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2　波浪強制力と波浪中動揺特性)

正員　柏　木　　正*

Interaction Forces between Twin Hulls of a Catamaran Advancing in Waves

(Part 2 : Wave-Exciting Forces and Motions in Waves)

by　Masashi Kashiwagi, *Member*

Summary

In the previous paper, a new theory was developed for computing the radiation forces on a catamaran by extending Newman's unified slender-ship theory. The present paper is a sequel and concerned with the prediction of wave-exciting forces and motions of a catamaran in waves.

The forward-speed version of Haskind-Newman's relation is applied to compute the wave-exciting forces by use of only the radiation-problem solutions. The obtained calculation formula is related to the Kochin function to be computed from the outer solution, which is expressed with the source and doublet distributions along the centerline of each demi-hull.

At zero speed, using Haskind-Newman's relation is theoretically exact and in fact the results are in excellent agreement with independent results by a more rigorous 3-D integral-equation method. In the forward-speed case, measurements of the heave and pitch exciting forces are conducted at $Fn=0.15$ and 0.3, using the same model as in the forced oscillation tests shown in the previous paper. The agreement between the measured and computed results is not that good particularly in the pitch exciting moment, but the computed hydrodynamic forces are used in studying the motion characteristics in waves of a catamaran.

Although the hydrodynamic interactions between twin hulls affect greatly on the radiation and wave-exciting forces, the resulting motions are similar to those of a single-hull ship, suggesting a cancellation of twin-hull interaction effects between the right- and left-hand sides of ship-motion equations.

1. 緒　　言

新しい海上輸送システムとして超高速船を考える時，双胴船型は安全性や抵抗推進性能の観点から有力な候補の一つであると考えられている。しかし船は多かれ少なかれ波浪中を航走するので，双胴船の開発にあたっては，双胴船特有の波浪中動揺特性や耐航性能についても十分検討しておく必要がある。特に双胴間における流体力学的干渉は一般の単胴船には存在しないものであり，双胴間に高い波が発生する同調周波数の近くでは，波浪中の動揺特性にも大きな影響を及ぼすことが考えられる。

波浪中における動揺特性の計算には，いわゆる radiation 問題と diffraction 問題を解くことがまず必要である。前報[1]では radiation 問題に限定し，前進速度の有無にかかわらず，双胴間の流体力学的干渉を合理的に考慮することのできる新しい理論計算法を示した。その基本的な考え方は，Newman によって開発された単胴船に対する unified theory[2] を双胴船の各 demi-hull まわりの流れの解析に適用したものであり，前進速度ゼロの場合には3次元積分方程式法の結果と，前進速度がある場合（フルード数 0.15 及び 0.3）には水槽実験の結果と比較することにより，新しい計算法の妥当性を確認した。

Diffraction 問題に対しても，Sclavounos によって完成された unified　theory[3)4)] の考え方を踏襲すれば，前報の radiation 問題と同様の解析手法を適用することができ

*　九州大学応用力学研究所

原稿受理　平成5年7月9日
秋季講演会において講演　平成5年11月9，10日

る。しかし Sclavounos[5] 自身が指摘しているように，船全体に働く波浪強制力を計算するだけならば，Haskind-Newman の関係[6] を用いることによって radiation 問題の解だけから計算する方が簡単であり，精度的にも良いことが期待できる。すなわち diffraction 問題に対する unified theory では，速度ポテンシャルの支配方程式は2次元変形ヘルムホルツ方程式になり，省略された項は $O(\epsilon)$ だけ高次である（ϵ は細長比などの小さな量）にすぎないが，radiation 問題での支配方程式である2次元ラプラス方程式とそこに省略されている項とは $O(\epsilon^2)$ の差がある。また斜波中での diffraction 問題では，入射波を船の左右対称な成分と反対称な成分に分け，両方の境界値問題を別々に解く必要があるので，細長船理論と言えどもあまり得策ではない。

そこで本論文では，まず Haskind-Newman の関係を用いることによって双胴船全体に働く波浪強制力を求め，それと前報で示した radiation 問題での付加質量，減衰力係数の結果から波浪中での双胴船の運動を計算し，その特性について考察することにした。勿論，双胴船に特有な問題としての双胴間に働く横力や足開きモーメントなどを計算するためには diffraction 問題を直接解く必要があるが，それは本論文で示す結果が実験値と十分な精度で一致し，信頼性のおけるものであることを確認してから行ってもよいであろう。

波浪強制力の計算値は，前報[1] と同様に，まず前進速度ゼロの場合に対しては3次元積分方程式法（パネル法）による結果と比較して，両者は殆ど同じであることを確認している。また前進速度がある場合に対しては，heave，pitch の強制動揺試験の時と同じ双胴船模型を用いて波浪強制力の振幅，位相を計測し，その結果と計算値とを比較することによって理論計算法の妥当性について論じている。

新しい計算法で双胴間干渉の項をゼロとおけば単胴船に対する unified theory の結果が得られる[1] ので，波浪中における動揺特性に関しては，単胴船と双胴船の結果を比較することによって運動に対する双胴間干渉流体力の影響について論じている。また双胴船の運動の計算には，従来からいわゆるストリップ法[7,8] が用いられてきたが，それとの違いを明確にするために，厳密な積分方程式法によって計算された2次元流体力をベースとしたストリップ法による計算も行い，本研究での新しい計算法による結果と比較している。

2. 境界値問題のまとめ

本論文では緒言で述べたように，波浪強制力は Haskind-Newman の関係[6] を用いることによって radiation 問題の解から計算するので，ここでは後の便を考えて radiation 問題を含めた問題の定式化についてまとめておく。

Fig. 1 に示すように，規則波中を速度 U で前進する双胴

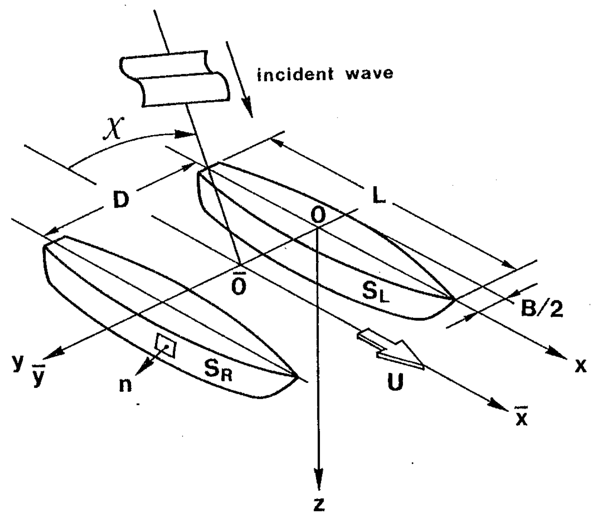

Fig. 1 Coordinate system and notations

船を考え，長さを L, demi-hull の幅を B, 双胴間距離を D と表す。また静止水面上で双胴船の中央に原点を置いた座標系 $\bar{o}$-$\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ と，左舷 demi-hull の中央に原点を置いた座標系 o-xyz の両方を考えるが，2つの座標系の違いは $\bar{y}=y-D/2$ で与えられ，$\bar{x}$ と x，$\bar{z}$ と z を区別する必要はない。

さて流体の非粘性，非回転，及び線形性を仮定し，速度ポテンシャル $\Phi(x, \bar{y}, z, t)$ を次のように表す。

$$\Phi=U[-x+\phi_S(x, \bar{y}, z)]+\Re[\phi(x, \bar{y}, z)e^{i\omega t}] \quad (1)$$

$$\phi=\frac{ga}{i\omega_0}\{\phi_0(x, \bar{y}, z)+\phi_7(x, \bar{y}, z)\} + i\omega\sum_{j=3,5}X_j\phi_j(x, \bar{y}, z) \quad (2)$$

$$\phi_0=e^{-k_0z-ik_0(x\cos\chi+\bar{y}\sin\chi)} \quad (3)$$

$$\omega=\omega_0-k_0U\cos\chi, \quad k_0=\omega_0^2/g \quad (4)$$

ここで，ϕ_0 は入射波の速度ポテンシャル，ϕ_7 は入射波を散乱させることによる scattered ポテンシャルであり，a, ω_0, k_0, χ はそれぞれ入射波の振幅，円周波数，波数，出会い角を表す。出会い角の定義は Fig. 1 に示されているように $\chi=180°$ が正面向い波である。

