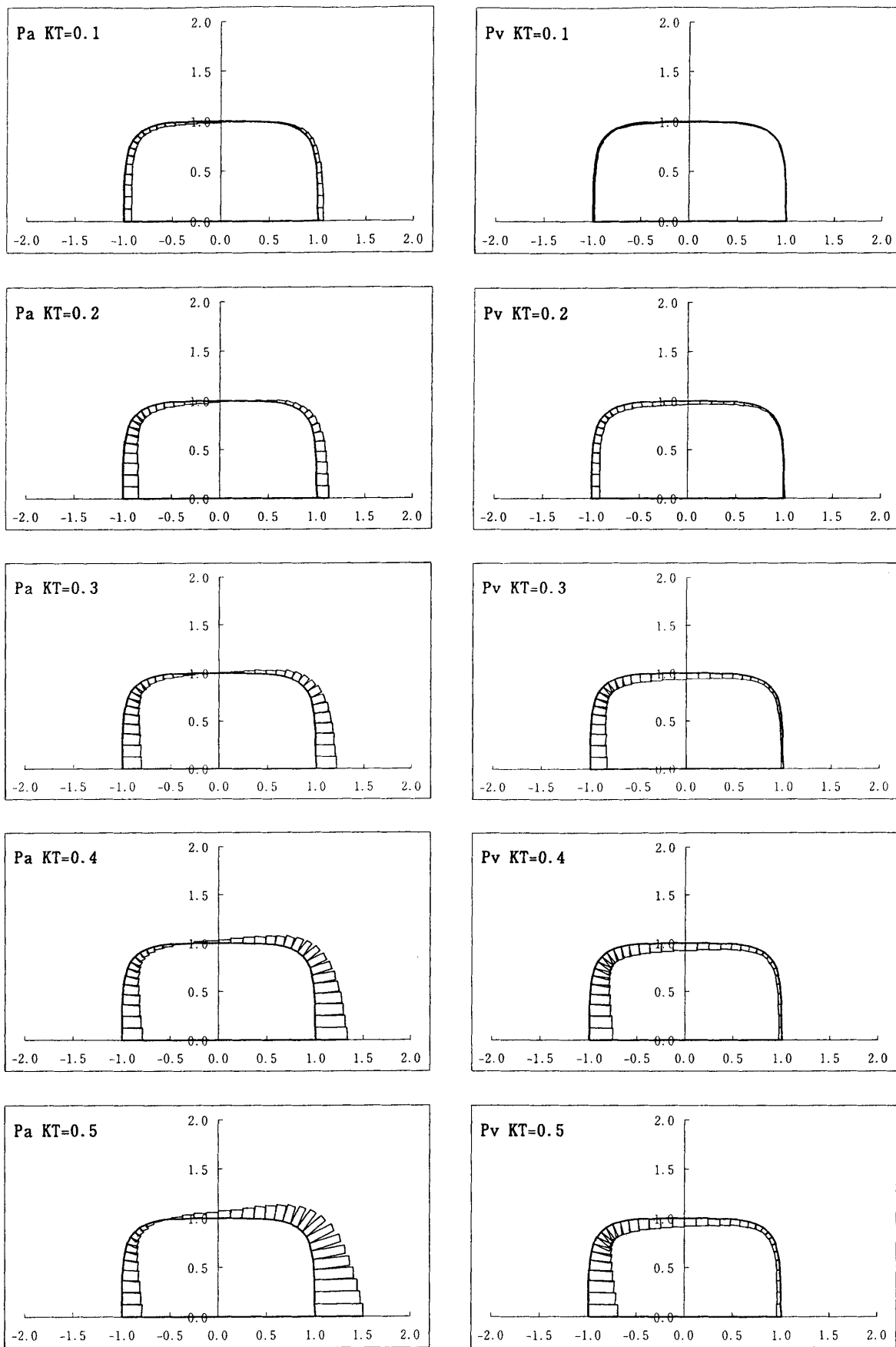


図3-3 双胴断面の圧力分布 (Sway) $P/T=6$

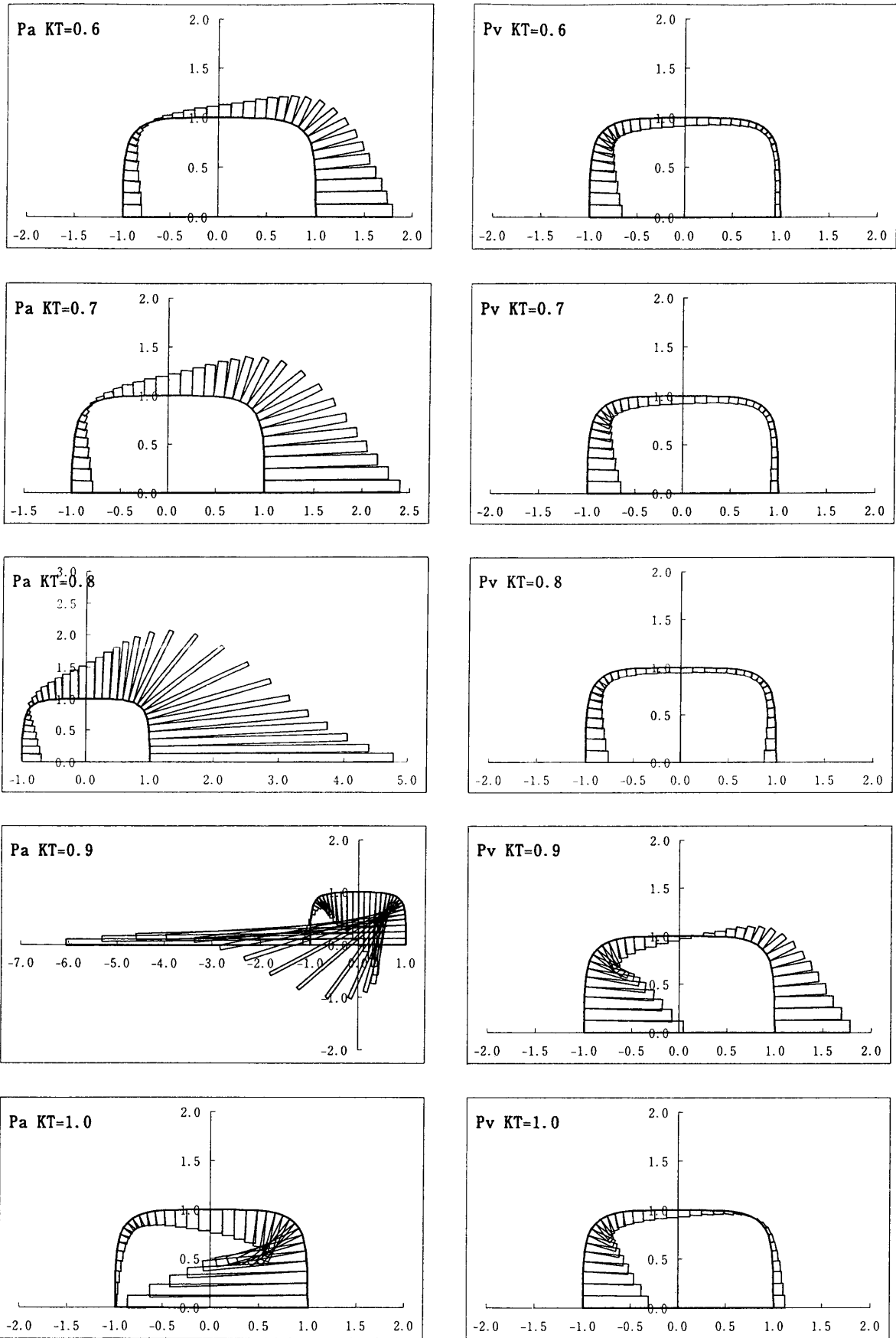


図3-3続 双胴断面の圧力分布 (Sway) $P/T=6$

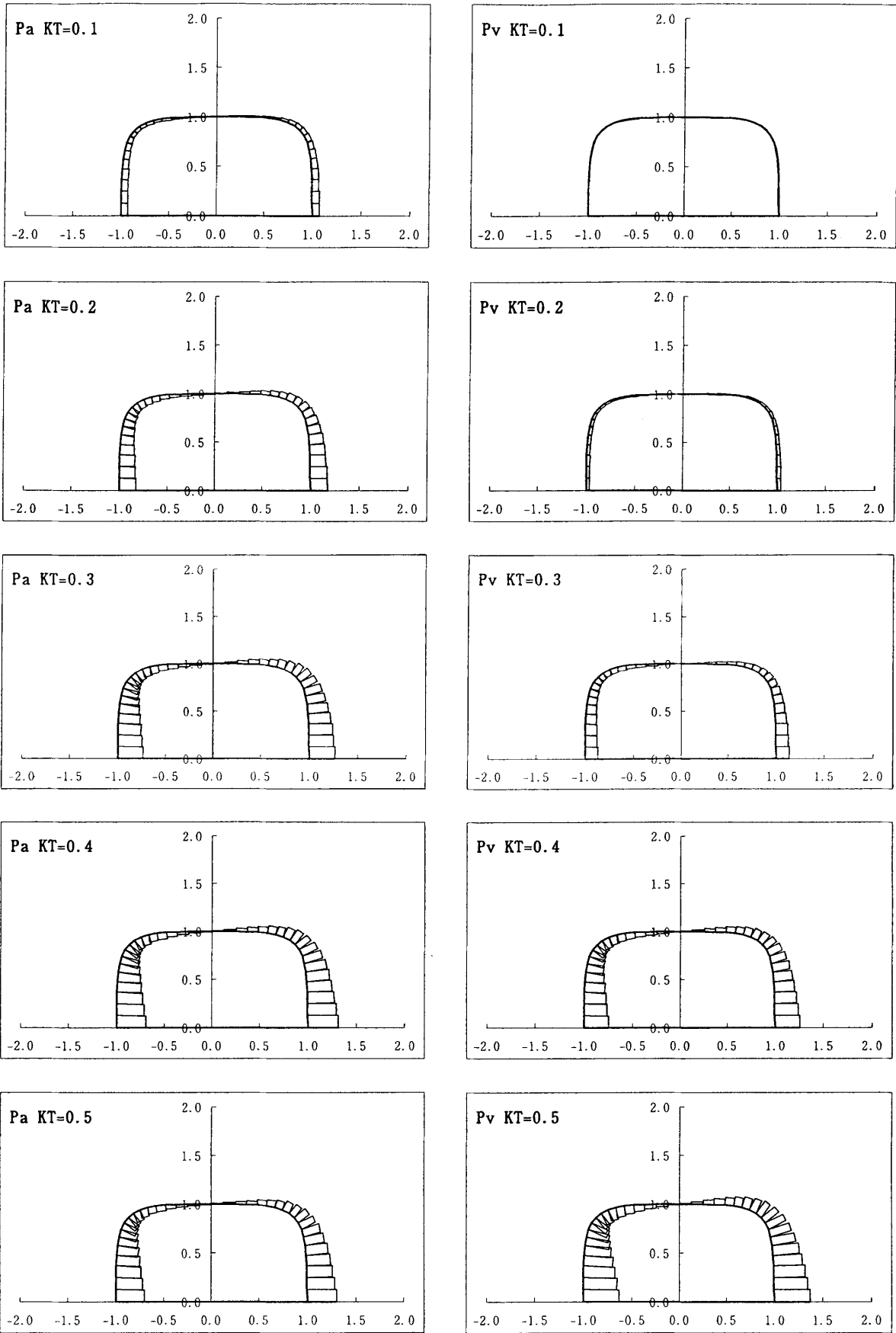


図3-4 単胴断面の圧力分布 (Sway)

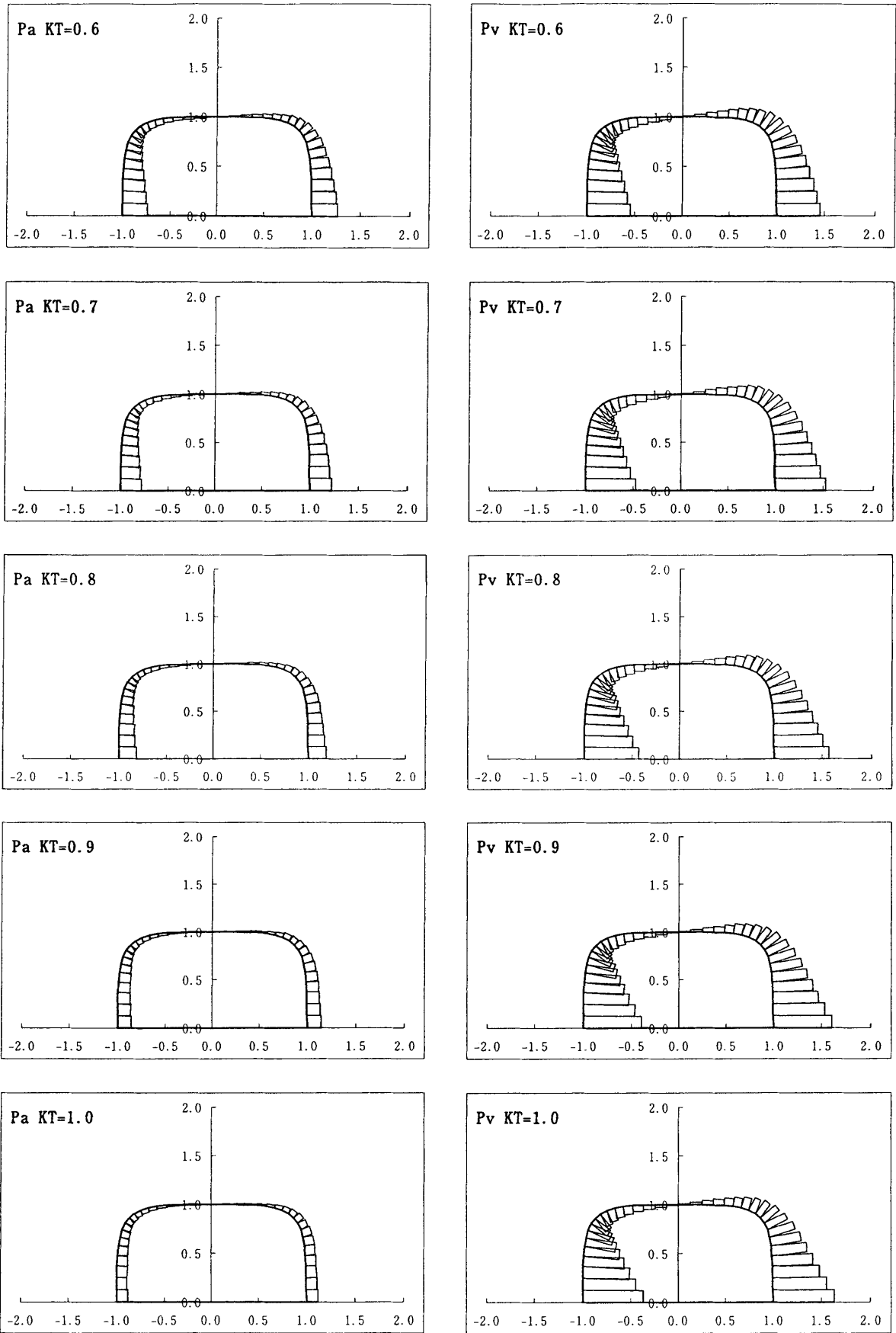


図3-4続 単胴断面の圧力分布 (Sway)

