Tạp chí CƠ HỌC, tập XV, 1993, số 1 (21 - 27)

BÀI TOÁN LẮC DỌC CỦA TÀU MỎNG KHI CÓ CHUYỂN ĐỘNG TỚI TRÊN NƯỚC SÂU

NGUYỄN TIẾN ĐẠT

MỞ ĐẦU

Khi tàu có chuyển động tới thì bài toán biên đối với thế vận tốc của chất lỏng phức tạp hơn so với tàu không có chuyển động tới là ở điều kiện trên mặt thấm ướt của thân tàu và đặc biệt là trên mặt thoáng của chất lỏng. Trong [2], các tác giả đã giải quyết bài toán 3 chiều nhưng với vận tốc tới nhỏ. Vorobiov đã giải quyết bài toán lắc dọc của tàu mỏng khi có chuyển động tới bằng phương pháp hàm Grin và trong [3] đã giải quyết bài toán khi không có chuyển động tới bằng phương pháp khai triển thế vận tốc dưới dạng tích phân Fourier-Mitren.

Trong bài báo này tác giả giải quyết bài toán bằng phương pháp khai triển hàm thế vận tốc dưới dạng tích phân Fourier - Mitren theo các hàm riêng sau khi sử dụng phép biến đổi Fourier. Trong trường hợp khi tàu mỏng, không có vận tốc tới, kết quả trở về với kết quả trong [3]. Phần nghiên cứu số trị sẽ là nội dung của các công bố tiếp theo.

1. ĐẶT BÀI TOÁN

Xét bài toán lắc dọc của tàu mỏng chuyển động với vận tốc tới $v_0 =$ const có phương trùng với phương truyền sóng trên sóng biển điều hòa, trong chất lỏng sâu vô hạn. Chất lỏng được xem như là lý tưởng, không nén được và chuyển động của chất lỏng là có thế. Sóng biển điều hòa và các dao động lắc của tàu được xem là có biên độ nhỏ. Đưa vào xét hai hệ tọa độ Đề các vuông góc sau:

Hệ cố định $O'\xi\eta\varsigma$; trục $O'\xi$ - hướng thẳng đứng xuống dưới.

Hệ di động $Oxyz$ gắn liền với tàu, trục Ox - hướng theo chiều dài về phía mũi tàu; mặt phẳng Oxy trùng với mặt nước khi yên tĩnh; trục Oy - hướng về mạn bên phải; trục Oz đi qua trọng tâm tàu.

Hai hệ tọa độ này trùng nhau khi không có sóng và tàu không có chuyển động tới.

Ta có công thức gần đúng biến đổi tọa độ từ hệ cố định $O'\xi\eta\varsigma$ sang hệ di động như sau [6]:

$$x \approx \xi - v_0 t, \qquad y \approx \eta, \qquad z \approx \varsigma.$$

Đối với bài toán lắc dọc, có 3 thành phần lắc là:

η_1, η_3 - các thành phần tịnh tiến của tàu theo các trục Ox, Oz.

η_5 - thành phần quay của tàu quanh trục Oy.

Theo giả thiết vì $\eta_j (j = 1, 3, 5)$ - nhỏ nên $\eta_k \eta_j \approx 0$ $(k, j = 1, 3, 5)$ và vì tàu có thân mỏng nên $\eta_1 \ll \eta_3, \eta_5$ [1]. Vì vậy có thể coi $\eta_1 = 0$.

Giả sử tìm được các lực và mô men tác động lên con tàu, ta có phương trình chuyển động của tàu đối với hệ tọa độ $Oxyz$ như sau:

$$\begin{aligned} &(M + A_{33})\ddot{\eta}_3 + B_{33}\dot{\eta}_3 + C_{33}\eta_3 + A_{35}\ddot{\eta}_5 + B_{35}\dot{\eta}_5 + C_{35}\eta_5 = F_3 e^{-i\sigma_0 t} \\ &A_{53}\ddot{\eta}_3 + B_{53}\dot{\eta}_3 + C_{53}\eta_3 + (I_{55} + A_{55})\ddot{\eta}_5 + B_{55}\dot{\eta}_5 + C_{55}\eta_5 = F_5 e^{-i\sigma_0 t} \end{aligned} \tag{1.1}$$

trong đó $\eta_j = a_j e^{-i\sigma_0 t + \alpha_j}$; $j = 3,5$; a_j, α_j - biên độ, độ lệch pha.

