

中国造船工程学会船舶力学学术委员会

第五届船舶耐波性
学术讨论会
论文集



福建

1991

《中国造船》编辑部

U661-53
Z72-16
91.5

目 录

1. 预报船舶在波浪中航行时相对运动的三维模型	周正全 顾懋祥 孙伯起 董慎言 (1)
2. 任意三维低航速物体运动响应、波浪载荷及附加阻力计算	孙伯起 董慎言 顾懋祥 (15)
3. 二阶慢漂力的理论研究	缪国平 刘应中 (22)
4. 二阶响应系统模型试验的海浪模拟研究	於家鹏 尤国铨 余滋红 (31)
5. 非线性波浪条件下二阶传递函数的研究	范会明 脱天禄 於家鹏 (38)
6. 水池模拟方向波的计算机控制和模型试验样本采集处理	周兴邦 (45)
7. 渔船优化线型的耐波性试验研究	孟庆甲 陈庆生 (49)
8. 用自控压浪板减小圆艉快艇在波浪中的纵向运动	林武强 董祖舜 (56)
9. 靠绑船在波浪中的运动和缆绳张力	魏本章 丁涤琴 (67)
10. 波浪中浮式系靠船码头运动试验研究	王仁康 冉一元 蔡千典 刘明远 文 野 李兴厚 刘家新 罗 薇 蔡岭梅 (76)
11. 装置响应围裙的全垫升气垫船耐波性分析	周伟麟 (86)
12. 对1966年国际载重线公约中干舷修改的建议	陈国权 朱永峨 (92)
13. 船舶在随浪中的稳性计算	黄衍顺 林 欣 (97)
14. 随浪稳性的核算方法	曹振海 (109)
15. 波浪水槽总体设计及实施研究	杨森华 (116)

预报船舶在波浪中航行时 相对运动的三维模型

周正全 顾懋祥 孙伯起 董慎言

(中国船舶科学研究中心)

提要 船舶首部的相对波面运动是由入射波浪、船舶运动、辐射波、绕射波和定常兴波诸分量组成。本文运用三维源汇法求解有航速的速度势的定解问题,利用航速的修正得到了基本解,求出了首部的相对运动的各分量。计算所得的总的相对运动量与实验结果的比较,甚为吻合。

一. 前言

在现代船舶耐波性理论中,认为船舶与波浪之间的相对运动是由下列分量组成的: 1. 船舶的绝对运动; 2. 入射波浪; 3. 入射波引起的绕射波; 4. 船舶运动引起的辐射波; 5. 船舶的定常兴波。国内外对相对运动的预报做了很多工作。Beck^[1]和Lee^[2]等人对相对运动的每一分量进行了预报。在文献[1]中,Beck用切片理论计算了辐射波的相对运动,使用细长体理论计算了绕射波的相对运动。与相应的实验结果比较表明,两者之间有较大的差别。这种差别可能来自首部效应的影响,而二维理论不能考虑船体的三维影响。考虑到船体首部的三维效应,周正全、顾懋祥^[3]等和Beck^[4]运用了三维零航速方法求解了相对运动。他们的计算结果的精度都比原来的二维方法有了改进,特别是绕射波的计算有了很大的改善,和实验较吻合。然而他们的方法中存在着两个不足之处:一是理论上有着矛盾之处。因为他们在求解速度势时,略去了自由面条件中的速度项,以零航速时的速度势替代有航速条件下的速度势,因而在数学上不够完善。二是在计算中发现,尽管对于相对运动的每一分量,用三维零航速方法预报得较准确,但由于相位的差别,以致迭加后的总的相对运动比实验结果偏小。

为解决以上两个不足之处,本文运用三维源汇法,求解了有航速时的速度势场,将无限水深三维有航速的基本解在 $\tau=2\omega U_0/g=0$ 处,进行小参数展开,在忽略 τ^2 以上的小量后,将基本解化成一个零航速问题的基本解加上一个关于航速的修正项。根据有航速的理论模型,求解了首部的相对运动。所求得的相对运动量与实验结果进行了比较,两者甚为吻合,故此三维零航速方法有了改进。

二. 理论预报模型

1. 低航速问题的求解

设理想流体、不可压。船舶以定常航速 U_0 前进,其 U_0 方向与平动坐标系 $\{oxyz\}$ 中 ox 轴夹角为 β 。根据势流理论,可将速度势写成:

$$\phi(x, y, z, t) = \Phi(x, y, z, t) + \bar{\phi}(x, y, z) \quad (1)$$

其中 $\bar{\phi}(x, y, z)$ 是定常运动的兴波速度势, $\Phi(x, y, z, t)$ 是不定常速度势。 $\bar{\phi}$ 的定解问题描述可见文献^[3], $\Phi(x, y, z, t)$ 的定解问题如下:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 \Phi(x, y, z, t) = 0 \quad \text{在区域D内} \quad (2) \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - 2U_0 \cos \beta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial x} - 2U_0 \sin \beta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial y} + U_0^2 \cos^2 \beta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \end{array} \right.$$

$$+ 2U_0^2 \cos \beta \sin \beta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} + U_0^2 \sin^2 \beta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{在自由面} S_f \text{上} \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Phi}{\partial n} = \dot{r}_j n_j + r_j m_j \quad \text{在物面 } S_b \text{上} \quad (4) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \Phi \rightarrow 0 \quad \text{在 } Z \rightarrow -\infty \quad (5) \\ \text{适当的远方条件} \end{array} \right.$$

其中 n_j ($j=1, 2, \dots, 6$) 分别是 $(n_x, n_y, n_z, n_{zy} - n_y z, n_{xz} - n_z x, n_{yx} - n_x y)$, m_j ($j=1, 2, \dots, 6$) 分别是 $(0, 0, 0, -n_3 U_0 \sin \beta, n_3 U_0 \cos \beta, n_1 U_0 \sin \beta - n_2 U_0 \cos \beta)$, r_1, r_2, r_3 表示纵荡、横荡和垂荡, r_4, r_5, r_6 分别为横摇、纵摇和首摇。设:

$$r_j = \xi_j e^{i\omega_e t} \quad j=1, 2, \dots, 6 \quad (6)$$

其中 ξ_j 是复振幅; ω_e 是遭遇频率($\omega_e = \omega - kU_0 \cos(\beta - \beta_0)$, $k = \omega^2/g$, β_0 为入射角, ω 是波浪自然频率)。