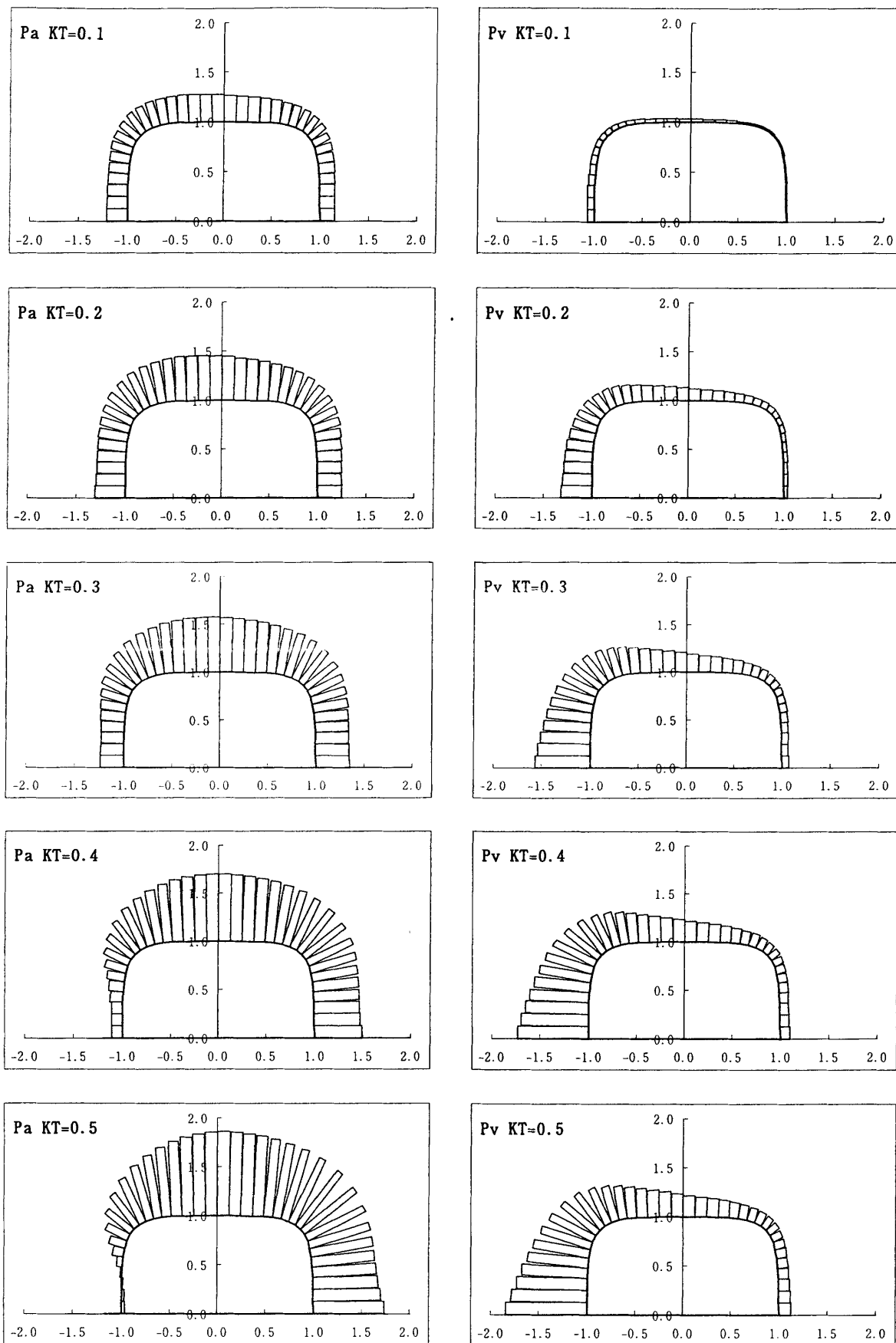


図3-5 双胴断面の圧力分布 (Roll) $P/T=6$

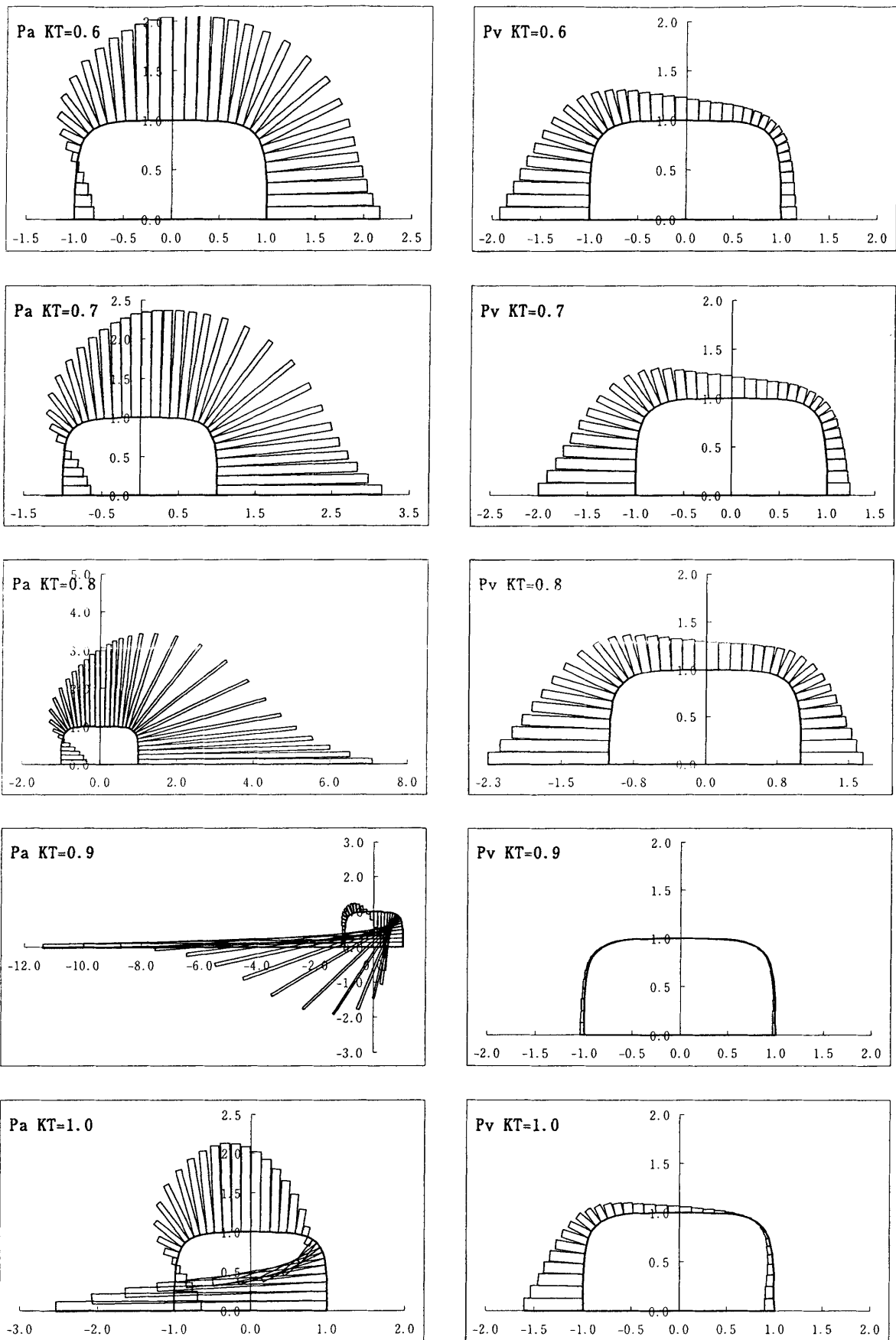


図3-5続 双胴断面の圧力分布 (Roll) $P/T=6$

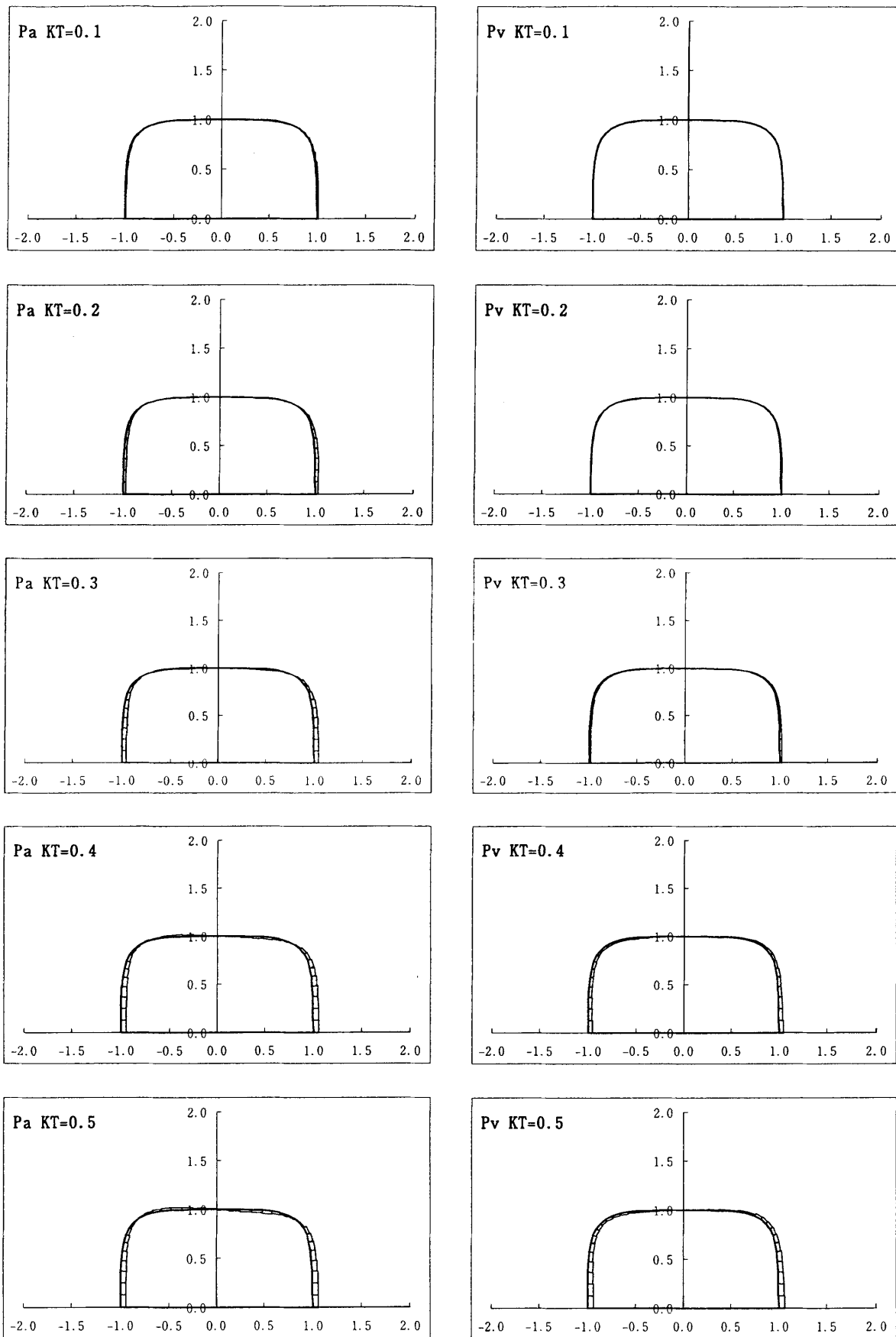


図3-6 単胴断面の圧力分布 (Roll)

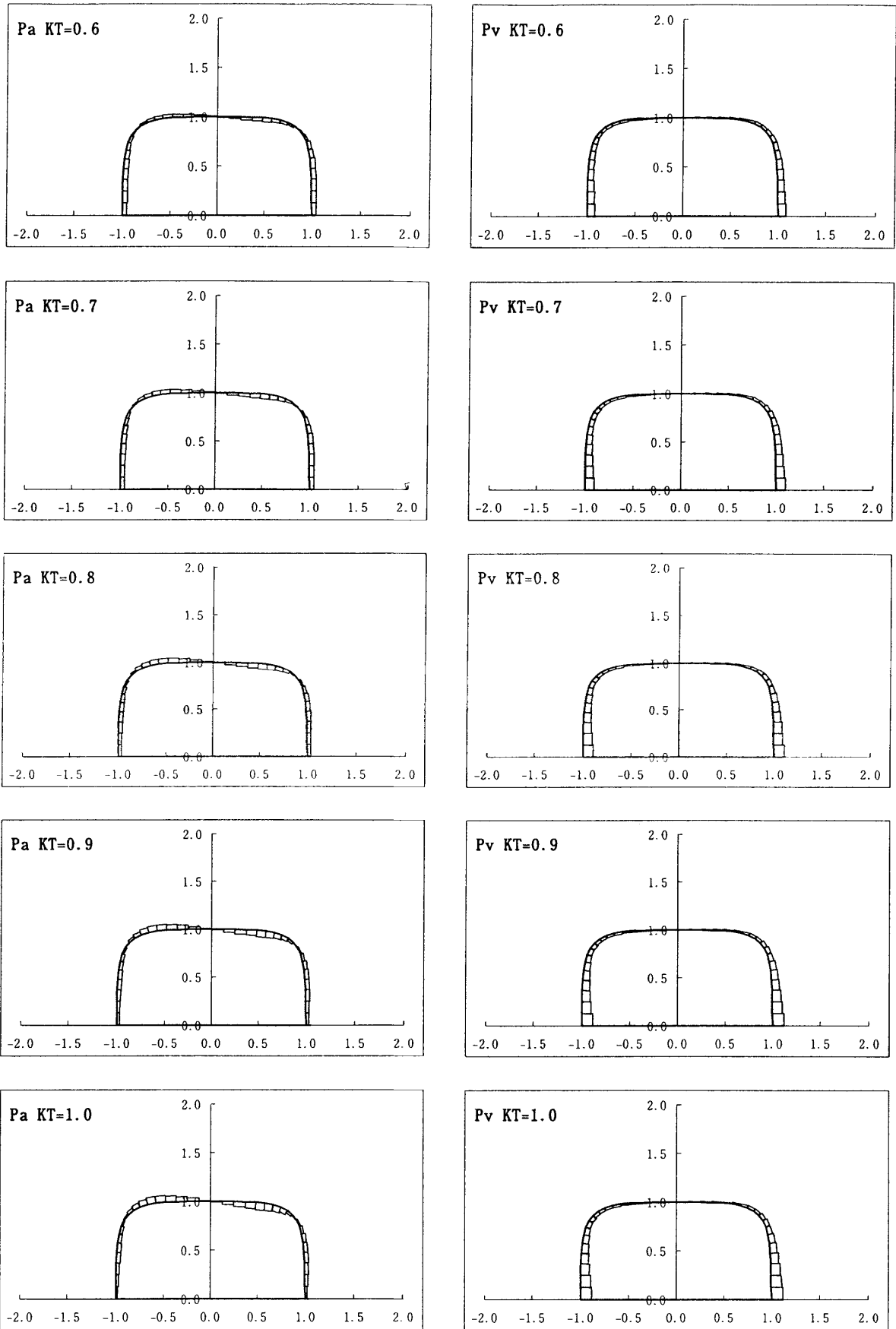


図3-6続 単胴断面の圧力分布 (Roll)