M, I_{55} - khối lượng, mô men quán tính của tàu.

A_{kj}, B_{kj} $(k, j = 3,5)$ - hệ số khối lượng nước kèm và hệ số giảm rung.

C_{kj} $(k, j = 3,5)$ - hệ số phục hồi thủy tĩnh.

$F_j (j = 3,5)$ - tổng của lực tác động của sóng điều hòa lên con tàu và lực nhiễu xạ của con tàu.

$\dot{\eta}_k$, $\ddot{\eta}_k$ $(k = 3,5)$ - vận tốc, gia tốc của dịch chuyển lắc của tàu.

$C_{kj}(k, j = 3,5)$, M, I_{55} là các hàm thực được xác định từ hình dạng thân tàu và mật độ khối lượng của tàu.

Hệ (1.1) cho phép xác định η_3, η_5 nếu biết F_j, A_{jk}, B_{jk} $(j, k = 3,5)$.

Giả sử ta cho thế vận tốc của sóng điều hòa dưới dạng:

$$\phi_0(\xi, \eta, \varsigma, t) = -\frac{iga_0}{\sigma} e^{K\varsigma \pm iK\xi - i\sigma t} \tag{1.2}$$

hay

$$\phi_0(x, y, z, t) = -\frac{iga_0}{\sigma} e^{Kz \pm iKx - i\sigma_0 t} \tag{1.3}$$

với a_0 - biên độ của sóng điều hòa

σ - tần số vòng; $K = \sigma^2/g$ - số sóng; $i = \sqrt{-1}$

$$\sigma_0 = \sigma \mp v_0 K$$

Dấu (-) ứng với trường hợp hướng truyền sóng cùng chiều với hướng chuyển động tới của tàu và dấu (+) ứng với trường hợp ngược chiều. Việc tìm các A_{jk} B_{jk} F_j $(k, j = 3,5)$ dẫn tới việc xác định hàm thế vận tốc sau:

$$\phi(x, y, z, t) = -i\sigma_0 e^{-i\sigma_0 t} \sum_{j=0,3,5,7} \varphi_j(x, y, z) a_j \tag{1.4}$$

Ở đây - $\varphi_0 = \frac{g}{\sigma\sigma_0} e^{-Kz \pm iKx}$ - thế vận tốc của sóng đến.

- φ_3, φ_5 tương ứng là thế vận tốc gây ra bởi độ lắc thẳng đứng, quay quanh trục Oy của tàu trên nước yên lặng.

- φ_7 - thế vận tốc của chuyển động nhiễu xạ gây ra do sự tác động của sóng đến lên con tàu trên nước yên lặng và $a_7 = a_0$.

Ký hiệu E - miền chứa chất lỏng bị giới hạn bởi mặt tự do Ω và bề mặt thấm ướt của thân tàu S. Khi đó các hàm thế vận tốc $\varphi_j (j = 3,5,7)$ cần thỏa mãn phương trình Laplace:

$$\Delta\varphi_j(x, y, z) = 0 \quad (x, y, z) \in E, (j = 3,5,7) \tag{1.5}$$

và các điều kiện biên

- Trên mặt tự do Ω: Khi $Z = 0$

$$\frac{\partial\varphi_j}{\partial z} + \frac{\sigma_0^2}{g}\varphi_j - 2i\frac{\sigma_0 v_0}{g}\frac{\partial\varphi_j}{\partial x} - \frac{v_0^2}{g}\frac{\partial^2\varphi_j}{\partial x^2} = 0 \tag{1.6}$$

- Trên đáy biển:

$$\lim_{z \to +\infty} \frac{\partial\varphi_j}{\partial z} = 0 \tag{1.7}$$

- Trên mặt thấm ướt thân tàu S (chú ý đến tính mảnh của thân tàu)

$$\frac{\partial\varphi_3}{\partial n} = \cos(n, z) \tag{1.8a}$$

$$\frac{\partial\varphi_5}{\partial n} = -x\cos(n, z) - \frac{v_0}{i\sigma_0}\cos(n, z) \tag{1.8b}$$

$$\frac{\partial\varphi_7}{\partial n} = -\frac{\partial\varphi_0}{\partial n} = -\frac{\partial\varphi_0}{\partial z}\cos(n, z) \tag{1.8c}$$

n - vecto pháp tuyến ngoài đơn vị của mặt S.