下面讨论方程组(2~5)的简化求解。设 ϕ 为特征速度势, L 为特征波长, T 为特征周期, U 为特征速度, 将这些量代入自由面条件(3)中, 得到各项量纲之比为:

$$\frac{\phi}{T^2} = \frac{U\phi}{TL} = \frac{U\phi}{TL} = \frac{U^2\phi}{L^2} = \frac{U^2\phi}{L^2} = \frac{U^2\phi}{L^2} = \frac{L\phi}{T^2L} \quad (7)$$

将各项乘以 T^2/ϕ , 得:

$$1 : \frac{UT}{L} : \frac{UT}{L} : \frac{U^2T^2}{L^2} : \frac{U^2T^2}{L^2} : \frac{U^2T^2}{L^2} : 1 \quad (8)$$

如果 $UT/L = O(\varepsilon)$, 则 U^2T^2/L^2 是 $O(\varepsilon^2)$ 二阶小量。因此可以略去自由面条件(3)式的二阶小量项。根据物面条件(4)式, 可将不定常势分成下列组合:

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z, t) = & i\omega_0 \xi_j \phi_{je} e^{i\omega_0 t} + U_0 \cos \beta \xi_5 \phi_{3e} e^{i\omega_0 t} - U_0 \sin \beta \xi_4 \phi_{3e} e^{i\omega_0 t} \\ & + U_0 \sin \beta \xi_6 \phi_{1e} e^{i\omega_0 t} - U_0 \cos \beta \xi_6 \phi_{2e} e^{i\omega_0 t} + (\phi_0 + \phi_7) e^{i\omega_0 t} \end{aligned} \quad (9)$$

这样可得到单位速度势 ϕ_j 的求解条件:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \nabla^2 \phi_j(x, y, z) = 0 & \text{在区域D内} \quad (10) \\ -\omega_0^2 \phi_j - 2i\omega_0 U_0 \cos \beta \phi_{jx} - 2i\omega_0 U_0 \sin \beta \phi_{jy} + g \phi_{jz} = 0 & \text{在自由面} S_f \text{上} \quad (11) \\ \nabla \phi_j \cdot \vec{n} = n_j \quad (j=1, 2, \dots, 6) & \text{在物面} S_b \text{上} \quad (12) \\ \nabla \phi_j \cdot \vec{n} = -\nabla \phi_0 \cdot \vec{n} \quad (j=7) & \text{在物面} S_b \text{上} \quad (13) \\ \nabla \phi_j \rightarrow 0 & Z \rightarrow -\infty \quad (14) \\ \text{适当的远方条件} \end{array} \right.$$

方程组(10~14)的解, 可由三维源汇法求出。场点 $P(x, y, z)$ 上的速度势可由下式表示:

$$\phi_j(P) = \frac{1}{4\pi} \int_S \int \left[\phi_j(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n} - G(P, Q) \frac{\partial \phi_j(Q)}{\partial n} \right] dS \quad (15)$$

其中边界面 S 包括自由面、物面、底面、无穷远处界面。

假如Green函数 $G(P, Q)$ 满足下面所述的求解条件, 则可以证明, 方程组(10~14)的解, 只需要在物面上布置源汇来表示, 而不需要在其它边界面上分布源汇。利用外部解和内部解在物面上相匹配的方法, 速度势可简化为:

$$\phi_j(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{sb} \sigma_j(Q) G(P, Q) dS \quad (16)$$

Green 函数 $G(P, Q)$ 须满足的条件为:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \nabla^2 G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \delta(P, Q) & \text{在区域D内} \quad (17) \\ -\omega_0^2 G - 2i\omega_0 U_0 \cos \beta G_x - 2i\omega_0 U_0 \sin \beta G_y + g G_z = 0 & \text{在自由面} S_f \text{上} \quad (18) \\ \nabla G \rightarrow 0 & Z \rightarrow -\infty \quad (19) \\ \text{远场条件} \end{array} \right.$$

假设: $G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = 1/r + G^*$

其中 G^* 是下半空间 $z < 0$ 的一个需要待定的调和函数。

将方程(17)式进行 Fourier 变换, 并将函数G的 Fourier 变换式代入后可得:

$$\frac{\partial \tilde{G}^*}{\partial z} - K^2 \tilde{G}^* = 0 \quad (20)$$

$\tilde{G}^*$ 是函数G*的 Fourier 变换式。由上式可解得:

$$G^* = B(k, \theta) e^{-kz} + A(k, \theta) e^{kz} \quad (21)$$

利用无限深处条件的 Fourier 变换式, 可得 $B(k, Q)=0$, 因此, 设:

$$\tilde{G}^* = A(k, \theta) e^{kz} = (A_0 + \tau A_1) e^{kz} \quad (22)$$

为了决定 $A(k, Q)$, 需要利用自由面条件(18)式的 Fourier 变换式, 即

$$-k\tilde{G} + k\tau \cos(\beta - \theta)\tilde{G} + \tilde{G}_z = 0 \quad (23)$$

其中 $\tilde{G}$ 是函数G的 Fourier 变换, $\bar{k} = \omega^2 / g$, $\tau = 2\omega e l_0 / g$ 。将 $\tilde{G} = \tilde{I}/r + \tilde{G}^*$ 代入(23)式, 求出 $\tilde{G}^*$ 表达式中的待定系数后, 可将 G^* 求得。最后解出 Green 函数如下:

$$G = G_0 + \tau G_1 \quad (24)$$

其中 G_0 为零航速情况的基本解,

$$G_0 = \frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} + 2\bar{k}PV \int_0^\infty \frac{e^{k(z+\zeta)}}{k - \bar{k}} J_0(kR) dk - 2\pi \bar{k} i e^{\bar{k}(z+\zeta)} J_0(\bar{k}R) \quad (25)$$

$$\begin{aligned} G_1 = & -2i\cos(\beta - \alpha) \int_0^\infty e^{k(z+\zeta)} J_1(kR) dk \\ & - 4i\bar{k}\cos(\beta - \alpha) \int_0^\infty \frac{e^{k(z+\zeta)}}{k - \bar{k}} J_1(kR) dk \\ & - 2i\bar{k}^2\cos(\beta - \alpha) \int_0^\infty \frac{e^{k(z+\zeta)}}{(k - \bar{k})^2} J_1(kR) dk \end{aligned} \quad (26)$$

$$\text{其中 } \cos \alpha = \frac{x - \zeta}{R}, \quad \sin \alpha = \frac{y - \eta}{R}$$

$$R = [(x - \zeta)^2 + (y - \eta)^2]^{1/2}$$

求出基本解 $G(P, Q)$ 以后, 就可以求解单位速度势 ϕ_j ($j=1, 2, \dots, 7$)。假设 (x_0, y_0, z_0) 是物面上任意一点, 则由物面条件(12~13)式, 得到关于源强 σ_j 的方程组:

$$\begin{aligned} & \int_{S_b} \sigma_j(\xi, \eta, \zeta) \nabla_{\xi, \eta, \zeta} G(x_0, y_0, z_0; \xi, \eta, \zeta) \cdot \vec{n} dS \\ &= \begin{cases} n_j(x_0, y_0, z_0) & j=1, 2, \dots, 6 \\ -\nabla \phi_0 \cdot \vec{n}(x_0, y_0, z_0) & j=7 \end{cases} \end{aligned} \quad (27)$$