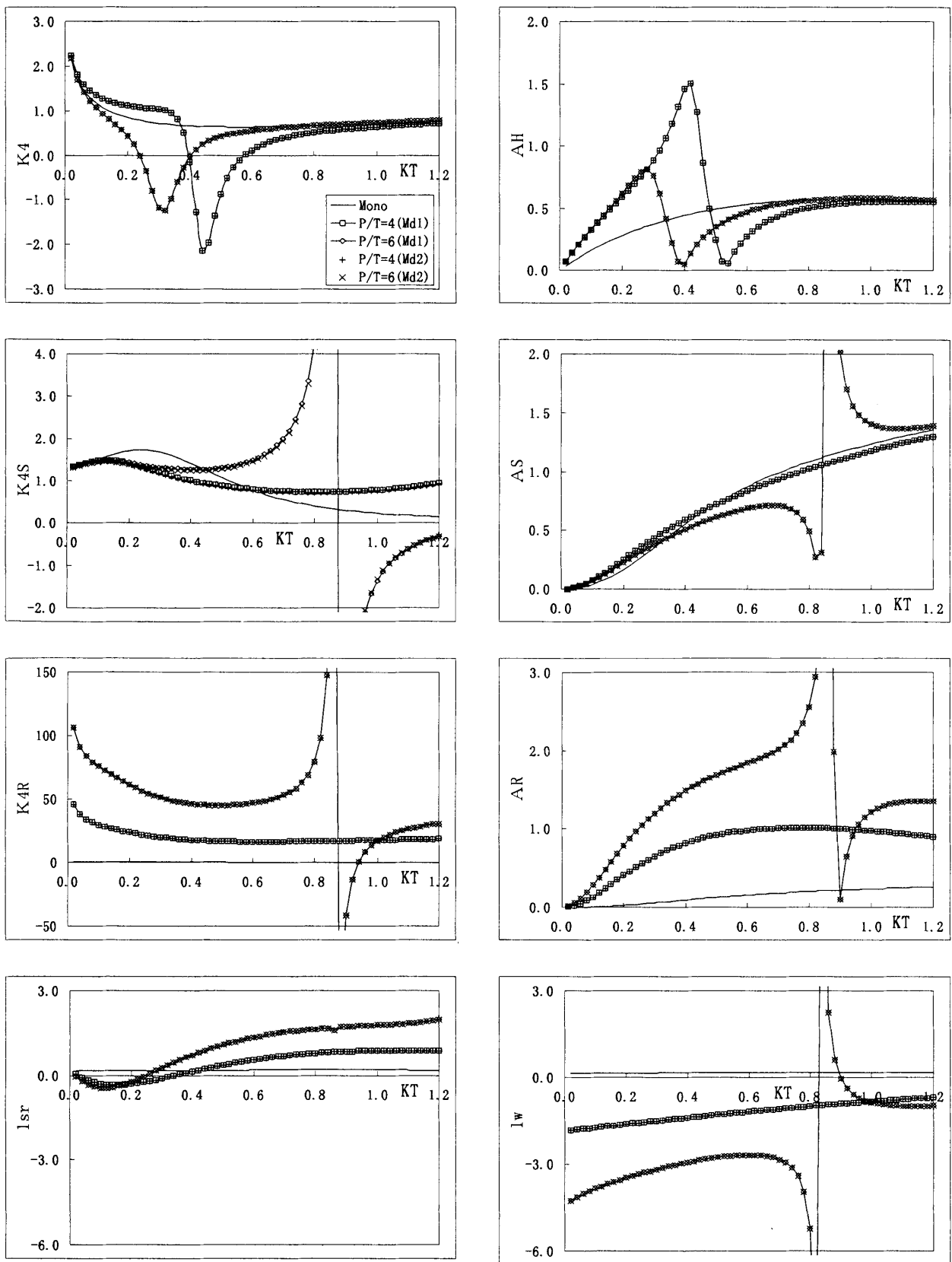


図4 流体力係数

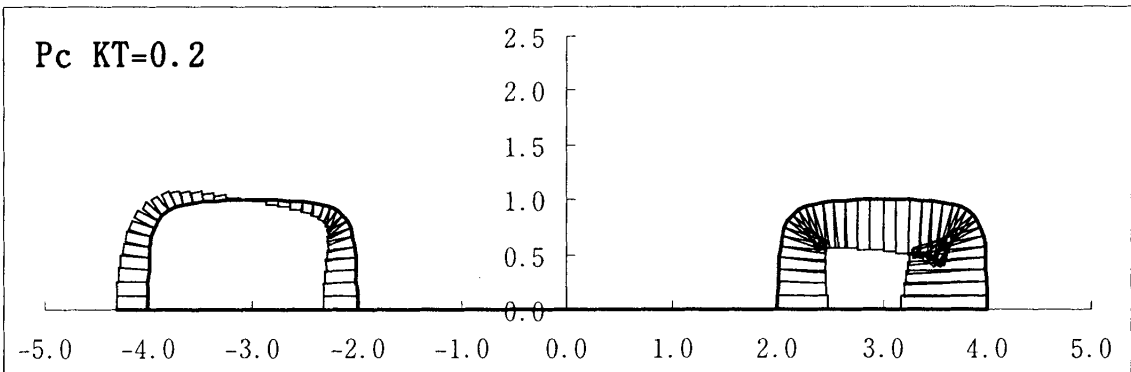
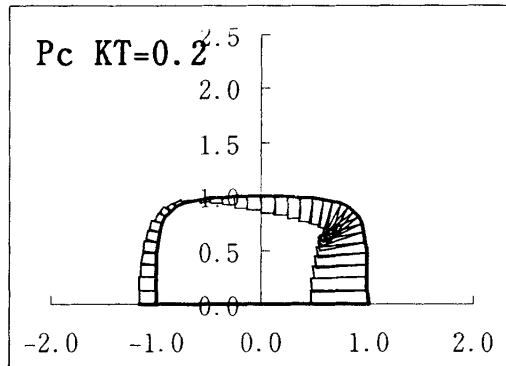
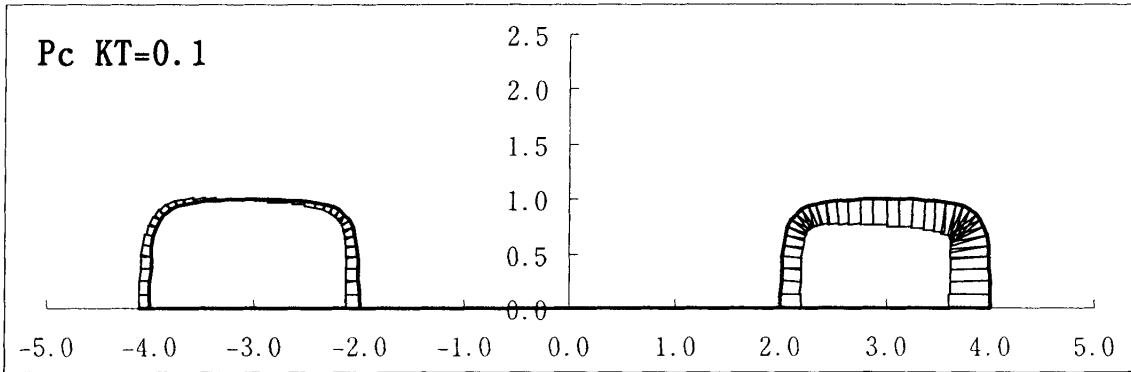
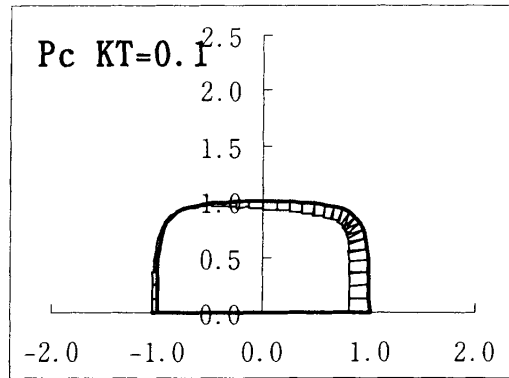