Ngoài ra các hàm φ_j còn phải thỏa mãn điều kiện tán xạ ở vô cùng (khi $\sqrt{x^2+y^2} \to \infty$)

Thân tàu thường đối xứng qua mặt phẳng xOz.

Gọi $y = \pm\alpha(x,z)$ - phương trình mô tả bề mặt thấm ướt thân tàu thì

$$\cos(n,z) = -\frac{\partial y}{\partial z} = -\frac{\partial \alpha(x,z)}{\partial z}$$

Trong (1.8b), theo [1], hàm φ_j có thể được viết dưới dạng

$$\varphi_5 = \varphi_5^0 + \frac{v_0}{i\sigma_0}\varphi_5^v \tag{1.9}$$

với

$$\frac{\partial \varphi_5^0}{\partial n} = -x\cos(n,z) \tag{1.9a}$$

$$\frac{\partial \varphi_5^v}{\partial n} = -\cos(n,z) \tag{1.9b}$$

Vì vậy các điều kiện biên (1.8a), (1.8c), (1.9a), (1.9b) có thể viết dưới dạng tổng quát là:

$$\frac{\partial \varphi_j(x,\pm 0,z)}{\partial n} = \pm f_j(x,z) \text{ với } (x,\pm 0,z) \in S \tag{1.10}$$

ở đây $f_j(x,z)$ là hàm của $\alpha(x,z)$ nên được xem như đã biết.

Dưới đây ta giải bài toán biên (1.5) - (1.7), (1.10) bằng phương pháp biến đổi Fourier và khai triển dưới dạng tích phân tổng quát Fourier-Mitren theo các hàm riêng.

Khi tìm được các hàm $\varphi_j(x,\pm 0,z)$ với $(x,\pm 0,z) \in S$ ta có

$$A_{jk} + \frac{i}{\sigma_0}B_{jk} = -\rho \iint\limits_S \Big(1 - v_0\frac{\partial}{\partial x}\Big)\varphi_k \cdot n_j dS \quad (j,k=3,5) \tag{1.11}$$

$$F_j = -\rho\sigma_0^2 \iint\limits_S n_j\Big(1 - v_0\frac{\partial}{\partial x}\Big)(\varphi_0 + \varphi_7)dS \quad (j=3,5) \tag{1.12}$$

Lúc đó hệ (1.1) cho phép xác định η_3, η_5.

Ta thấy rằng trong (1.10) với mọi điểm $(x,\pm 0,z)$ không thuộc S thì $f_j(x,z) \equiv 0$. Vì vậy có thể nói (1.10) thỏa mãn với mọi điểm trên mặt phẳng $y=0$.

2. XÁC ĐỊNH THẾ VẬN TỐC

Bài toán xác định thế vận tốc gây ra bởi sự lắc dọc của tàu mảnh khi có chuyển động tới phức tạp hơn bài toán khi không có chuyển động tới là sự có mặt của thành phần thứ 3 và thứ 4 trong (1.6). Để giải bài toán, ta sử dụng phép biến đổi Fourier.

Giả sử $\tilde{\varphi}_j(u,y,z)$ là phép biến đổi Fourier của hàm $\varphi_j(x,y,z)$ theo biến x

$$\varphi_j(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}_j(u,y,z)e^{-iux}du$$

$$\tilde{\varphi}_j(u,y,z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} \varphi_j(x,y,z)e^{iux}dx$$

Khi đó bài toán biên (1.5) - (1.7), (1.10) dẫn đến bài toán biên đối với hàm $\tilde{\varphi}_j(u,y,z)$ như sau:

$$\tilde{\varphi}_{j_{yy}} + \tilde{\varphi}_{j_{zz}} - u^2\tilde{\varphi}_j = 0 \qquad -\infty < u,\ y < \infty\ 0 < z < \infty \tag{2.1}$$

và các điều kiện biên

$$\tilde{\varphi}_{j_z} + m\tilde{\varphi}_j = 0 \quad \text{khi } z = 0, m = \frac{1}{g}(\sigma_0 - uv_0)^2 \quad (-\infty < u < \infty,\ y \neq 0,\ z = 0) \tag{2.2}$$

$$\tilde{\varphi}_{j_z} \to 0 \quad \text{khi } z \to \infty \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial\tilde{\varphi}_j(u,\pm 0,z)}{\partial y} = \pm\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty} f_j(x,z)e^{iux}dx \quad \text{với } -\infty < u < \infty,\ y = \pm 0,\ 0 \leq z < \infty \tag{2.4}$$

Ngoài ra hàm $\tilde{\varphi}_j$ còn cần phải thỏa mãn điều kiện khi $y \to \infty$.