また，ϕ_j, X_j はそれぞれ j モードの radiation ポテンシャル及び j モードの動揺における複素振幅であり，$j=3$ は heave, $j=5$ は pitch を意味する。ω は(4)式で与えられる出会い円周波数，g は重力加速度，また(1)式中の ϕ_S は定常航走による一様流からの撹乱速度ポテンシャルを表している。

(2)式中の求めるべき速度ポテンシャル $\phi_j(j=3, 5, 7)$ は次のような線形境界値問題の解として与えられる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\phi_j=0 \quad \text{for } z\geq 0 \quad (5)$$

$$\left(i\omega-U\frac{\partial}{\partial x}\right)^2\phi_j-g\frac{\partial\phi_j}{\partial z}=0 \quad \text{on } z=0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial\phi_j}{\partial n}=n_j+\frac{U}{i\omega}m_j \quad (j=3, 5) \quad \text{on } S_L+S_R \quad (7)$$

$$=-\frac{\partial\phi_0}{\partial n} \qquad (j=7) \quad \text{on } S_L+S_R \qquad (8)$$

ただし(6)式中には適当なradiation条件も付加されているものとする。また(7)式中のn_jは法線ベクトル$\boldsymbol{n}$のj方向成分で，船体から外向きを正方向とし，$n_5=zn_1-xn_3$と定義する。一方m_jは，船体表面条件における前進速度影響[2]を表しており，$\boldsymbol{r}$を位置ベクトルとして次式で与えられる。

$$\left.\begin{aligned}&(m_1, m_2, m_3)=-(\boldsymbol{n}\cdot\nabla)\boldsymbol{V}\\&(m_4, m_5, m_6)=-(\boldsymbol{n}\cdot\nabla)(\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{V})\\&\boldsymbol{V}=\nabla[-x+\phi_S(x, \bar{y}, z)]\end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

3. 波浪強制力の計算法

3.1 Haskind-Newmanの関係

ここでは各demi-hullの幾何学的形状には何の制約も付けずに以下の式変形を行う。diffraction問題では速度ポテンシャルとして(2)式の右辺第1項だけを考えればよいので，線形の圧力式は次式で与えられる。

$$p(x, \bar{y}, z)=-\rho(i\omega+U\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\times\frac{ga}{i\omega_0}\{\phi_0(x, \bar{y}, z)+\phi_7(x, \bar{y}, z)\} \qquad (10)$$

したがって双胴船全体に働くj方向の波浪強制力は

$$\begin{aligned}E_j&=-\iint_{S_L+S_R}p(x, \bar{y}, z)n_j\,dS\\&=\rho ga\frac{\omega}{\omega_0}\iint_{S_L+S_R}n_j\left(1+\frac{U}{i\omega}\boldsymbol{V}\cdot\nabla\right)\{\phi_0+\phi_7\}dS\\&=\rho ga\frac{\omega}{\omega_0}\iint_{S_L+S_R}\left(n_j-\frac{U}{i\omega}m_j\right)\{\phi_0+\phi_7\}dS \qquad (11)\end{aligned}$$

で計算できる。最後の式変形にはTuckの定理[9]を用いた。またS_L, S_Rはそれぞれ左舷及び右舷demi-hullの没水部分を表す。

(11)式中の$n_j-(U/i\omega)m_j$の項が，(7)式のradiationポテンシャルに対する境界条件と第2項の符号が違うだけであることに着目し，速度は同じで船の進行方向が逆になった，いわゆる逆流れ問題を考える。この時の速度ポテンシャルを$\phi_j^-(x, \bar{y}, z)$と表すと，物体表面上で近似的に次の境界条件が満たされる。

$$\frac{\partial\phi_j^-}{\partial n}=n_j-\frac{U}{i\omega}m_j \qquad (12)$$

これを(11)式に代入し，ϕ_j^-とϕ_7に対してグリーンの公式を適用することによって得られる関係式を用い，最後にϕ_7に関する物体表面境界条件式(8)を代入すると次のような式変形ができる。

$$\begin{aligned}E_j&=\rho ga\frac{\omega}{\omega_0}\iint_{S_L+S_R}\left\{\phi_0\frac{\partial\phi_j^-}{\partial n}-\phi_j^-\frac{\partial\phi_0}{\partial n}\right\}dS\\&\equiv\rho ga\frac{\omega}{\omega_0}H_j^-(k_0, \chi+\pi) \qquad (13)\end{aligned}$$

ここで

$$H_j^-(k_0, \beta)=\iint_{S_L+S_R}\left(\frac{\partial\phi_j^-}{\partial n}-\phi_j^-\frac{\partial}{\partial n}\right)\times e^{-k_0z+ik_0(x\cos\beta+\bar{y}\sin\beta)}dS \qquad (14)$$

(13)式は，j方向の波浪強制力が，jモードの逆流れradiation問題におけるKochin関数$H_j^-(k_0, \chi+\pi)$を用いて計算できることを示しており，これはHaskind-Newmanの関係として知られている[6]。

以上の式変形は，前進速度がゼロの時には厳密であるが，前進速度がある場合にはいろいろな近似がなされていることに注意すべきである。例えば，

1) Tuckの定理は，水線面近傍がwall-sideであることを仮定している。
2) 前後対称でなければ逆流れ問題のm_jは順流れ問題のm_jと異なるので(12)式は厳密ではない。
3) ϕ_j^-とϕ_7にグリーンの公式を適用することによって得られる関係式には，いわゆる線積分項が残るので，(13)式は厳密ではない。

などが挙げられる。しかし，以下に考えるような各demi-hullが細長体である場合には，これらの近似による誤差は十分小さいことが期待できる。

3.2 細長船型に対する計算法

前報[1]で示したradiation問題に対する計算法の仮定がそうであったように，双胴船の各demi-hullは細長体であるとして(14)式の変形を行う。

x軸が各demi-hullの中心線に一致するように，左舷のdemi-hull上(S_L)では$\bar{y}=y-D/2$，右舷のdemi-hull上(S_R)では$\bar{y}=y+D/2$を代入すると

$$\begin{aligned}H_j^-(k_0, \beta)\simeq&\int_L dx\, e^{ik_0x\cos\beta}\, e^{-ik_0\frac{D}{2}\sin\beta}\\&\times\int_{C_L}\left(\frac{\partial\phi_j^-}{\partial N}-\phi_j^-\frac{\partial}{\partial N}\right)e^{-k_0z+ik_0y\sin\beta}d\ell\\&+\int_L dx\, e^{ik_0x\cos\beta}\, e^{ik_0\frac{D}{2}\sin\beta}\\&\times\int_{C_R}\left(\frac{\partial\phi_j^-}{\partial N}-\phi_j^-\frac{\partial}{\partial N}\right)e^{-k_0z+ik_0y\sin\beta}d\ell\end{aligned} \qquad (15)$$

と式変形できる。ここでxに関する積分は船首から船尾までであり，C_L, C_Rはx軸に直角な横断面内での左右舷demi-hullの没水部分のcontourを表している。またNはこのcontour上での外向き法線である。

付録に示されているように，C_L, C_R上での線積分は，細長船理論では

$$\int_{C_L}\left(\frac{\partial\phi_j^-}{\partial N}-\phi_j^-\frac{\partial}{\partial N}\right)e^{-k_0z+ik_0y\sin\beta}d\ell=Q_j^-(x)+i\sin\beta\, D_j^-(x) \qquad (16)$$

$$\int_{C_R}\left(\frac{\partial\phi_j^-}{\partial N}-\phi_j^-\frac{\partial}{\partial N}\right)e^{-k_0z+ik_0y\sin\beta}d\ell=Q_j^-(x)-i\sin\beta\, D_j^-(x) \qquad (17)$$