図5 単洞／双洞の波浪変動圧の分布

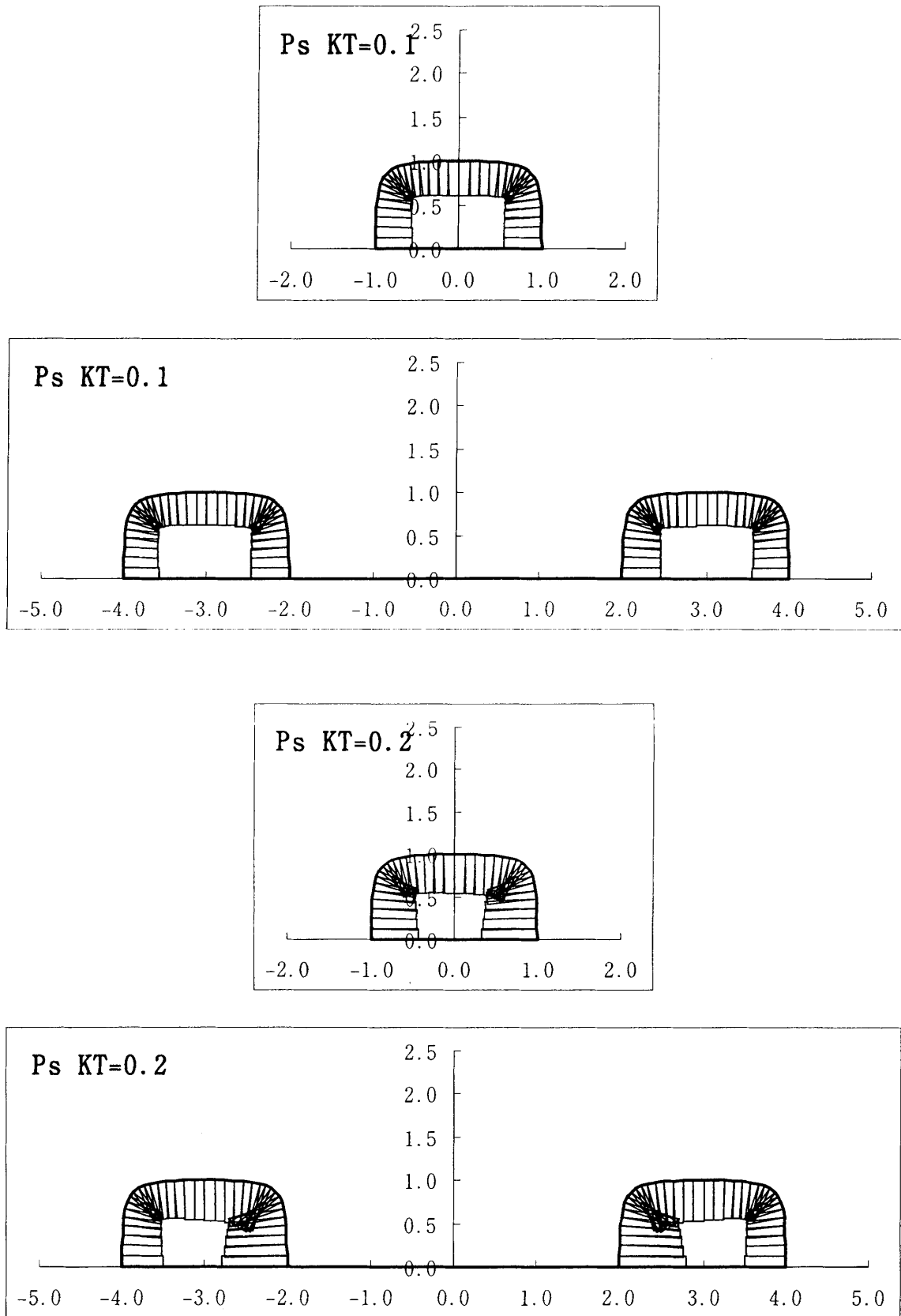


図5 続 単胴／双胴の波浪変動圧の分布

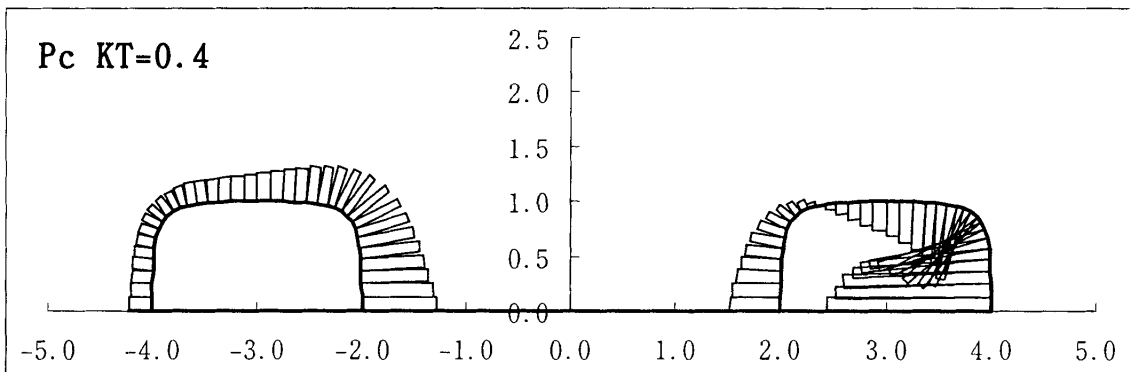
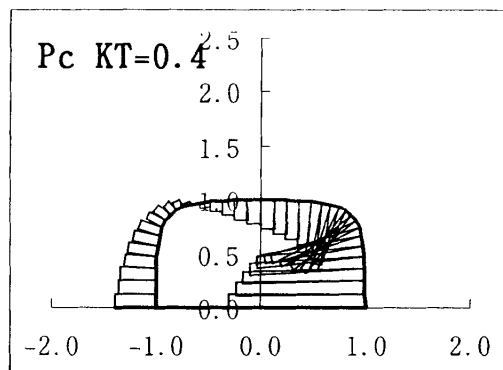
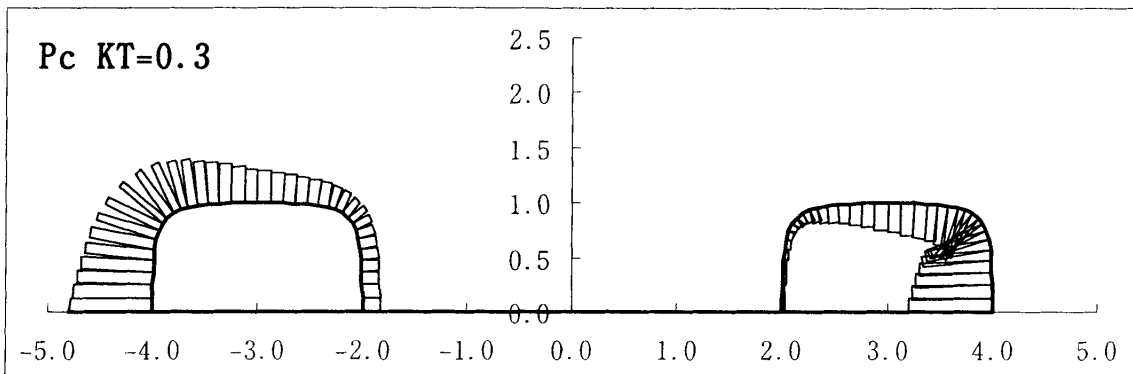
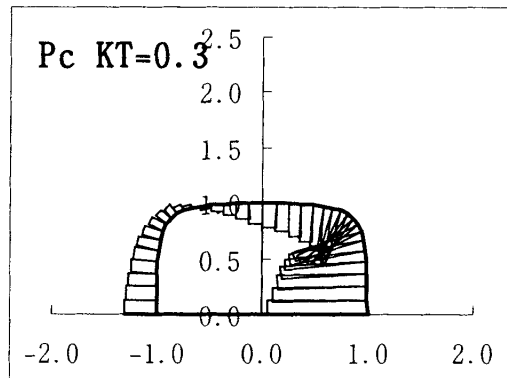