假设 $\sigma_j = \sigma_{j0} + \tau \sigma_{j1}$, 将 σ_j 和 $G = G_0 + \tau G_1$ 代入(27)式, 略去 τ^2 以上的项, 可得关于 σ_{j0} 和 σ_{j1} 的方程组:

$$\begin{aligned} & \int_{S_b} \sigma_{j0} \nabla_{\xi, \eta, \zeta} G_0 \cdot \vec{n} dS \\ &= \begin{cases} n_j(x_0, y_0, z_0) & j=1, 2, \dots, 6 \\ -\nabla \phi_0 \cdot \vec{n}(x_0, y_0, z_0) & j=7 \end{cases} \end{aligned} \quad (28)$$

$$\int_{S_b} \sigma_{j1} \nabla_{\xi, \eta, \zeta} G_0 \cdot \vec{n} dS = - \int_{S_b} \sigma_{j0} \nabla_{\xi, \eta, \zeta} G_1 \cdot \vec{n} dS \quad j=1, 2, \dots, 7 \quad (29)$$

方程组(28)式是零航速问题, 其求解方法已经成熟。方程组(29)式系数矩阵与(28)式相同, 不需要重新计算, 只要计算方程右端的积分即可^[5]。求得 σ_{j0} 、 σ_{j1} 后, 则不难求得单位势 ϕ_j , 从而使计算工作大大简化。

2. 相对运动的计算模型

类比切片理论中的表示方法, 将(9)式中的辐射势表示成:

$$\bar{\phi}_j = \phi_j \quad (j=1, 2, 3) \quad (30)$$

$$\bar{\phi}_4 = \phi_4 - \frac{U_0 \sin \beta}{i \omega e} \phi_3 \quad (31)$$

$$\bar{\phi}_5 = \phi_5 + \frac{U_0 \cos \beta}{i \omega e} \phi_3 \quad (32)$$

$$\bar{\phi}_6 = \phi_6 + \frac{U_0 \sin \beta}{i \omega e} \phi_1 - \frac{U_0 \cos \beta}{i \omega e} \phi_2 \quad (33)$$

则(9)式可表示成:

$$\Phi(x, y, z, t) = \{i \omega e \xi_j \bar{\phi}_j + \phi_0 + \phi_7\} e^{i \omega e t} \quad (34)$$

这里 $\phi_0(x, y, z)$ 是入射波的空间速度势, $\phi_7(x, y, z)$ 是绕射波的空间速度势。

在平动坐标系中, 自由面波浪可表示成:

$$\begin{aligned}\eta_{\omega} e^{i\omega et} &= -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial}{\partial t} - U_0 \cos \beta \frac{\partial}{\partial x} - U_0 \sin \beta \frac{\partial}{\partial y} \right) \Phi(x, y, z, t) \\ &= \left\{ \sum_{j=1}^6 \eta_j + \eta_{I+D} \right\} e^{i\omega et}\end{aligned}\quad (35)$$

这里, 辐射波为:

$$\eta_j = -i \frac{\omega e}{g} \left(i\omega e \bar{\phi}_j - U_0 \cos \beta \frac{\partial \bar{\phi}_j}{\partial x} - U_0 \sin \beta \frac{\partial \bar{\phi}_j}{\partial y} \right) \xi_j \Big|_{z=0} \quad j=1, 2, \dots, 6 \quad (36)$$

入射波和绕射波为:

$$\eta_{I+D} = -\frac{1}{g} \left(i\omega e - U_0 \cos \beta \frac{\partial}{\partial x} - U_0 \sin \beta \frac{\partial}{\partial y} \right) (\phi_0 + \phi_7) \Big|_{z=0} \quad (37)$$

这里单位空间势是复数形式:

$$\phi_j = \text{Re}\{\phi_j\} + i \text{Im}\{\phi_j\} \quad j=0, 1, \dots, 7 \quad (38)$$

沿船长方向的任意一点, 其相对运动定义为自由面波高与该点的垂向运动之差值, 即:

$$\rho(x) e^{i\omega et} = \eta_{\omega} e^{i\omega et} - \xi(x) e^{i\omega et} \quad (39)$$

当船舶摇摆为小量时, 垂向位移为:

$$\xi(x, y) = \xi_3 - x \xi_5 + y \xi_4 \quad (40)$$

故有:

$$\rho(x) = \eta_{\omega}(x) - \xi(x) = \sum_{j=1}^6 \eta_j + \eta_{I+D} - \xi(x) \quad (41)$$

这里, 只考虑顶浪, 故 $\xi(x, y)$ 写成 $\xi(x)$ 。

定义相对运动分量为:

$$\begin{aligned}\rho_1 &= \eta_1, & \rho_2 &= \eta_2, & \rho_3 &= \eta_3 - \xi_3 \\ \rho_4 &= \eta_4 - y \xi_4, & \rho_5 &= \eta_5 + x \xi_5, & \rho_6 &= \eta_6 \\ \rho_{I+D} &= \eta_{I+D}\end{aligned}\quad (42)$$

则总的相对运动为:

$$\rho(x) = \sum_{j=1}^6 \rho_j + \rho_{x-D} \quad (43)$$

根据上述模型, 就可以预报船舶在不规则海浪中的相对运动。

三、和实验的比较计算

Beck^[1] 做了专门用以和理论比较的相对运动实验。实验模型是具有抛物线型水线和长方形横截面形状的数学模型。该船模前后对称, 其局部半宽(单位: 米)定义为:

$$y(x) = \frac{12}{11} \cdot \left[1 - \left(\frac{x}{6 \times 0.3048} \right)^2 \right] \times 0.3048 \quad (44)$$

模型的型值参见文献^[1]。

为了计算各个相对运动分量, 本文使用在船体表面上布置源汇的三维源汇方法, 整个船体表面分成220块面元。为了取得自由面 $z=0$ 处的波高, 本文将自由面附近的物面分成很小块面元, 使得靠自由面附近船体表面上的一层物面面元的控制点, 距自由面 $z=0$ 处的距离与吃水之比为1.45%。这样该层面元与自由面 $z=0$ 之距十分之小, 故可取该层面元控制点上的值近似作为自由面 $z=0$ 平面上的值, 代入求波高的公式。本文从 $L/\lambda=0.6$ 至 $L/\lambda=1.5$ 的频率范围内, 共取了15个自然频率进行了计算。这里 L 是船长, λ 是波长。为了和实验结果相互比较, 这里列出 $L/\lambda=0.8, 1.0, 1.2$ 时的计算结果。