として与えられる。ここで，$Q_j^-(x)$, $D_j^-(x)$は外部解を構成する各demi-hull中心線上の吹き出し分布及びダブレット分布の強さであり，(16)，(17)式の右辺第2項の符号が異なるのは，左右のdemi-hull上で，ダブレットの軸方向

が反対であることによる。

(16), (17)式を(15)式に代入すれば，最終的に次式を得ることができる。

$$H_j^-(k_0,\beta)=2\int_L e^{ik_0x\cos\beta}\Big\{\cos\Big(k_0\frac{D}{2}\sin\beta\Big)Q_j^-(x)+\sin\beta\sin\Big(k_0\frac{D}{2}\sin\beta\Big)D_j^-(x)\Big\}dx \quad (18)$$

ところで,(18)式の計算には j モードの逆流れ radiation 問題の解が必要であるが，双胴船が前後対称である場合には次式の関係が成り立つので，前報[1]に示した順流れ問題の解から直接計算することができる。

$$\left.\begin{aligned}H_3^-(k_0,\chi+\pi)&=H_3(k_0,\chi)\\ H_5^-(k_0,\chi+\pi)&=-H_5(k_0,\chi)\end{aligned}\right\} \quad (19)$$

前後対称でない場合でも前後対称に近い場合には，(12)式の境界条件式に含まれている近似を考えれば，(19)式によって順流れ問題の解から計算することは consistent な近似であると思われる。

外部解を表す特異点分布としての吹き出し $Q_j(x)$，ダブレット $D_j(x)$ の強さは前報[1]の(27)，(28)式で与えられる連成積分方程式の解として求められる。ダブレット分布が縦運動の波浪強制力にも寄与することは一見不思議に思えるが，ダブレットの軸は左右の demi-hull 上で反対であるため，双胴船全体で考えると，これらは左右対称な発散波を造るのであるから当然の結果である。

3.3 ストリップ法による計算法

本論文ではストリップ法による計算結果との比較も行うが,ストリップ法と言っても双胴船の diffraction 問題をどのように解くかは研究者によって異なる。そこで以下に,本論文でストリップ法と呼んでいる計算方法についてまとめておく。

解くべき境界値問題は(5)，(6)，(8)式で与えられているが，それを

$$\Big(\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\Big)\phi_7=0 \quad \text{for } z\geq 0 \quad (20)$$

$$\omega^2\phi_7+g\frac{\partial\phi_7}{\partial z}=0 \quad \text{on } z=0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial\phi_7}{\partial N}=k_0(N_3+i\sin\chi N_2)\phi_0 \quad (22)$$

と近似する。ただし，N_j は2次元横断面での法線ベクトルの j 方向成分である。

ここで入射波の速度ポテンシャル ϕ_0 が(3)式より

$$\phi_0=e^{-ik_0x\cos\chi}\{\phi_0^C(\bar{y},z)-i\phi_0^S(\bar{y},z)\} \quad (23)$$

ただし

$$\phi_0^C-i\phi_0^S=e^{-k_0z-ik_0\bar{y}\sin\chi} \quad (24)$$

と表すことができるので，scattered ポテンシャル ϕ_7 も(23)式と同じ形を仮定する。

$$\phi_7=e^{-ik_0x\cos\chi}\{\phi_7^C(\bar{y},z)-i\phi_7^S(\bar{y},z)\} \quad (25)$$

この時，(22)式は ϕ_7^C,ϕ_7^S に対する次のような境界条件式を与える。

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial\phi_7^C}{\partial N}&=k_0(\phi_0^C N_3+\phi_0^S\sin\chi N_2)\\ \frac{\partial\phi_7^S}{\partial N}&=k_0(\phi_0^S N_3-\phi_0^C\sin\chi N_2)\end{aligned}\right\} \quad (26)$$

すなわち ϕ_7^C は船の左右対称波成分，ϕ_7^S は反対称波成分を表している。また ϕ_7^C,ϕ_7^S が満たすべきラプラスの式，自由表面条件式はそれぞれ(20)，(21)式と同じである。

(26)式を各横断面内において，2物体に対する厳密な2次元積分方程式法を用いて解き，ϕ_7^C,ϕ_7^S，すなわち(25)式の ϕ_7 を確定した。その結果を用いることにより，波浪強制力は(11)式と同様にして次のように計算できる。

$$\begin{aligned}E_j&=\rho ga\frac{\omega}{\omega_0}\int_L dx\int_{C_L+C_R}n_j\Big(1-\frac{U}{i\omega}\frac{\partial}{\partial x}\Big)\{\phi_0+\phi_7\}d\ell\\ &=\rho ga\int_L e^{-ik_0x\cos\chi}dx\int_{C_L+C_R}n_j\{\phi_0^C-i\phi_0^S\}d\ell\\ &\quad+\rho ga\frac{\omega}{\omega_0}\int_L e^{-ik_0x\cos\chi}dx\\ &\quad\times\int_{C_L+C_R}\Big(n_j+\frac{U}{i\omega}\frac{\partial n_j}{\partial x}\Big)\{\phi_7^C-i\phi_7^S\}d\ell\end{aligned} \quad (27)$$

(27)式の右辺第1項は Froude-Krylov force であり，それ以外が diffraction force である。diffraction force の計算式は，部分積分を用いることによって速度ポテンシャルの x に関する微分を含まない形に変形しており，最終結果は Tuck の定理を用いて変形した(11)式と同じ形であることがわかる。また(27)式で $j=3$ または5について考えると，ϕ_0^S,ϕ_7^S の反対称波成分は双胴船全体に働く力には寄与しないが，双胴間の干渉流体力として，左舷あるいは右舷の demi-hull に働く横力，足開きモーメントなどを計算する場合には重要な成分である。

4. 波浪中での運動方程式

本論文では縦運動だけを考えるが，surge は細長船理論では higher order として扱うので，heave と pitch の連成運動方程式を考えればよい。その方程式を一般的に表すと

$$\sum_{j=3,5}[-\omega^2(M_{ij}+A_{ij})+i\omega B_{ij}+C_{ij}]X_j=E_i \quad \text{for } i=3,5 \quad (28)$$

である。ここで M_{ij} は船の質量や慣性二次モーメントなどを含む広義の質量マトリックス，A_{ij} 及び B_{ij} は前報に示された j モードの動揺による i 方向の付加質量及び減衰力係数，C_{ij} は動揺変位に比例する静圧力の変動分から計算される復原力係数である。M_{ij} と C_{ij} の具体的な式は Newman のテキスト[11]に詳しく載っており，これらは unified theory による計算でもストリップ法による計算でも全く同じ値である。(28)式の右辺 E_i は本論文で述べた i 方向に働く波浪強制力である。

5. 計算結果及び実験値との比較

5.1 前進速度なしの場合

前報での radiation 問題と同様に，まず3次元積分方程

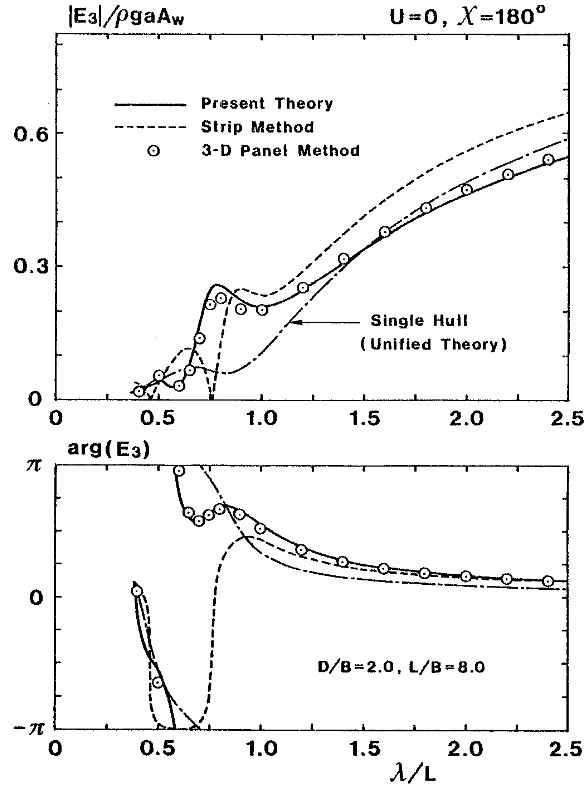

Fig. 2 Heave exciting force on twin half-immersed spheroids with $B/L=1/8$ and $D/B=2$ at $U=0$, in head wave ($\chi=180°$)