Ta sẽ khai triển hàm $\tilde{\varphi}_j(u,y,z)$ dưới dạng tích phân Fourier-Mitren theo các hàm riêng của toán tử vi phân $-\dfrac{d^2}{dz^2}$ trên bán trục $0 \leq z < \infty$ và chú ý đến điều kiện biên (2.2) khi $z = 0$ đặc trưng cho sự thác triển tự liên hợp của toán tử này:

$$\frac{\partial\tilde{\varphi}_j}{\partial z} + m\tilde{\varphi}_j = 0$$

Theo [3, 5], ứng với các giá trị riêng dương μ^2 ta có các hàm riêng

$$\alpha(z,\mu) = \cos(\mu z) - \frac{m}{\mu}\sin(\mu z) \tag{2.5}$$

và ứng với trị riêng âm $-m^2$ ta có hàm riêng e^{-mz}.

Cũng theo [3, 5], ta có công thức ngược sau:

$$\tilde{\varphi}_j(u,y,z) = \int\limits_0^{\infty} g_j(u,y,\mu)\alpha(z,\mu)\frac{\mu^2}{\mu^2+m^2}d\mu + \Gamma_j(u,y)e^{-mz} \tag{2.6}$$

$$\frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\infty} \alpha(z,\mu)\tilde{\varphi}_j(u,y,z)dz = g_j(u,y,\mu) \tag{2.7}$$

$$2m\int\limits_0^{\infty} e^{-mz}\tilde{\varphi}_j(u,y,z)dz = \Gamma_j(u,y) \tag{2.8}$$

Từ (2.2), (2.6) và do tính trực giao của hàm $\alpha(z,\mu)$ và e^{-mz} chúng ta có:

$$g_{j_{yy}} - (\mu^2 + u^2)g_j = 0 \quad y \neq 0 \tag{2.9}$$

$$\Gamma_{j_{yy}} + (m^2 - u^2)\Gamma_j = 0 \tag{2.10}$$

Bây giờ ta xét hàm $g_j(u,y)$

Ta ký hiệu

$$\frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\infty} \alpha(z,\mu)\frac{\partial\tilde{\varphi}_j(u,\pm 0,z)}{\partial y}dz = \pm\frac{1}{2}\chi_j(u) \tag{2.11}$$

với

$$\frac{\partial\tilde{\varphi}_j(u,\pm 0,z)}{\partial y} = \pm\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty} f_j(x,z)e^{iux}dx \tag{2.12}$$

thì ta có bài toán biên sau đối với hàm $g_j(u,y)$

$$\begin{aligned} & g_{j_{yy}}(u,y) - \rho^2 g_j(u,y) = 0 \qquad \rho^2 = u^2+\mu^2 > 0 \\ & \frac{\partial}{\partial y} g_j(u,\pm 0) = \pm\frac{1}{2}\chi_j(u) \\ & g_j \to 0 \quad \text{khi} \quad y \to \pm\infty \end{aligned} \tag{2.13}$$

và dễ dàng nhận được nghiệm

$$g_j(u,y) = -\frac{1}{2\rho}\chi_j(u)e^{-\rho|y|} \tag{2.14}$$

Bây giờ ta chuyển sang xét hàm $\Gamma_j(u,y)$

Ta ký hiệu

$$2m\int_0^\infty e^{-mz}\frac{\partial\tilde{\varphi}_j(u,\pm 0,z)}{\partial y}dz = \pm\frac{1}{2}\Theta_j(u) \tag{2.15}$$

với

$$\frac{\partial\tilde{\varphi}_j(u,\pm 0,z)}{\partial y} = \pm\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} f_j(x,z)e^{iux}dx \tag{2.16}$$

thì ta có bài toán biên đối với hàm $\Gamma_j(u,y)$

$$\begin{aligned} & \Gamma_{j_{yy}}(u,y) + q^2\Gamma_j(u,y) = 0, \quad q^2 = m^2-u^2 \\ & \frac{\partial}{\partial y}\Gamma_j(u,\pm 0) = \pm\frac{1}{2}\Theta_j(u) \end{aligned} \tag{2.17}$$

và điều kiện đối với hàm $\Gamma_j(u,y)$ khi $y\to\pm\infty$.