1. 船舶的绝对运动

本文首先计算了船模在顶浪时的船舶运动。其升沉和纵摇运动的振幅和相位与频率的关系变化曲线表示在图 1 至图 4 之中。图 1 是升沉运动的振幅曲线, 分别对应于 $F_n=0.15$ 和 0.25 情形, 其中实线是 Beck^[1] 在密执安大学做的实验结果, 虚线是 S.T.F 切片方法计算的结果, 标有 "*" 号和 "□" 号的点线是本文三维低航速模型的计算结果。从图中可见, 除个别点以外, 三维计算结果的量阶、精度和趋势与实验曲线符合的程度比切片方法有了改善。在傅氏数 $F_n=0.25$ 、 $L/\lambda=1.5$ 时, 计算点离散较大, 这可能在这个频率处, $\omega_e L/g \cong 5.4$, 属于不规则频率范围, 解有奇性所致。图 2 是升沉运动的相位曲线, 从图上可见, 除了不规则频率处, 大部分三维结果基本上和实验结果在工程范围内吻合。 $F_n=0.15$ 的结果吻合较好。

图 3 和图 4 是纵摇运动的振幅和相位的比较曲线, 和图 1、图 2 一样, $F_n=0.15$ 的结果和实验吻合较好, 同样, 不规则频率处的点有离散现象。而 $F_n=0.25$ 的结果在个别频率处有跳跃。

总而言之, 船模绝对运动的三维计算结果表明: $F_n=0.15$ 的结果和实验较吻合, $F_n=0.25$ 的三维结果有属于不规则频率范围的离散点。值得指出的是, 对于本文计算相对运动所选择的频率点, $L/\lambda=0.8, 1.0, 1.2$ 处的绝对运动的三维计算结果 ($F_n=0.15$), 无论是振幅还是相位, 均和实验相吻合。

2. 辐射波和绕射波引起的相对运动

根据(36)和(37)式,本文对辐射波和绕射波引起的相对运动作了计算,其中速度势和船舶绝对运动的求解是用本文中的低航速模型求得的。计算结果表明,本文运用低航速模型在计算相对运动分量时,有的分量计算结果和实验测量值相一致;有的分量的计算结果沿船长方向的某些位置上,与实验值存在着差别,这种差别的原因,可能是在局部面元上速度势求解时,引进了误差所致。由于篇幅的原因,本文未能将有关图表列出,详细图表可见文献^[6]。

3. 总的相对运动量

本文对总的相对运动 (Total Relative Motion) 做了比较计算。计算结果 ($F_n=0.15$) 列于图 5 至图 10 之中。图中实线是 Beck[1]的水池实验结果;虚线是三维零航速模型计算的结果^[3];而标有“□”号的点线则是本文的计算结果。

图 5 和图 7 以及图 9 是总的相对运动的振幅曲线 ($F_n=0.15$)。从图中可见,本文的三维低航速模型的计算结果比三维零航速模型的结果有了较大的改进,和实验曲线甚为吻合,仅在首部的一、二个点上,计算结果与实验值有些差别,差别的原因可能来自 $U_0(\partial/\partial x)$ 项的影响。图 6 和图 8 以及图 10 是总的相对运动量的相位曲线,同样,本文的计算结果比三维零航速模型的结果有了改进,更接近实验曲线。

从本文的计算结果来看,对于总的相对运动量,三维低航速模型的预报精度较三维零航速模型的预报精度有了提高,和实验曲线更为吻合,但是由于航速的限制,对于较高傅氏数,该模型有先天之不足。

四、结 论

本文运用三维低航速理论,考虑了航速对三维速度势场解的影响,求解了船舶与波面的相对运动。计算结果和实验进行了比较,有如下结论:

1. 船舶绝对运动。对于低的傅氏数,低航速理论计算的船舶运动与实验相吻合,较 S.T.F 的切片理论的结果有了较大的改善;对于较高傅氏数,低航速模型的计算结果在个别频率上有跳跃现象。

2. 相对运动各分量。对于绕射波和辐射波引起的各相对运动分量,低航速模型的计算结果,有的比三维零航速模型计算结果提高了精度,有的在个别频率上存在着差别,这可能是局部面元上求解三维速度势时引进的误差所致。

3. 总的相对运动量。本文的低航速理论所计算的总的相对运动量,无论是振幅还是相位,都要比三维零航速模型的计算结果的精度有较明显的提高,和实验较吻合,从而说明对于低傅氏数,本文中的相对运动预报模型是可行的;对于较高傅氏数问题,则应进一步发展全航速(或高航速)的预报模型。

参 考 文 献

- [1] Beck, R.F., "Relative Motion Components for a Mathematical Form

- in Regular Waves", Proc. of 14th Symposium on Naval Hydrodynamics, Ann Arbor, Michigan, PP.453-505, (1982).
- [2] Lee, C.M., O'Dea, J.F. and Meyers, W.G., "Prediction of Relative Motion of Ships in Waves", Proc. of 14th Symposium on Naval Hydrodynamics, Ann Arbor, Michigan, PP.417-452, (1982).
- [3] 周正全、顾懋祥和缪泉明, "船舶在波浪中的相对运动的三维预报方法", <<中国造船>> 1990年增刊。
- [4] Beck, R.F. and Loken, A.E., " Three-Dimensional Effects in Ship Relative-Motion Problems", J.S.R., Vol.33 No.4, PP.261-268, (1988).
- [5] 顾懋祥、孙伯起和董慎言, "低航速物体在波浪上的运动理论及波浪阻尼计算", 海洋工程中的力学问题科学基金论文讨论会, 大连理工大学, 1988年12月。
- [6] 周正全、顾懋祥, "用有航速的三维模型预报船舶在波浪中的相对运动", 中国船舶科学研究中心技术报告, No.90438, 1990年11月。