図5 続 単胴/双胴の波浪変動圧の分布

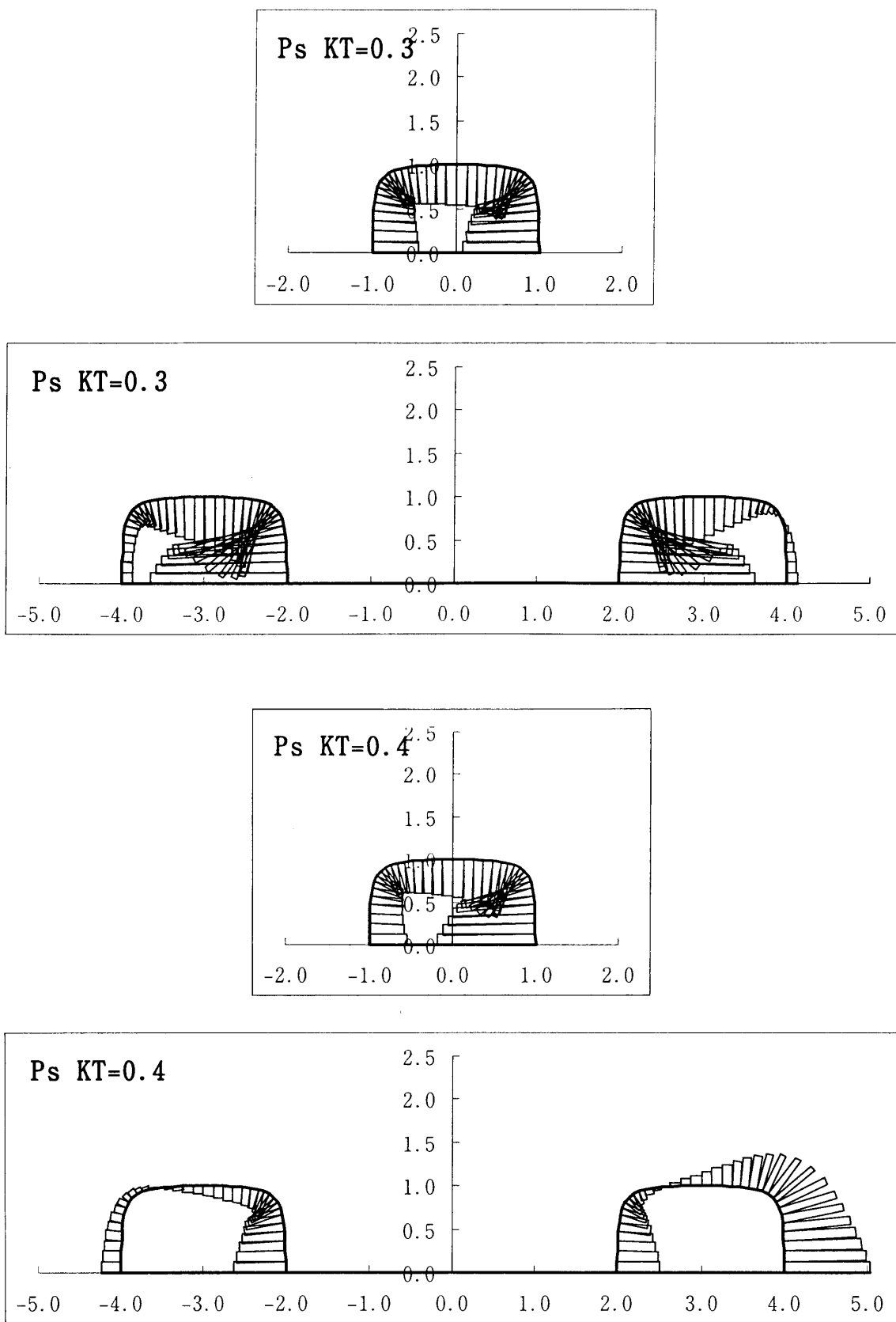


図5 続 単胴/双胴の波浪変動圧の分布

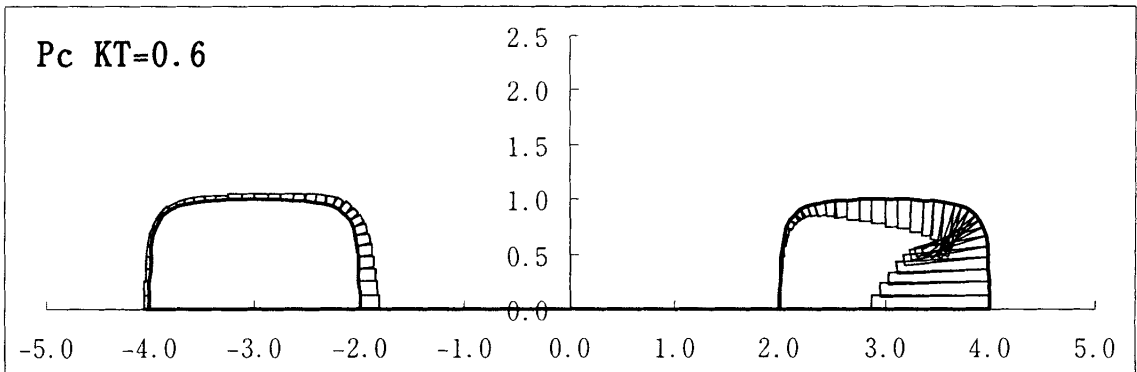
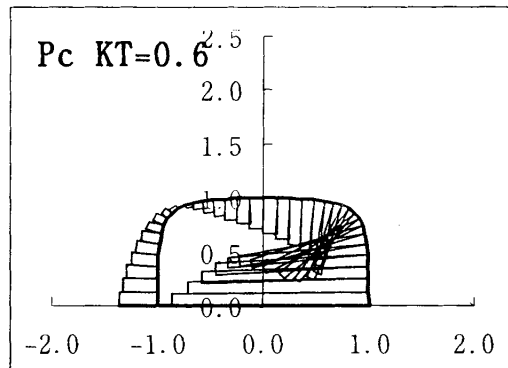
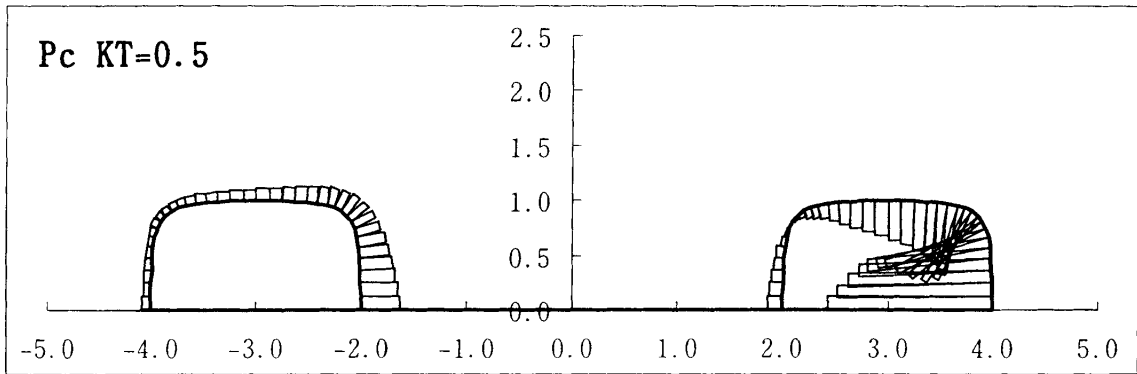
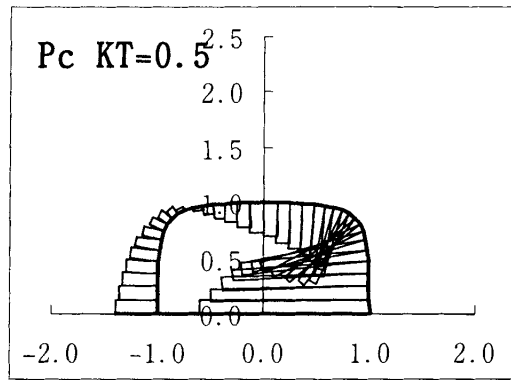