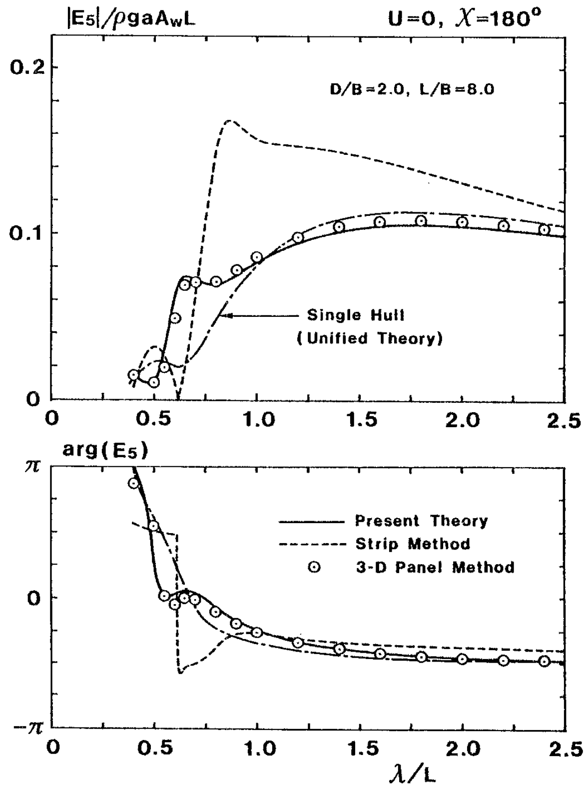

Fig. 3 Pitch exciting moment on twin half-immersed spheroids with $B/L=1/8$ and $D/B=2$ at $U=0$, in head wave ($\chi=180°$)

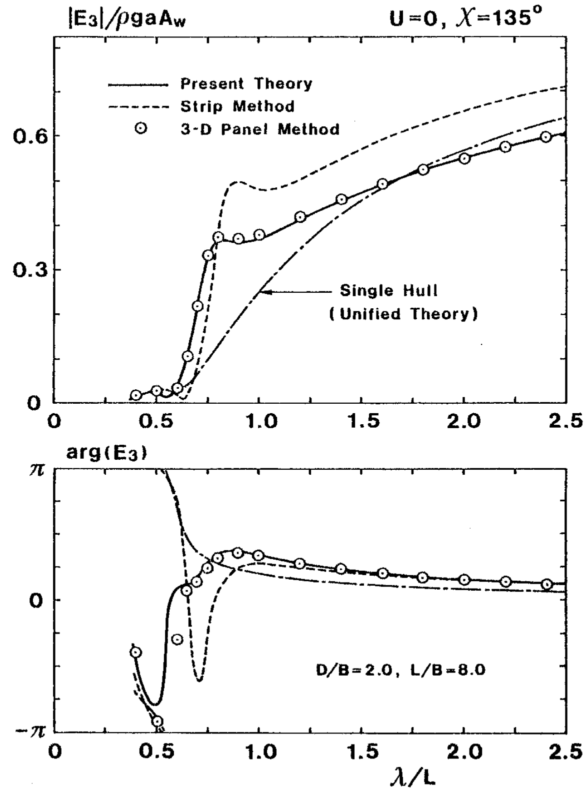

Fig. 4 Heave exciting force on twin half-immersed spheroids with $B/L=1/8$ and $D/B=2$ at $U=0$, in oblique bow wave ($\chi=135°$)

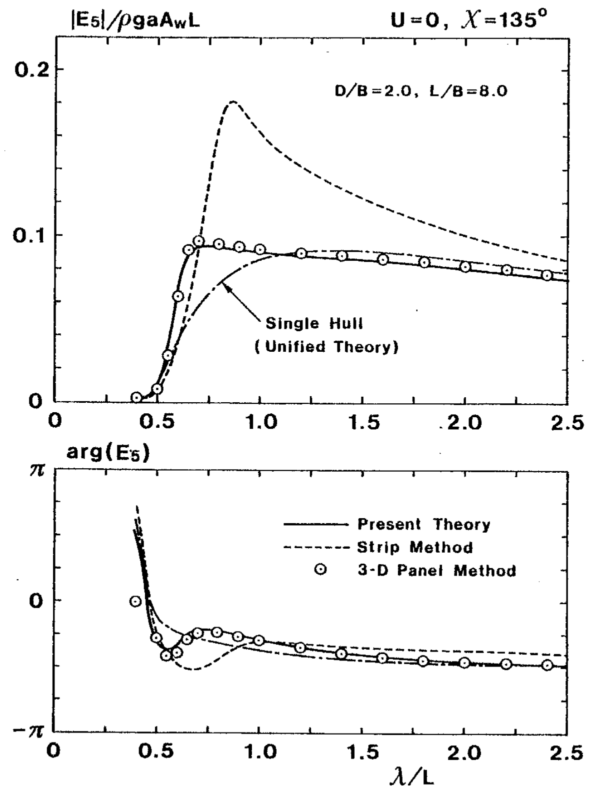

Fig. 5 Pitch exciting moment on twin half-immersed spheroids with $B/L=1/8$ and $D/B=2$ at $U=0$, in oblique bow wave ($\chi=135°$)

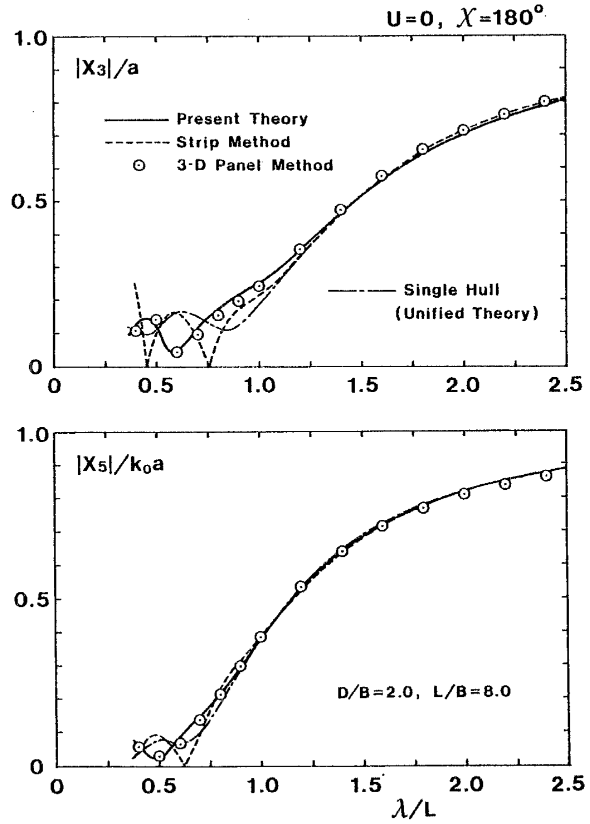

Fig. 6 Modulus of heave and pitch motions of twin half-immersed spheroids with $B/L=1/8$ and $D/B=2$ at $U=0$, in head wave ($\chi=180°$)