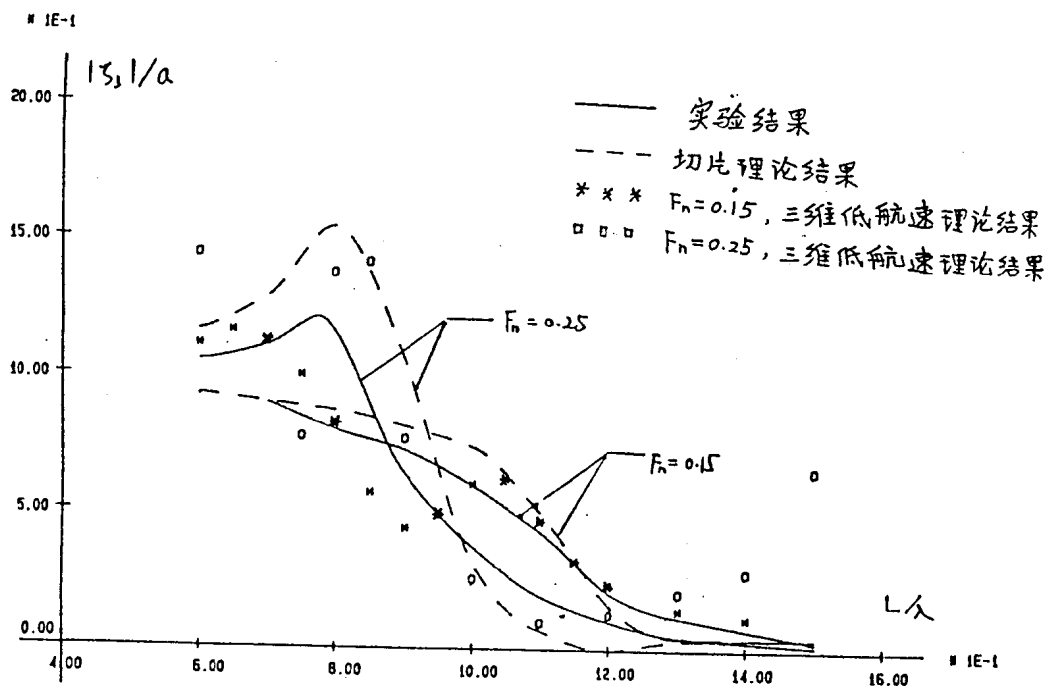


图1 升沉运动振幅曲线

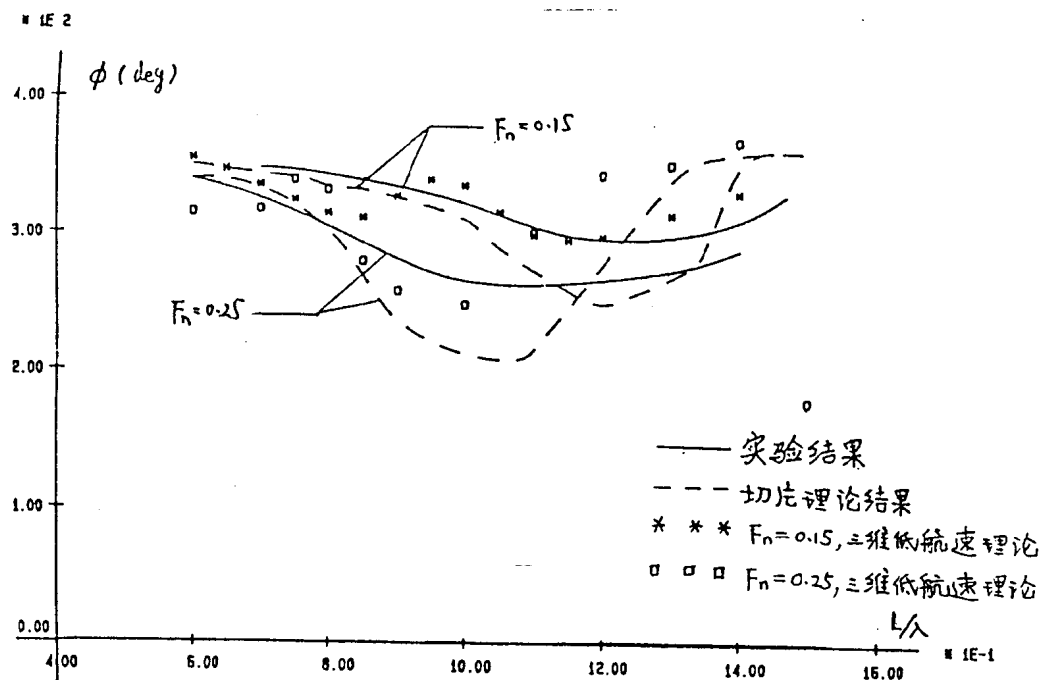


图2 升沉运动相位曲线

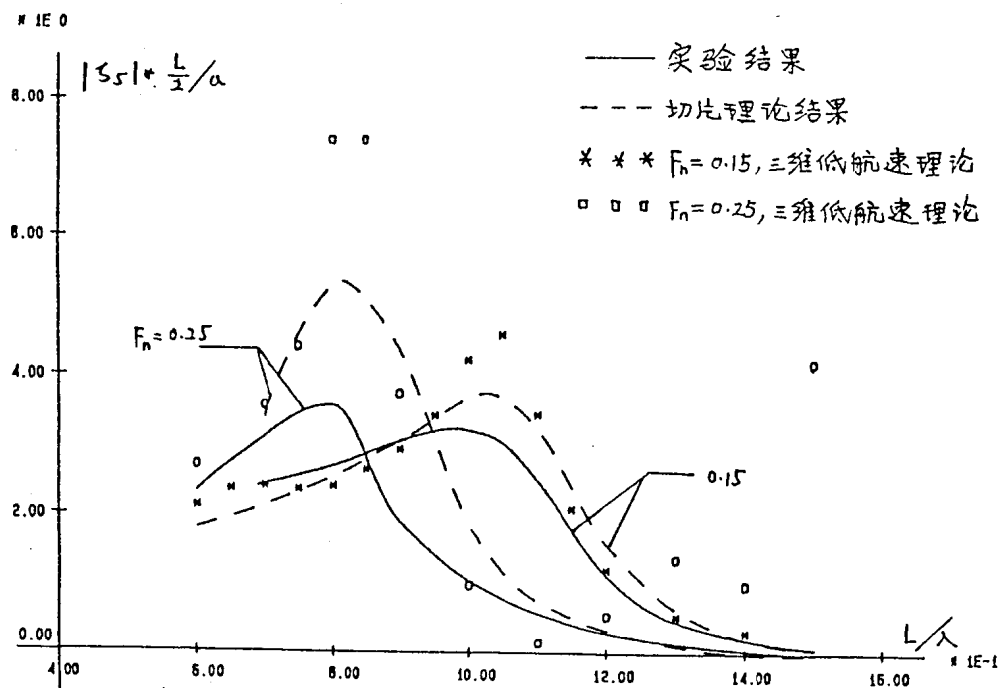


图3 纵摇运动的振幅曲线

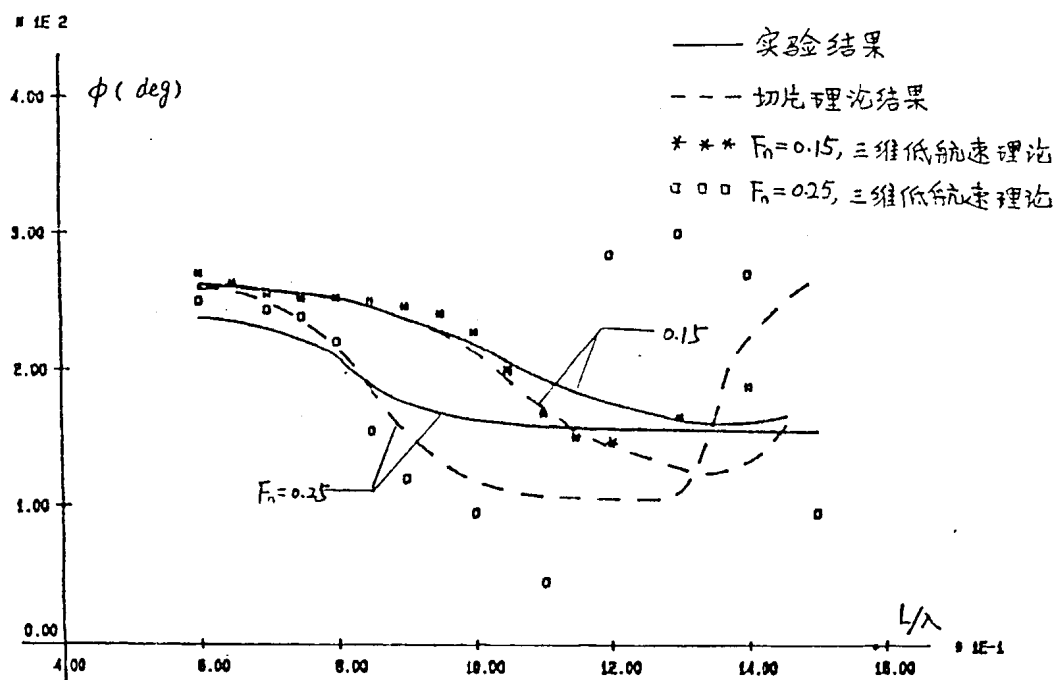