図5 続 単胴/双胴の波浪変動圧の分布

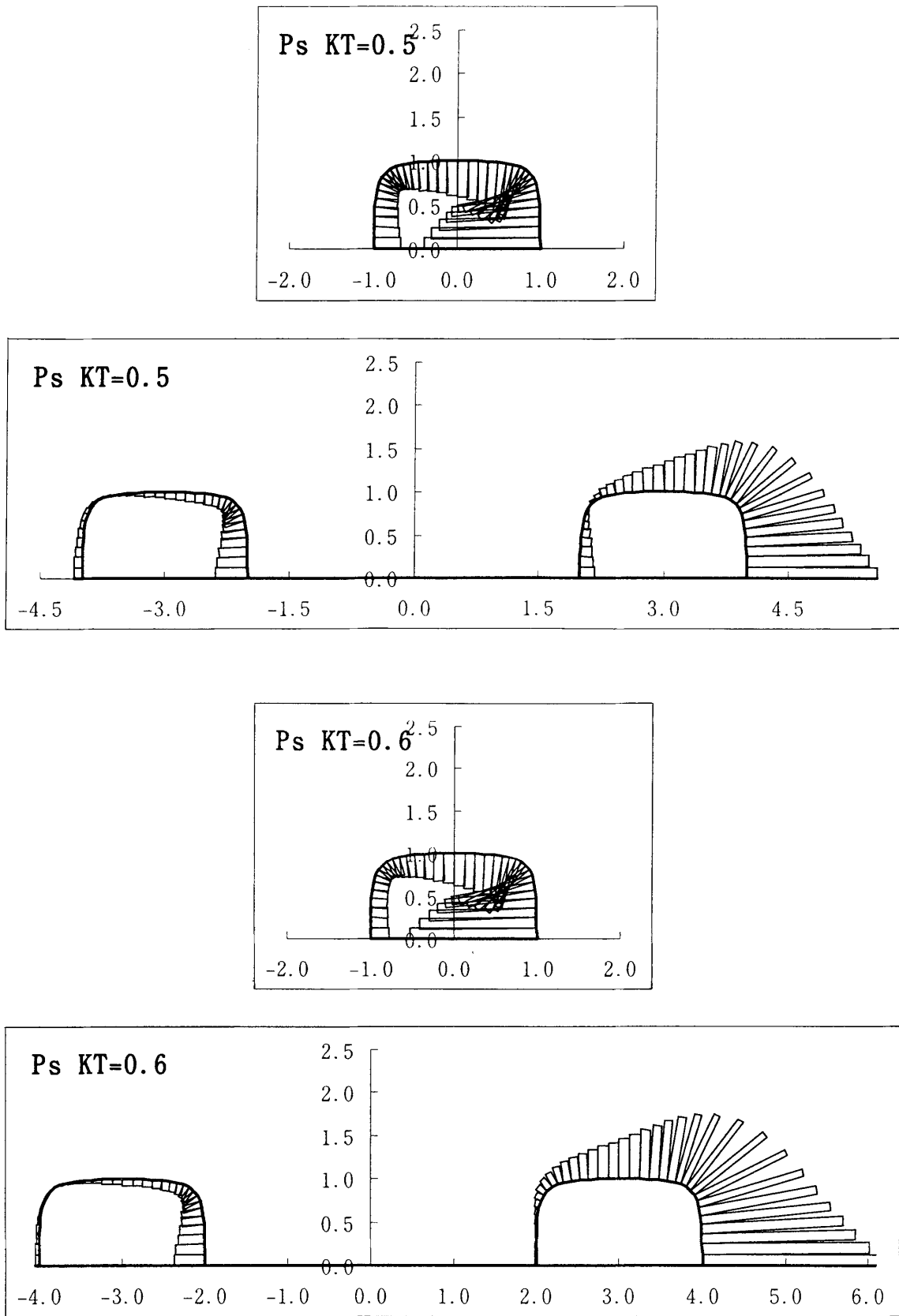


図5続 単洞/双洞の波浪変動圧の分布

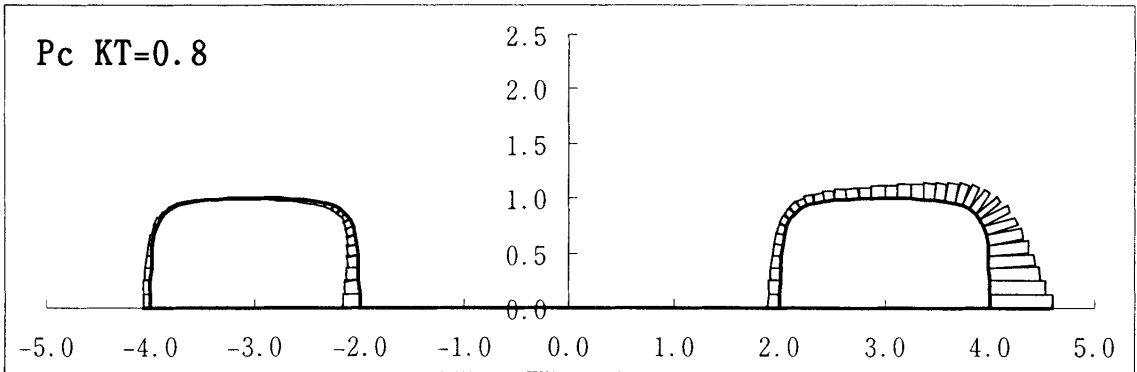
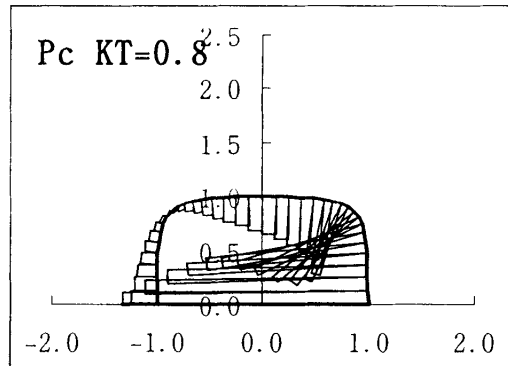
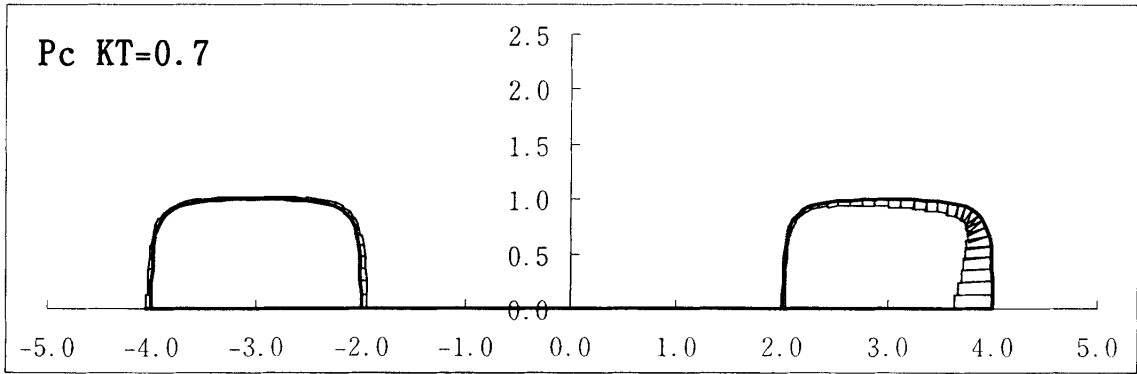
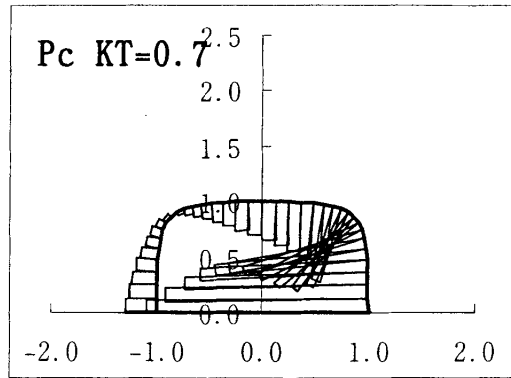