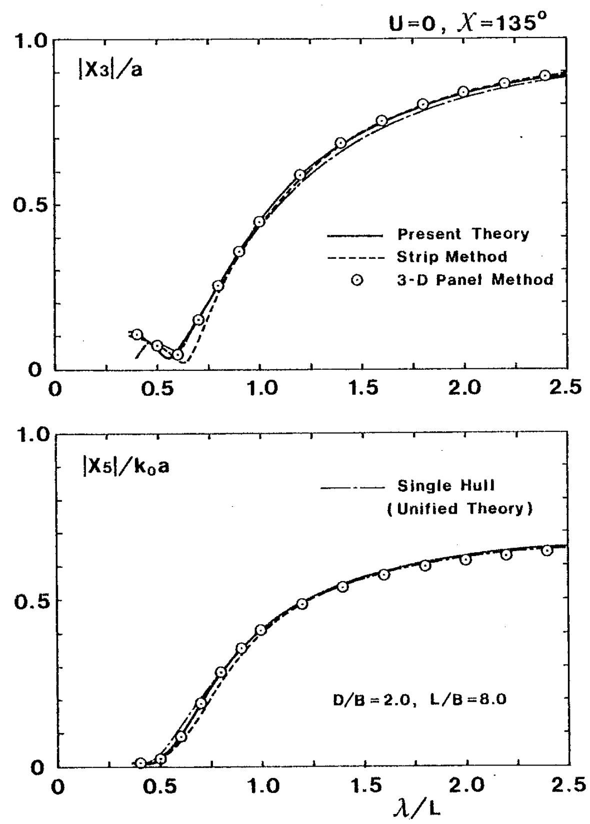

Fig. 7 Modulus of heave and pitch motions of twin half-immersed spheroids with $B/L=1/8$ and $D/B=2$ at $U=0$, in oblique bow wave ($\chi=135°$)

式法（パネル法）による“厳密”な計算値と比較した。3次元パネル法による波浪強制力の計算は，Haskindの関係を用いたものではなく，diffraction問題を直接解いて圧力積分したものである。計算対象は各demi-hullが$B/L=1/8$の半没回転楕円体で，双胴間距離が$D/B=2.0$の比較的狭い場合であり，計算は正面向い波（$\chi=180°$）と斜め波（$\chi=135°$）について行った。

まず向い波の場合について，Fig. 2にheaveの波浪強制力，Fig. 3にpitchの波浪強制モーメントの結果をそれぞれ無次元値で示している。無次元化に用いられているA_Wは水線面積である。太い実線が双胴間干渉を考慮した本論文での結果，白丸が対応する3次元パネル法による結果，破線がストリップ法による結果であり，また図中には，双胴間の流体力学的干渉の程度を知るために，unified theoryを用いて計算した単胴の場合の結果も一点鎖線で示している。

本論文で示した方法による計算結果は，振幅，位相ともに，3次元パネル法による結果と非常に良く一致していることが分かる。同じことは(18)式中のダブレット分布が寄与する斜め波（$\chi=135°$）の場合にも言えることであり，それを示しているのがFig. 4，Fig. 5である。またFig. 2～Fig. 5から分かるように，3次元パネル法との一致度にはheaveとpitchで殆ど差がないようである。

前進速度がゼロの場合には前報で示したように，付加質量，減衰力係数も波浪強制力と同様に3次元パネル法による結果と非常に良く一致していたので，それらから計算される波浪中での運動の値も精度の良いものであることが期待される。重心が静水面上の座標原点にあると仮定し，実際に計算してみた結果がFigs. 6, 7である。Fig. 6が$\chi=180°$の場合，Fig. 7が$\chi=135°$の場合であり，振幅のみを示しているが，本論文での結果は3次元パネル法の結果と極めて良く一致していることが分かる。

Figs. 6, 7でもう一つ注目すべきことは，双胴間の流体力学的干渉を考慮した双胴船に対する結果が，短波長域での細かい不一致を除いて，双胴間干渉の全くない単胴船に対する計算結果と殆ど同じになっているということ，更には3次元影響の考慮の仕方が不十分と思われるストリップ法による結果とも殆ど同じであるということである。既に見てきたように，付加質量，減衰力係数，波浪強制力を別々に比較すると，双胴間の流体力学的干渉の影響，3次元影響は大きく，それぞれかなりの差異があった。にもかかわらず運動の計算値が同じになっているということは，(28)式に示した運動方程式の左辺と右辺で双胴間干渉流体力の影響や3次元影響がうまくキャンセルされているということであろう。

いずれにしても，少なくとも前進速度がゼロの場合には，

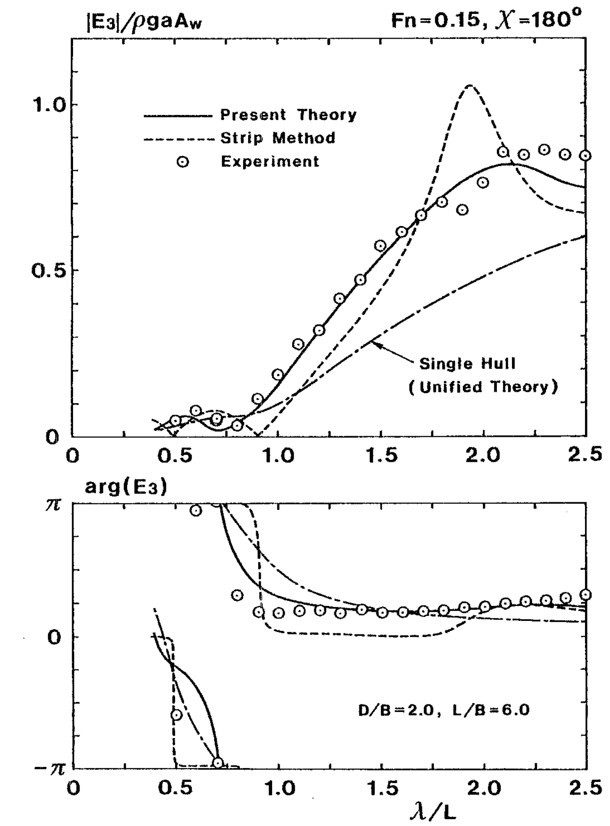

Fig. 8 Heave exciting force on twin Lewis-form ships with $D/B=2$ at $Fn=0.15$, in head wave ($\chi=180°$)

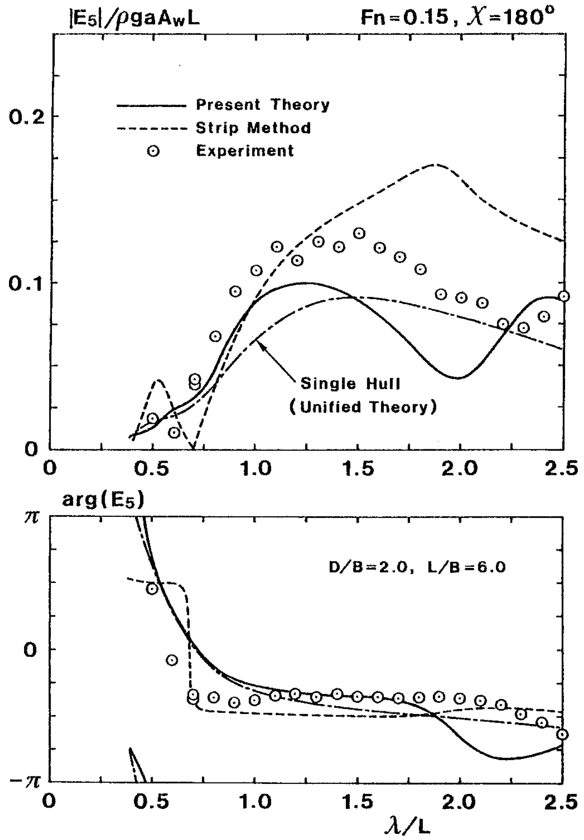

Fig. 9 Pitch exciting moment on twin Lewis-form ships with $D/B=2$ at $Fn=0.15$, in head wave ($\chi=180°$)

本論文で示した理論計算法は十分な精度があると結論することができる。

5.2 前進速度がある場合

前進速度がある場合の波浪強制力に関しては，前報と同様に九州大学応用力学研究所，津屋崎海洋災害実験所内の大水槽にて実験を行い，実験値と計算値とを比較した。供試船は強制動揺試験にも用いた前後対称な双胴のルイスフォーム船型（双胴間距離は $D/B=2$）であり，フルード数 (Fn) は 0.15 及び 0.3 の 2 種類で計測したが，出会い角は水槽設備の制約から向い波（$\chi=180°$）中だけである。