图4 纵摇运动的相位曲线

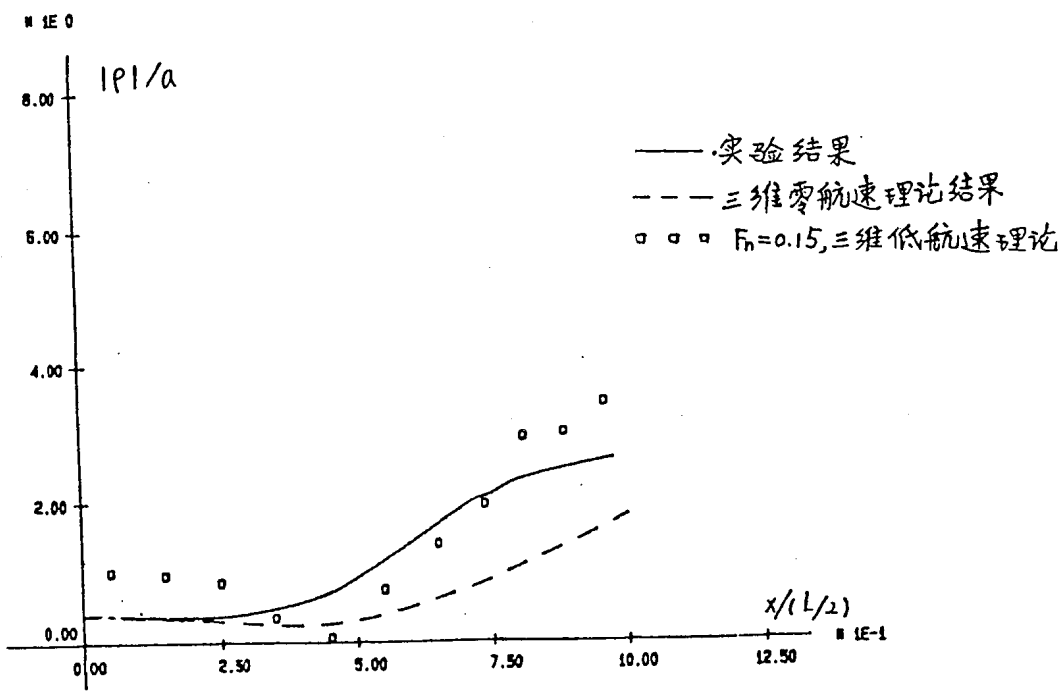


图5 总的相对运动的振幅曲线 ($F_n=0.15$, $L/\lambda=0.8$)

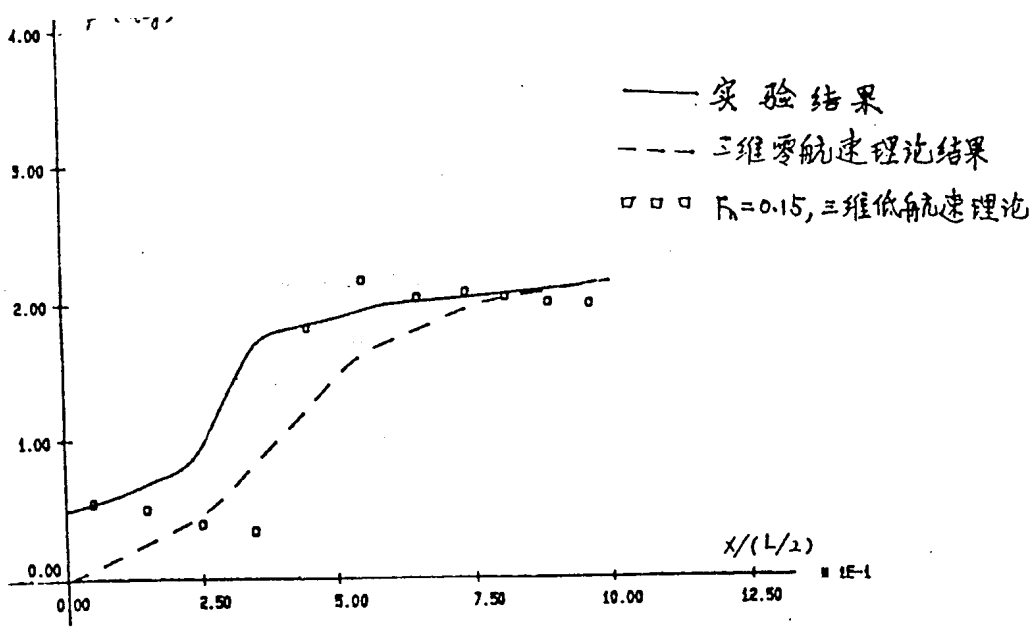


图6 总的相对运动的相位曲线 ($F_n=0.15$, $L/\lambda=0.8$)