Xét hai trường hợp:

1) Nếu $m^2-u^2>0$ thì ta cần đưa vào điều kiện tán xạ khi $y\to\pm\infty$

$$\lim_{y\to\pm\infty}\sqrt{|y|}\Big(\frac{\partial\Gamma_j}{\partial y}\mp iq\Gamma_j\Big) = 0$$

Ta thu được nghiệm

$$\Gamma_j(u,y) = -\frac{i}{2q}\Theta_j(u)e^{iq|y|} \quad \text{với} \quad q = \sqrt{m^2-u^2} \tag{2.18}$$

2) Nếu $m^2-u^2<0$ đặt $r=\sqrt{u^2-m^2}$

Lúc này điều kiện khi $y\to\pm\infty$ là

$$\lim_{y\to\pm\infty}\Gamma_j(u,y) = 0$$

và ta thu được nghiệm

$$\Gamma_j(u,y) = -\frac{1}{2r}\Theta_j(u)e^{-r|y|} \tag{2.19}$$

Vì vậy

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_j(u,y,z) = & -\int_0^\infty \frac{\chi_j(u)}{2\sqrt{u^2+\mu^2}}e^{-\sqrt{u^2+\mu^2}|y|}\frac{\mu^2}{\mu^2+m^2}\alpha(z,\mu)d\mu + \\ & + \begin{cases} -\dfrac{i}{2\sqrt{m^2-u^2}}\Theta_j(u)e^{i\sqrt{m^2-u^2}|y|-mz} & \text{với } |u|<m \\ -\dfrac{1}{2\sqrt{u^2-m^2}}\Theta_j(u)e^{-\sqrt{u^2-m^2}|y|-mz} & \text{với } |u|>m \end{cases} \end{aligned} \tag{2.20}$$

Ở đây

$$\Theta_j(u) = \frac{4m}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{\infty} e^{-mz} f_j(\xi, z) e^{iu\xi} dz d\xi$$
$$\chi_j(u) = \frac{4}{\pi\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \alpha(z, \mu) f_j(\xi, z) e^{iu\xi} dz d\xi \tag{2.21}$$

Thực hiện phép biến đổi Fourier ngược ta có:

$$\varphi_j(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}_j(u, y, z) e^{-iux} du \tag{2.22}$$

Tính (2.20) - (2.22) ứng với các giá trị v_0 khác nhau cho trước, ta thu được thế vận tốc cần tìm.

Xét trường hợp khi $v_0 = 0$, nghĩa là khi tàu không có chuyển động tới, ta có $m = \dfrac{\sigma^2}{g} = k$ khi đó (2.20) - (2.22) trở thành

$$\varphi_j^{(0)}(x, \pm 0, z) = -\frac{2}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \alpha(\xi, \mu) f_j(\xi, \varsigma) \alpha(z, \mu) \frac{\mu^2}{\mu^2 + k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\sqrt{u^2+\mu^2}|y|}}{2\sqrt{\mu^2 + u^2}} e^{-iu(x-\xi)} du d\mu d\varsigma d\xi -$$
$$- \frac{2k}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{\infty} e^{-k(z-\varsigma)} f_j(\xi, \varsigma) \left[\int_{-\infty}^{-k} \frac{e^{|y|\sqrt{u^2-k^2}}}{2\sqrt{u^2 - k^2}} e^{-iu(x-\xi)} du + \int_{k}^{\infty} \frac{e^{-|y|\sqrt{u^2-k^2}}}{2\sqrt{u^2 - k^2}} e^{-iu(x-\xi)} du \right] d\xi d\varsigma -$$
$$- \frac{2i}{\pi} k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{\infty} e^{-k(z+\varsigma)} f_j(\xi, \varsigma) \int_{-k}^{k} \frac{e^{i|y|\sqrt{k^2-u^2}}}{2\sqrt{k^2 - u^2}} e^{-iu(x-\xi)} du d\varsigma d\xi \tag{2.23}$$