$Fn=0.15$ での結果は Figs. 8, 9 に示してあり，Fig. 8 が heave の強制力の振幅と位相差，Fig. 9 が pitch の強制モーメントの振幅と位相差である。実験結果は⊙印で示している。一方計算結果は，Haskind-Newman の関係[6]を用いた本論文の計算法による値を実線で，3.3 節で示したストリップ法による値を破線で，また双胴間干渉のない単胴船について unified theory で計算した値を一点鎖線で示している。

これらを比較すると，heave の強制力に関しては，本論文の方法による計算値は実験結果と良く合っているが，pitch のモーメントに関しては長波長域で定量的に差があり，極小値を与える波長・船長比（λ/L）の位置も異なっている。

しかし考えてみるに，本研究で示した理論の仮定は $B/L=O(\epsilon)$, $D/L=O(1)$ であるのに対し，実験で用いた模型船は $B/L=1/6$, $D/L=1/3$ であるから，比較としてやや厳しいと思われるし，$Fn=0.15$ での $\lambda/L=2.0$ は大体 $KL=5.0$ に相当するので，その近傍での前報に示した radiation 問題の結果を細かく見ると，やはり pitch モードの結果は heave モードの結果よりも一致度は悪い。

一方ストリップ法による結果は全般的に実験値と一致していない。また単胴船に対する unified theory による結果が比較的信頼できる[5]ものであることを考えると，Figs. 8, 9 の結果から，双胴間の流体力学的干渉は波浪強制力に大きな影響のあることが分かる。

続いて $Fn=0.3$ の場合について，Fig. 10 に heave の強制力，Fig. 11 に pitch の強制モーメントの結果を示している。$Fn=0.15$ での結果と比べると分かるように，フルード数が高くなると計算と実験値との差は大きくなっており，その傾向は長波長域での pitch の強制モーメントに顕著に現れている。前報の radiation 問題でも述べたように，unified theory は前進速度の影響を完全には正しく考慮できていないので，速度が増すにつれて計算値は不正確にな

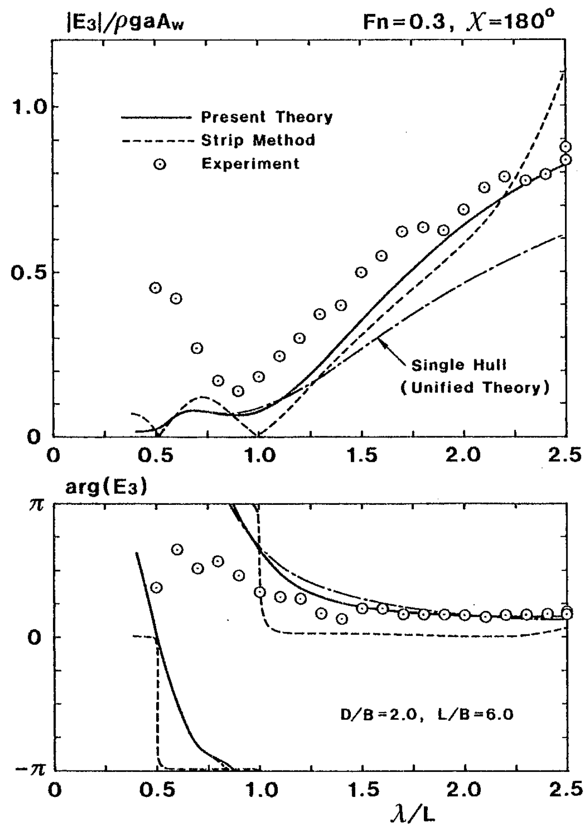

Fig. 10 Heave exciting force on twin Lewis-form ships with $D/B=2$ at $Fn=0.30$, in head wave ($\chi=180°$)

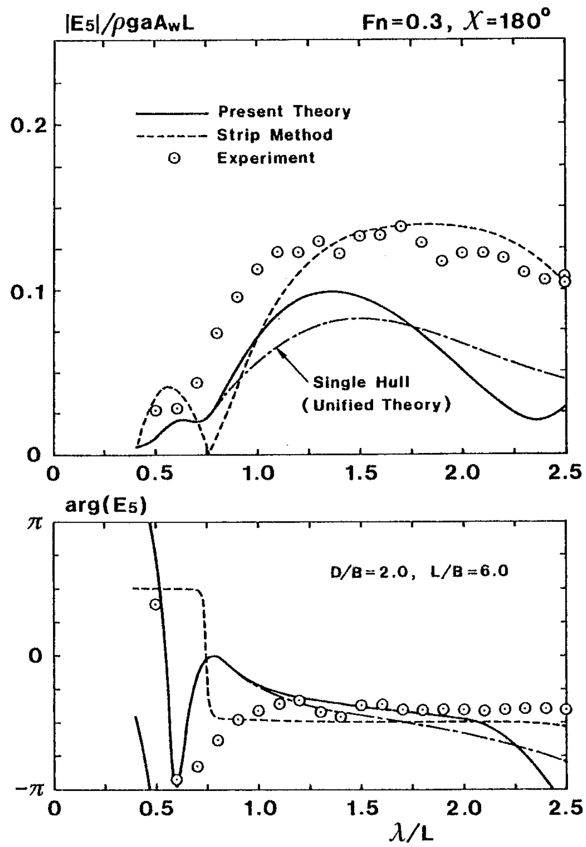

Fig. 11 Pitch exciting moment on twin Lewis-form ships with $D/B=2$ at $Fn=0.30$, in head wave ($\chi=180°$)

ってくると理解すべきであろう。

前進速度の影響としてもう一つ注意すべきことは，3.1節に述べたように，Haskind-Newman の関係による波浪強制力の計算式には前進速度の存在に起因する種々の近似が含まれているということである。しかし計算結果に対するこれらの影響がどの程度あるかを知るには本論文の計算法では全く不十分であり，より精密な理論計算法によって調べる必要があろう。

以上のように，前進速度がある場合には速度が増すにつれて，特に pitch モードの流体力の推定精度が落ちるようなので，それらを用いて計算される heave, pitch の連成運動方程式の解も高速域ではあまり信頼できないと思われる。しかし一方，従来から用いられているストリップ法による運動の計算では，双胴間干渉を考慮した時の計算値が同調周波数の近くでかなり過大となり，かえって単胴船に対する計算値の方が実験値と良い対応をしている[12]という問題点がある。

本論文の計算法は少なくともストリップ法よりは干渉流体力に対する前進速度影響をうまく説明できているので，本論文での運動の計算によって上記の問題点を定性的にしろ解決し得る可能性はある。そこで $Fn=0.15, 0.3$ の向い波($\chi=180°$)場合に対して heave, pitch の運動を計算し，双胴間干渉のない単胴船に対する計算値，並びにストリップ法による計算値と比較してみた。計算は流体力の計算と同じ双胴の前後対称なルイスフォーム船型に対して行い，pitch の慣動半径は $0.2166L$，重心の位置は浮心位置に等しいと仮定した。この時の $Fn=0.15$ での結果を Figs. 12, 13 に，また $Fn=0.3$ での結果を Figs. 14, 15 に振幅のみを示している。

破線で示したストリップ法の結果は従来から言われているように同調周波数の近くでかなり大きな値となっており，長波長域では一点鎖線で示した単胴船の結果と大きく異なっている。一方，本論文で示した計算法による運動振幅の計算値(実線)は，$Fn=0.3$ の場合でも大略的にみれば単胴船に対する結果と殆ど同じであることが分かる。これは，付加質量，減衰力係数，波浪強制力の各流体力には双胴間干渉の影響が顕著に現れ，単胴船に対する流体力と大きく違っていたこととは極めて対照的である。この傾向は前進速度がゼロの場合の Figs. 6, 7 と同じであり，運動方程式の左辺と右辺で流体力に対する双胴間干渉の影響がキャンセルされる傾向にあると理解すれば良いであろう。