図5 統 単胴/双胴の波浪変動圧の分布

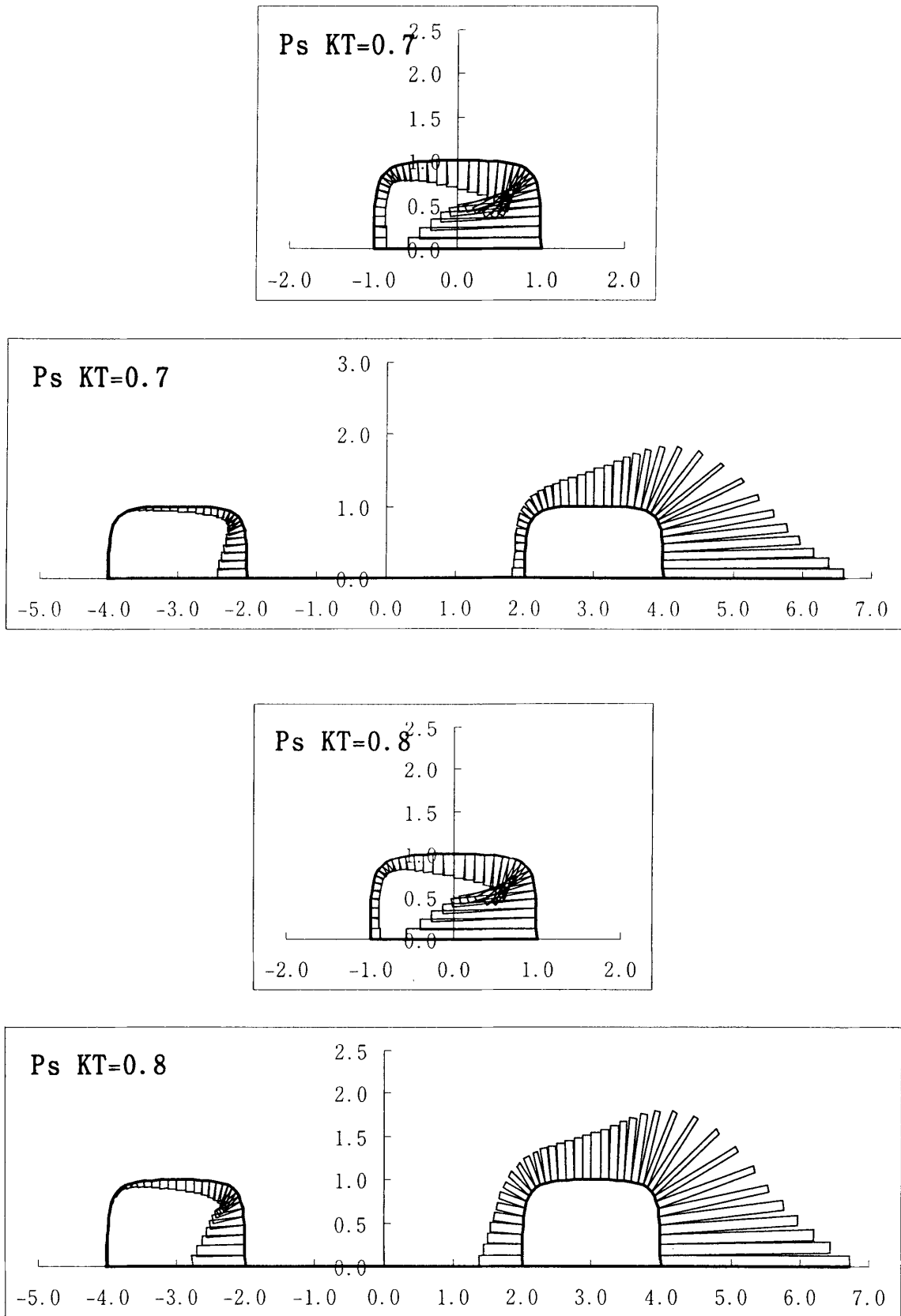


図5 続 単胴/双胴の波浪変動圧の分布

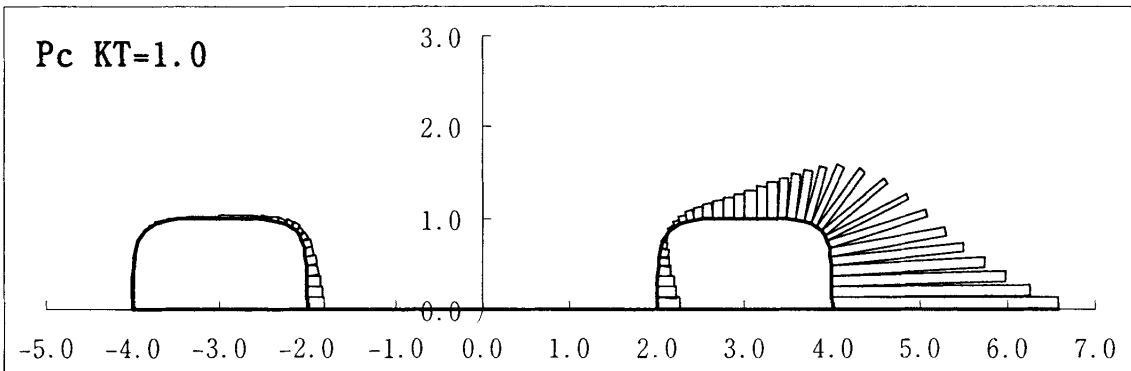
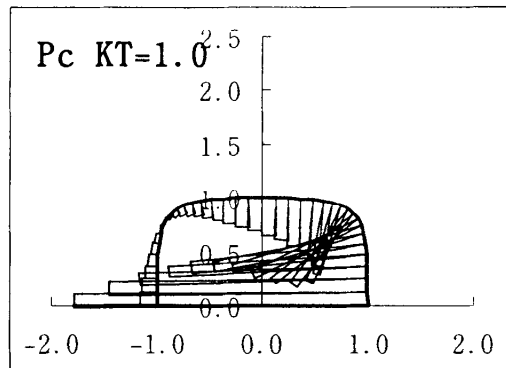
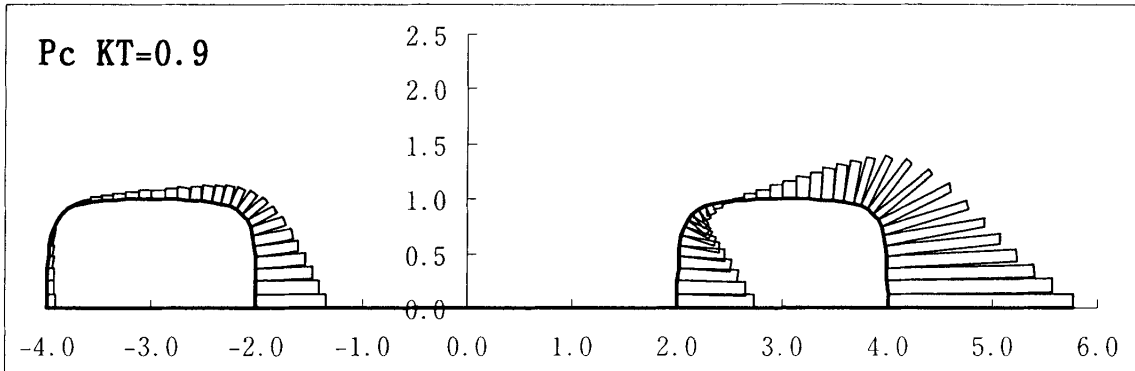
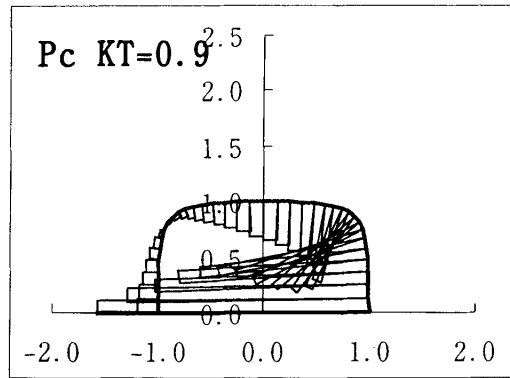