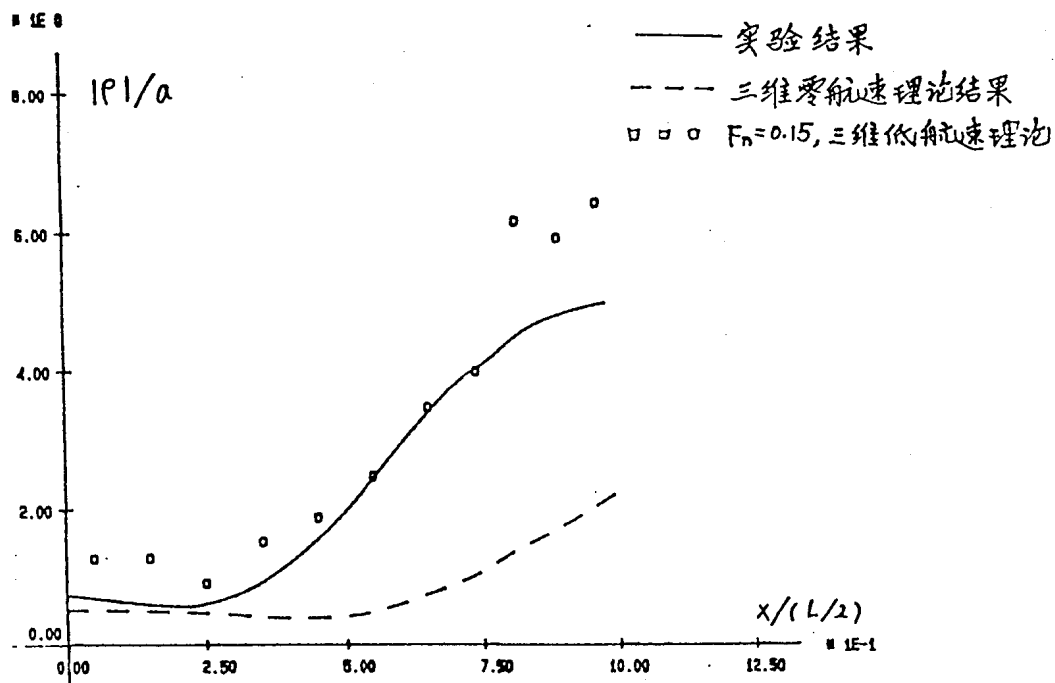


图7 总的相对运动的振幅曲线 ($F_n = 0.15$, $L/\lambda = 1.0$)

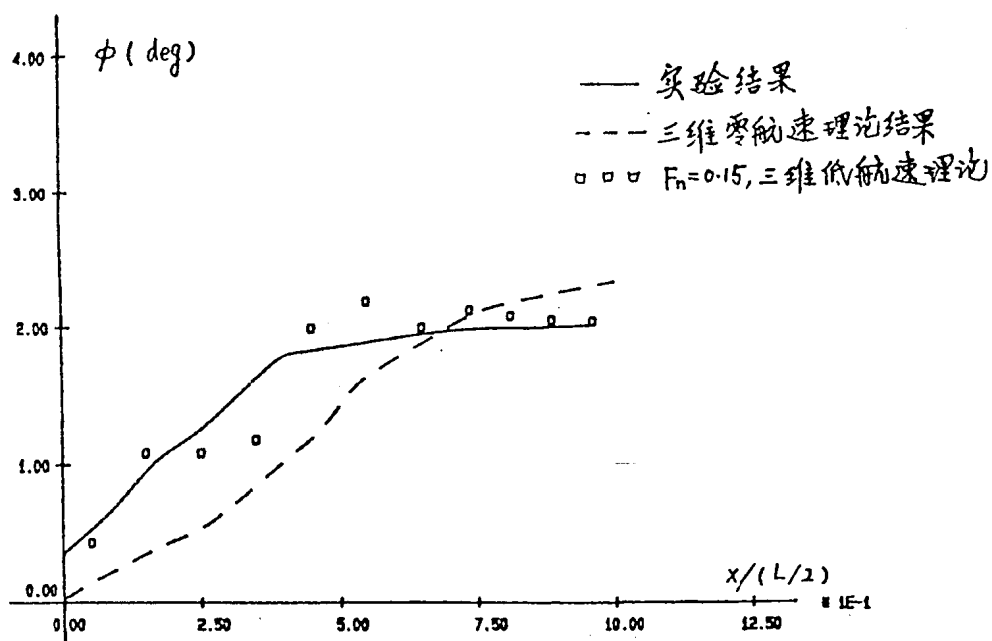


图8 总的相对运动的相位曲线 ($F_n = 0.15$, $L/\lambda = 1.0$)

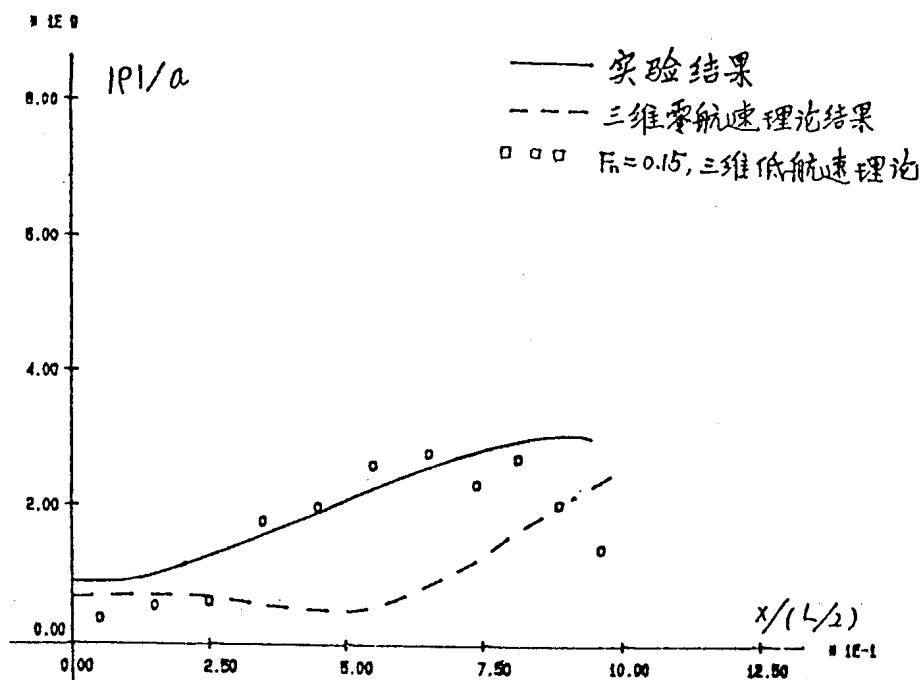


图9 总的相对运动的振幅曲线 ($F_n = 0.15$, $L/\lambda = 1.2$)