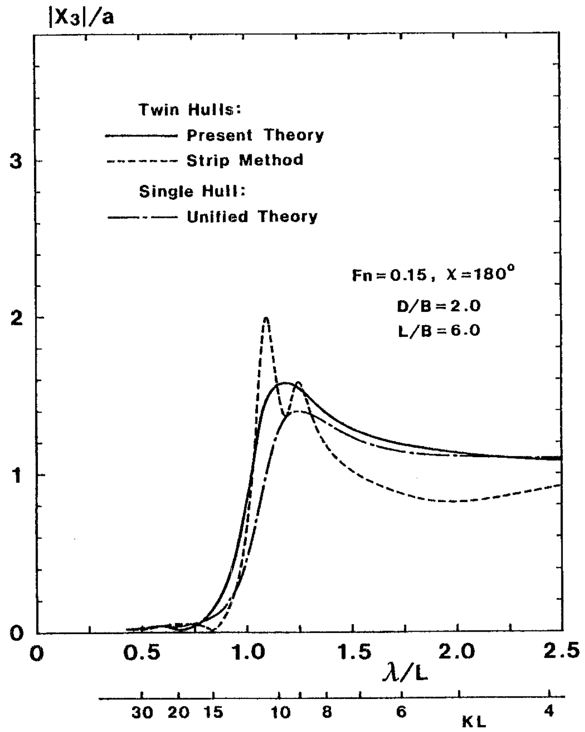

Fig. 12 Modulus of computed heave motion of twin Lewis-form ships with $D/B=2$ at $Fn=0.15$, in head wave

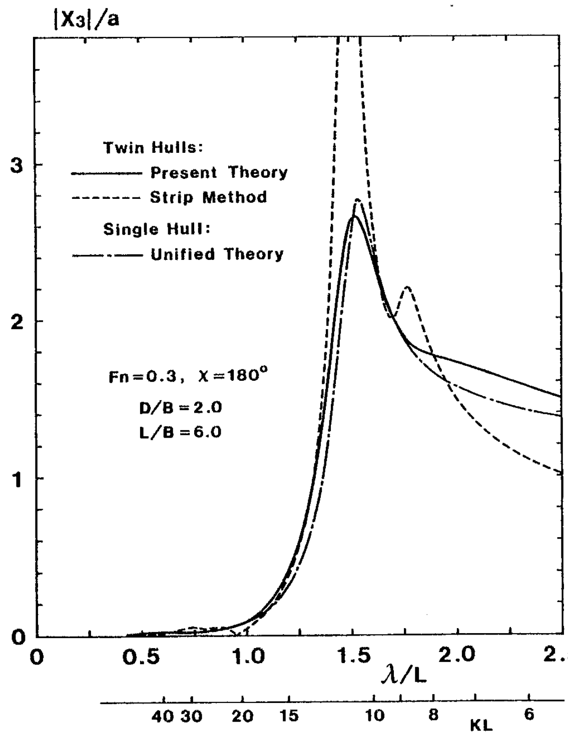

Fig. 14 Modulus of computed heave motion of twin Lewis-form ships with $D/B=2$ at $Fn=0.30$, in head wave

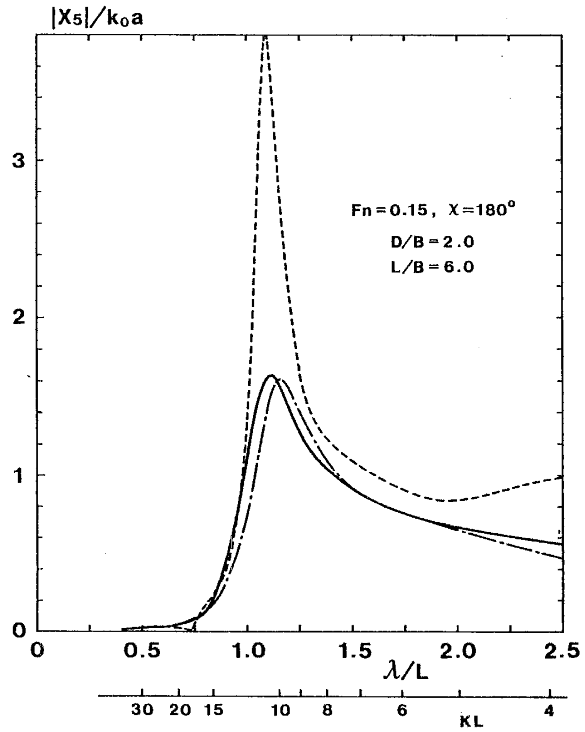

Fig. 13 Modulus of computed pitch motion of twin Lewis-form ships with $D/B=2$ at $Fn=0.15$, in head wave

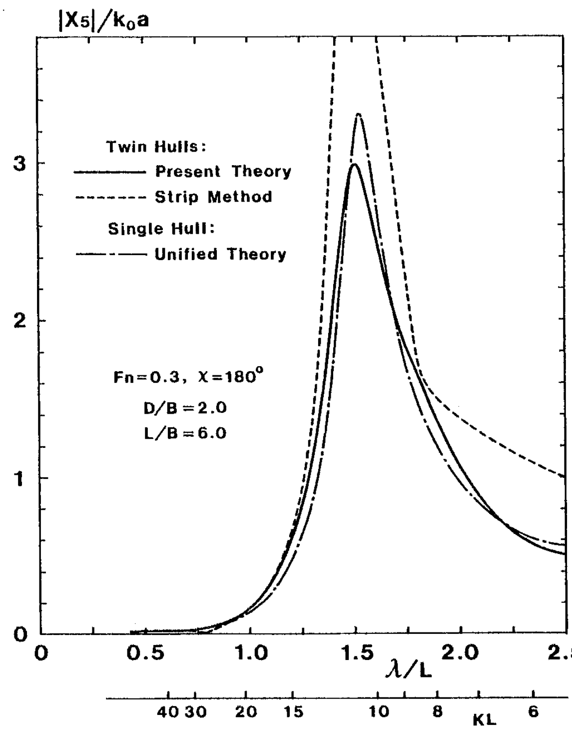

Fig. 15 Modulus of computed pitch motion of twin Lewis-form ships with $D/B=2$ at $Fn=0.30$, in head wave

6. 結　　　言

本論文では Haskind-Newman の関係を適用することにより，波浪中を航走する双胴船に働く強制力を radiation 問題の解だけから計算する方法について示した。またその妥当性を他の理論計算法による結果や $L/B=6$, $D/B=2$ の比較的 blunt な双胴ルイスフォーム船型を用いて新たに実施した水槽実験の結果と比較することにより調査した。

更に前報で示した radiation 問題から得られる付加質量，減衰力係数の計算値を用いて heave, pitch の連成運動方程式を解き，動揺特性に対する双胴間の流体力学的干渉の重要性について考察した。それらの結果をまとめると以下のようになる。

(1) 前進速度ゼロのときの結果は，波浪強制力，運動の位相，振幅ともに，より厳密な3次元積分方程式法（パネル法）による計算値と非常に良い精度で一致しており，殆ど問題はない。

(2) 前進速度がある場合には，$Fn=0.15$ と 0.3 での実験値と比較したが，速度が増すにつれて実験値と計算値との不一致が大きくなるようであり，特に長波長域での pitch の波浪強制モーメントの推定精度が悪い。

(3) 新しい計算法による結果を双胴船に対するストリップ法や単胴船に対する unified theory の結果と比較することにより，流体力に対する双胴間干渉の影響，3次元的影響などが大きいことがわかった。にもかかわらず，新しい計算法による heave, pitch の振幅は単胴船に対する計算結果と大略的にほぼ同じであり，運動方程式の左辺と右辺で双胴間干渉の影響がほぼキャンセルされていると思われる。一方，前進速度がある場合に対するストリップ法の結果は傾向的に大きく異なっている。

なお，双胴船の運動については計算だけであるので，上記(3)に述べた傾向については実験的に確認する必要があり，その結果は別の機会に報告する予定である。

最後に，日頃から有益な助言，励ましを頂いている応用力学研究所，大楠　丹教授，水槽実験に協力して頂いた稲田　勝技官に謝意を表します。また本論文の数値計算は応用力学研究所，船舶安全性部門の HP ワークステーション，モデル 730 及び 735 によって行われたことを付記します。