図5 統 単胴/双胴の波浪変動圧の分布

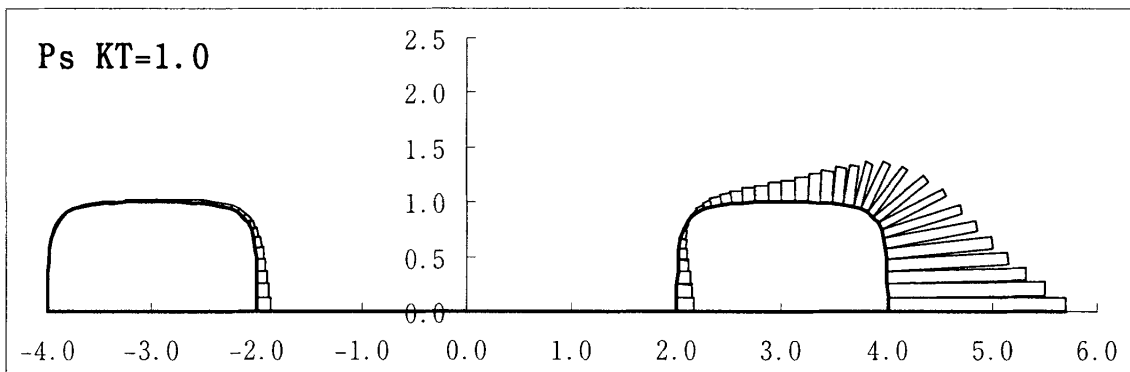
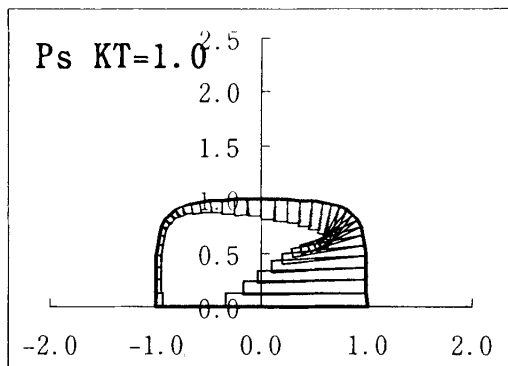
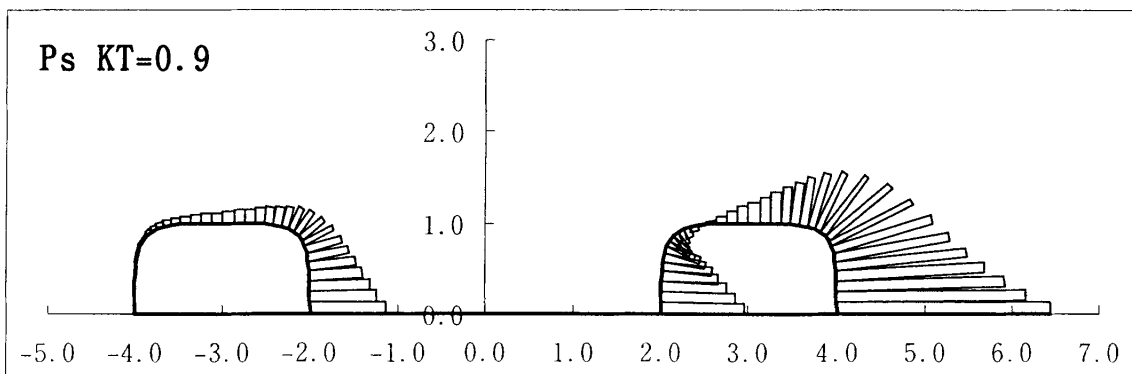
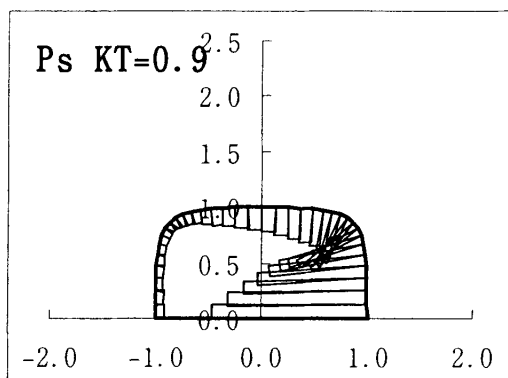


図5 続 単胴/双胴の波浪変動圧の分布

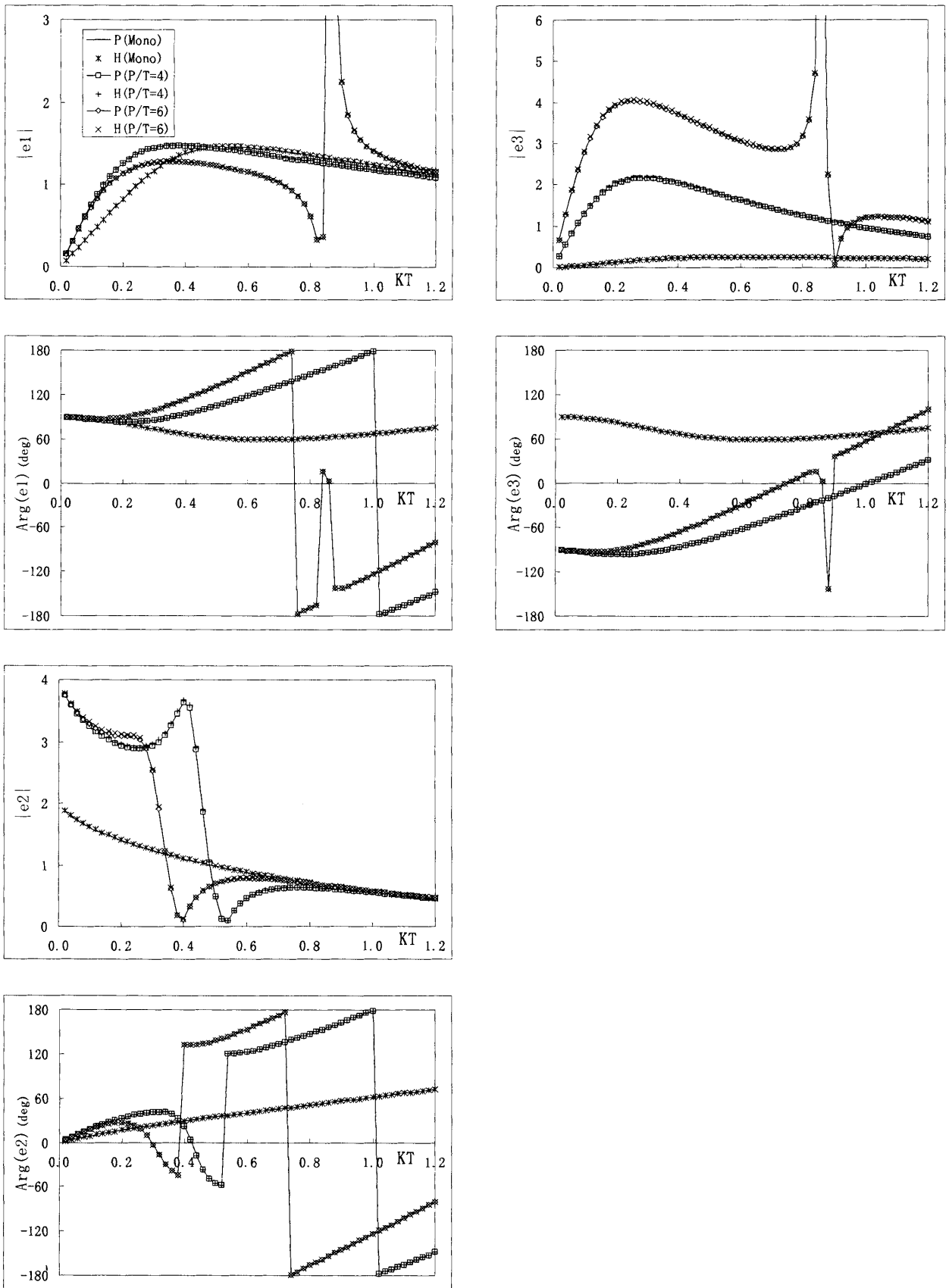


図6 波浪強制力