Theo [6,7]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-|y|\sqrt{u^2+\mu^2}}}{2\sqrt{k^2 + u^2}} e^{-iu(x-\xi)} du = K_0(\mu\sqrt{y^2 + (x - \xi)^2})$$
$$\int_{-\infty}^{-k} \frac{e^{-i|y|\sqrt{u^2-k^2}}}{2\sqrt{u^2 - k^2}} e^{-iu(x-\xi)} du + \int_{k}^{\infty} \frac{e^{-|y|\sqrt{u^2-k^2}}}{2\sqrt{u^2 - k^2}} e^{iu(x-\varsigma)} du = -\frac{\pi}{2} N_0(k\sqrt{y^2 + (x - \xi)^2})$$
$$\int_{-k}^{k} \frac{e^{i|y|\sqrt{k^2-u^2}}}{2\sqrt{k^2 - u^2}} e^{-iu(x-\xi)} du = \frac{\pi}{2} J_0(k\sqrt{y^2 + (x - \xi)^2}) \tag{2.24}$$

với $K_0(\mu R)$, $N_0(kR)$, $J_0(kR)$, $R = \sqrt{y^2 + (x - \xi)^2}$ là các hàm Macđônan, Noiman, Bétxen cấp 0.

Gọi L - chiều dài tàu, T - độ mớn nước của tàu. Khi đó với chú ý đến (1.10), (2.24) trở thành,

$$\varphi_j^{(0)}(x,y,z) = ke^{-kz}\int\limits_{-L/2}^{L/2}\int\limits_{0}^{T(\xi)} f_j(\xi,\varsigma)N_0(kR)e^{-k\xi}d\varsigma d\xi -$$

$$-\frac{2}{\pi^2}\int\limits_{0}^{\infty}\int\limits_{-L/2}^{L/2}\int\limits_{0}^{T(\xi)} f_j(\xi,\varsigma)\alpha(\varsigma,\mu)\alpha(z,\mu)k_0(\mu R)\frac{\mu^2}{k^2-\mu^2}d\varsigma d\xi d\mu -$$

$$-ike^{-kz}\int\limits_{-L/2}^{L/2}\int\limits_{0}^{T(\xi)} f_j(\xi,\varsigma)J_0(kR)e^{-k\varsigma}d\varsigma d\xi \qquad (2.25)$$

với $T(\xi)$ - độ mớn nước của tàu tại mặt cắt $x = \xi$.

(2.25) là kết quả đã biết trong [3].

3. KẾT LUẬN

Sau khi xác định được $\varphi_j(x,y,z)$, từ (1.11) và (1.12) ta xác định được A_{jk}, B_{jk}, F_j $(j,k = 3,5)$. Lúc đó hệ (1.1) trở thành hệ phương trình đại số để xác định a_j, α_j $(j = 3,5)$.

Tác giả chân thành cảm ơn giáo sư viện sỹ Vorobiov Ju. L. trong việc đặt bài toán và cho nhiều ý kiến, gợi ý quý báu.

Địa chỉ:
Phân viện Cơ học Biển viện KHVN

Nhận ngày 12/10/1992

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Salvesen N., Tuck E. O. and Faltinsen O. Ship motions and sea loads. Transactions of the society of Naval architecture and Marine. Engineers, 78, 1970. pp. 250 - 287.
2. Jan Nossen, John Grue and Enok Palm. Wave forces on three - dimensional floating bodies with small forward speed. Jounal of Fluid Mechanics, 211, 1991, pp. 135 - 160.
3. Воробьёв Ю. Л. О продольных колебаниях тонкого судна на глубокой воде, ПМ АН УССР, Т. XV, № 6, 1979, 104 - 109 с.
4. Воробьёв Ю. Л. Потенциял скоростей жидкости при продольной качке судна, идущего на глубокой воде, ОИИМФ, Судостроение и судоремонт, вып. 8, Москва 1977, 3 - 13 стр.
5. Наймарк М. А. Линейные дифференциальные операторы М. ГИТТЛ, 1954.
6. Хаскинд М. Д. Гидродинамическая теория качки корабля, Наука, Москва 1973.
7. Справочник по специальным функциям. Под ред. М. Абрамовица и И. Стипан, Наука, М., 1979, 832 с.

SUMMARY

ON THE LONGITUDINAL MOTION OF A THIN SHIP TRAVELLING WITH CONSTANT FORWARD SPEED IN DEEP SEA

In this paper, the problem of the longitudinal motion of a thin ship with a constant forward speed and direction parallel to wave direction is solved by using Fourier transform and expanding the velocity potential in Fourier integral on eigenfunctions. The influence of the forward speed on the velocity potential of fluid is considered. In the case of a thin ship with zero - forward speed, the result shown good agreement with the one obtained by other authors.