参 考 文 献

1) 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），日本造船学会論文集，第173号，(1993)，pp. 119-131
2) Newman, J. N.: The Theory of Ship Motions, Adv. Appl. Mech, Vol. 18, (1978), pp. 221-283
3) Sclavounos, P. D.: The Diffraction of Free-Surface Waves by a Slender Ship, J. Ship Res., Vol. 28, No. 1, (1984), pp. 29-47
4) Kashiwagi, M.: Added Resistance, Wave-Induced Steady Sway Force and Yaw Moment on an Advancing Ship, Ship Tech. Res., Vol. 39, No. 1, (1992), pp. 3-16
5) Sclavounos, P. D.: Forward-Speed Vertical Wave Exciting Forces on Ships, J Ship Res., Vol. 29, No. 2, (1985), pp. 105-111
6) Newman, J. N.: The Exciting Forces on a Moving Body in Waves, J. Ship Res., Vol. 9, No. 3, (1965), pp. 190-199
7) 大楠　丹，高木幹雄：双胴船の運動について，日本造船学会論文集，第129号，(1971)，pp. 29-40
8) Fang, M. C.: The Motions of SWATH Ships in Waves, J. Ship Res., Vol. 32, No. 4, (1988), pp. 238-245
9) Ogilvie, T. F. and Tuck, E. O.: A Rational Strip Theory for Ship Motions-Part 1, Rep. No. 013, Dept. of Naval Arch. Marine Eng. Univ. of Michigan, (1969)
10) Breit, S. R. and Sclavounos, P. D.: Wave Interaction between Adjacent Slender Bodies, J. F. M., Vol. 165, (1986), pp. 273-296
11) Newman, J. N.: Marine Hydrodynamics, MIT Press, (1977), pp. 290-310
12) 大楠　丹：双胴船の耐航性，第2回耐航性に関するシンポジウムテキスト第5章，日本造船学会，(1977)，pp. 241-249

付録．細長船理論による Kochin 関数の近似

Kochin 関数は，物体から離れた位置での物体による撹乱波の複素振幅と等価なものであるから，速度ポテンシャルの遠方場における挙動を調べることによって定義できる。まず最初に単胴の一般的な3次元物体（没水表面を S_H と表す）について考え，$|y|\to\infty$ での漸近解を求めると

$$\phi(x,y,z)=\iint_{S_H}\left(\frac{\partial\phi}{\partial n}-\phi\frac{\partial}{\partial n}\right)G(x,y,z;\xi,\eta,\zeta)dS$$
$$\sim\frac{i}{2\pi}\left[-\int_{-\infty}^{k_1}+\int_{k_2}^{k_3}+\int_{k_4}^{\infty}\right]A(k)\frac{\nu}{\sqrt{\nu^2-k^2}}$$
$$\times e^{-\nu z\mp i\epsilon_k y\sqrt{\nu^2-k^2}-ikx}dk$$
$$\text{as } y\to\pm\infty \qquad (A.1)$$

ただし

$$A(k)=\iint_{S_H}\left(\frac{\partial\phi}{\partial n}-\phi\frac{\partial}{\partial n}\right)e^{-\nu\zeta\pm i\epsilon_k\eta\sqrt{\nu^2-k^2}+ik\xi}dS \qquad (A.2)$$

と表すことができる。ここで $G(x,y,z;\xi,\eta,\zeta)$ は前進しながら動揺する問題におけるグリーン関数であり，その他の定義は次のとおりである。

$$\nu=\frac{1}{g}(\omega+kU)^2=K+2k\tau+\frac{k^2}{K_0} \qquad (A.3)$$

$$\epsilon_k=\mathrm{sgn}(\omega+kU) \qquad (A.4)$$

$$\left.\begin{matrix}k_1\\k_2\end{matrix}\right\}=-\frac{K_0}{2}[1+2\tau\pm\sqrt{1+4\tau}] \qquad (A.5)$$

$$\left.\begin{matrix}k_3\\k_4\end{matrix}\right\}=\frac{K_0}{2}[1-2\tau\mp\sqrt{1-4\tau}] \tag{A.6}$$

$$K=\frac{\omega^2}{g},\quad \tau=\frac{U\omega}{g},\quad K_0=\frac{g}{U^2} \tag{A.7}$$

(A.2)式が Kochin 関数と呼ばれるものであるが，それを次のように分離して表す。

$$A(k)=C(k)\pm i\epsilon_k S(k) \tag{A.8}$$

$$\left.\begin{matrix}C(k)\\S(k)\end{matrix}\right\}=\iint_{S_H}\left(\frac{\partial\phi}{\partial n}-\phi\frac{\partial}{\partial n}\right)\times e^{-\nu\zeta+ik\xi}\left\{\begin{matrix}\cos(\eta\sqrt{\nu^2-k^2})\\\sin(\eta\sqrt{\nu^2-k^2})\end{matrix}\right\}dS \tag{A.9}$$

ここで $C(k)$, $S(k)$ はそれぞれ船の左右対称成分，反対称成分を表す。

(A.9)式の k は x 軸方向の波数であるが，今 diffraction 問題を考えているので，$k=k_0\cos\beta$, $\nu=k_0$ での値のみを考える。更に，物体は細長であると仮定すれば(A.9)式は次のように変形することができる。

$$\left.\begin{matrix}C(k_0,\beta)\\S(k_0,\beta)\end{matrix}\right\}=\int_L e^{ik_0\xi\cos\beta}d\xi\int_{C_H}\left(\frac{\partial\phi}{\partial N}-\phi\frac{\partial}{\partial N}\right)\times e^{-k_0\zeta}\left\{\begin{matrix}\cos(k_0\eta\sin\beta)\\\sin(k_0\eta\sin\beta)\end{matrix}\right\}d\ell \tag{A.10}$$

ただし C_H は x 軸に直角な横断面内での没水部分の contour を表し，N はそこでの外向き法線である。

次に細長船理論による速度ポテンシャルの $|y|\to\infty$ における漸近解を考え，その結果を(A.10)式と比較することにしよう。速度ポテンシャルの表示式として外部解を考えればよいが，対称波成分，反対称波成分の両方を含めるために，

$$\phi^{(o)}(x,y,z)=\int_L Q(\xi)G(x-\xi,y,z)d\xi+\int_L D(\xi)H(x-\xi,y,z)d\xi \tag{A.11}$$

と表す。ここで $Q(x)$, $D(x)$ はそれぞれ x 軸上の吹き出し分布，ダブレット分布を表す。また $H(x,y,z)$ は y 軸の正方向に軸を持つ3次元ダブレットの速度ポテンシャルであり，その定義は前報[1]の(9)，(10)式に与えられている。それを用いると(A.11)式の漸近形は勿論(A.1)式と同じ形に表せるが，対応する Kochin 関数は次式のようになる。

$$A(k)=\int_L Q(\xi)e^{ik\xi}d\xi\pm i\epsilon_k\frac{\sqrt{\nu^2-k^2}}{\nu}\int_L D(\xi)e^{ik\xi}d\xi \tag{A.12}$$

上式を(A.8)式と比較し，更に $k=k_0\cos\beta$, $\nu=k_0$ の場合だけを考えると(A.10)式に対応する式として次式が得られる。

$$\left.\begin{aligned}C(k_0,\beta)&=\int_L Q(\xi)e^{ik_0\xi\cos\beta}d\xi\\S(k_0,\beta)&=\sin\beta\int_L D(\xi)e^{ik_0\xi\cos\beta}d\xi\end{aligned}\right\} \tag{A.13}$$

(A.10)式と(A.13)式を比較することにより

$$\int_{C_H}\left(\frac{\partial\phi}{\partial N}-\phi\frac{\partial}{\partial N}\right)e^{-k_0\zeta}\cos(k_0\eta\sin\beta)d\ell=Q(\xi) \tag{A.14}$$

$$\int_{C_H}\left(\frac{\partial\phi}{\partial N}-\phi\frac{\partial}{\partial N}\right)e^{-k_0\zeta}\sin(k_0\eta\sin\beta)d\ell=\sin\beta\,D(\xi) \tag{A.15}$$

が得られる。この関係を双胴船の各 demi-hull の中心線上に分布された特異点について考えれば本文(16)，(17)式が得られる。