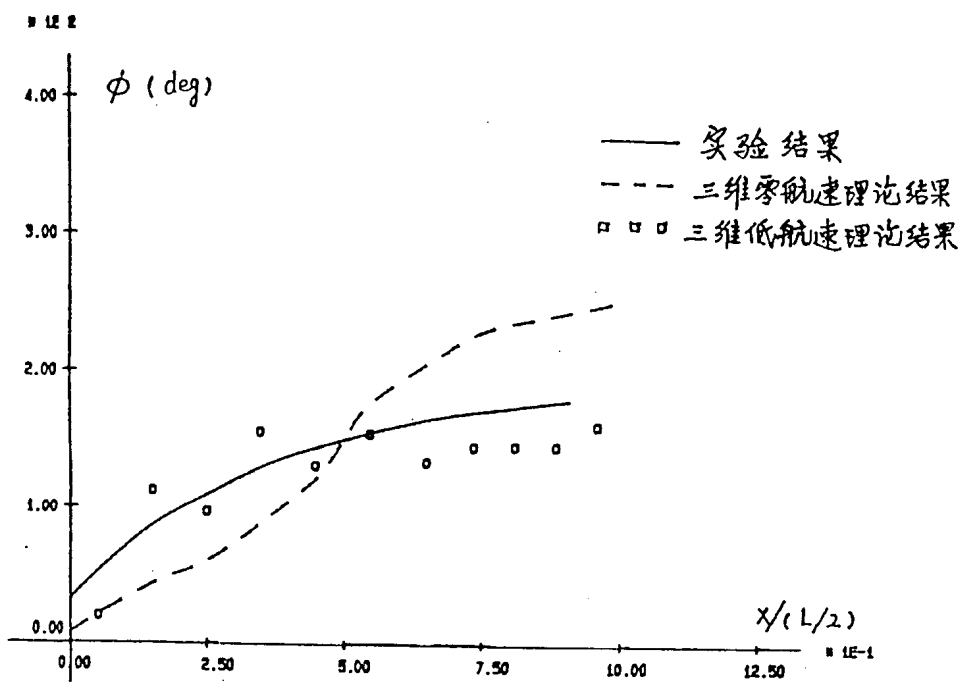


图10 总的相对运动的相位曲线 ($F_n = 0.15$, $L/\lambda = 1.2$)

任意三维低航速物体运动响应、 波浪载荷及附加阻力计算

孙伯起 董慎言 顾懋祥

(中国船舶科学研究中心)

本文在低航速的假定下,对任意三维有航速物体在波浪上运动的基本方程进行简化,得到一个简化方程,然后对简化方程找出其基本解,并在同一精度下,给出该基本解的另一个形式,即将基本解表示为一个零航速问题的基本解,加上一个与航速有关的修正项。在计算中使工作量得到减少。

一、基本方程及计算公式

在研究物体在波浪上运动时,如下三种右手坐标系被使用:

1.体坐标系(固定在物体上的坐标系) $\{\delta\text{-}\bar{x}\bar{y}\bar{z}\}$,该坐标系与物体一起平移和转动,坐标原点 δ 取在物体重心 G 的垂直线与未扰动自由面的交点上, $\delta\bar{z}$ 轴垂直向上, $\delta\bar{x}\bar{y}$ 平面与静水面重合。

2.平移坐标系 $\{o\text{-}xyz\}$,该坐标系与物体一起以某个速度平移,但不随物体一起转动,当物体相对于该坐标系静止时,这个坐标系与体坐标系重合。

3.固定坐标系 $\{O\text{-}\hat{x}\hat{y}\hat{z}\}$,若物体完全静止时,取 $\{\delta\text{-}\bar{x}\bar{y}\bar{z}\}$ 坐标系与体坐标系 $\{\delta\text{-}\bar{x}\bar{y}\bar{z}\}$ 重合。

假设流体无粘性,不可压,流动无旋。平移坐标系的原点 o 以速度 $\vec{U}_0$ 平移,但 ox 轴和 oy 轴仍分别与 $\delta\bar{x}$ 轴和 $\delta\bar{y}$ 轴平行。记 $\vec{U}_0$ 和 $\delta\bar{x}$ 轴的交角为 β 。当物体在波浪上一面以速度 $\vec{U}_0$ 前进,一面作摇荡运动时,可将其速度势写为:

$$\phi(x,y,z,t) = \Phi(x,y,z,t) + \bar{\Phi}(x,y,z) \quad (1)$$

其中 $\bar{\Phi}(x,y,z)$ 是定常运动的兴波势; $\Phi(x,y,z,t)$ 是速度势 ϕ 中的不定常部分,其中包括物体摇荡时所引起的辐射势,入射波势及绕射势。假定不定常的扰动是小量,即讨论微幅波运动;物体以低航速 $\vec{U}_0$ 航行,即由物体航行产生的定常兴波也是小量。略去 U_0^2 以上的项,那么在线性范围内物体边航行边摇荡速度势 ϕ 的定解问题可分为两个速度势的定解问题:

ϕ_j 的定解问题

$$(A) \begin{cases} \nabla^2 \phi_j(x,y,z) = 0 & (x,y,z) \in D & (2) \\ -\omega e^2 \phi_j - 2i\omega e U_0 \cos \beta \phi_{j,x} - 2i\omega e U_0 \sin \beta \phi_{j,y} + g \phi_{j,z} = 0 & (x,y,z) \in \Sigma_F & (3) \\ \nabla \phi_j \cdot \vec{n} = n_j, \quad j=1,2,3,\dots,6 & (x,y,z) \in \Sigma & (4) \\ \nabla \phi_7 \cdot \vec{n} = -\nabla \phi_0 \cdot \vec{n} & (x,y,z) \in \Sigma & (5) \\ \phi_j \rightarrow 0, \quad \text{当 } z \rightarrow -\infty, \quad j=1,\dots,7 & (6) \\ \text{适当的远方条件} \end{cases}$$