

MỘT VÀI VẤN ĐỀ ĐỘNG LỰC HỌC CỦA ỐNG DẪN NGOÀI BIỂN

PHẠM HỮU TỰ

Ngày nay khối lượng dầu, khí khai thác được ở các vùng biển thềm lục địa ngày một tăng, sản lượng hàng năm chiếm tới gần 20%.

Phương tiện chính dùng để vận chuyển dầu, khí và những sản phẩm của chúng từ nơi khai thác vào đất liền là đường ống, đường kính của chúng từ 0,3 đến 1,2 mét, chiều dài có nơi đạt tới hàng chục km và độ sâu nước biển có những vùng tới 800 mét.

Trong khi tính toán và thiết kế đường ống ngoài biển việc nghiên cứu động lực học của chúng là rất quan trọng. Nguyên nhân do ống dẫn ngoài biển luôn chịu tác động của hàng loạt các yếu tố của môi trường như: dòng chảy, sóng bề mặt, sóng nội, biến dạng và bề mặt đáy biển, áp lực thủy tĩnh của cột nước. Dòng chảy, sóng gây ra dao động của đường ống và cản trở việc đặt đường ống vào vị trí thiết kế ban đầu. Tải trọng của sóng, áp lực thủy tĩnh của cột nước có ảnh hưởng lớn đến phân bố nội lực trong thành ống ở những vùng uốn (chủ yếu phần treo nằm giữa mặt nước và đáy biển).

Khi tính toán và thiết kế đường ống cần phải biết các trạng thái giới hạn của chúng có kể đến ảnh hưởng của các tác động của môi trường nước biển. Về vấn đề này cho tới nay chưa có một công trình lý thuyết nào nghiên cứu hoàn chỉnh mặc dù từng phần riêng biệt đã có nhiều công trình đề cập đến. Trong bài này tác giả giới thiệu một kết quả nghiên cứu tương đối hoàn chỉnh về mặt lý thuyết động lực học ống dẫn ngoài biển, bao gồm các phần:

- Thiết lập hệ phương trình tổng quát mô tả động lực học của ống dẫn ngoài biển có kể đến tác động của dòng chảy, sóng ở môi trường nước biển và kích động của dòng chất lỏng chảy trong ống.

- Thu nhận một vài trường hợp riêng rút ra từ hệ phương trình tổng quát như động lực học hệ dây neo, ống dẫn mềm.

1. HỆ PHƯƠNG TRÌNH ĐỘNG LỰC HỌC TỔNG QUÁT CỦA ỐNG DẪN NGOÀI BIỂN

Trường hợp ống dẫn nằm trên mặt đất hay trong lòng đất thường có dạng đường thẳng, các phương trình động lực học của chúng đã được giới thiệu trong [2], nói chung ở đây đường ống chỉ chịu tác động của các lực hoặc phân bố đều hoặc tập trung và hình dạng của đường cong trục

ống là những đường cong có độ cong nhỏ và là những đường cong phẳng.

Trong [5] tác giả đã xây dựng hệ phương trình động lực học của ống dẫn nhưng chưa kể đến tác động của nước biển.

Trong phần này tác giả dựa vào lý thuyết cơ học môi trường liên tục và lý thuyết thanh mảnh [3,4] xây dựng hệ phương trình tổng quát với giả thiết rằng ống dẫn thỏa mãn các điều kiện của lý thuyết dây mảnh và có mặt cắt là hình tròn.

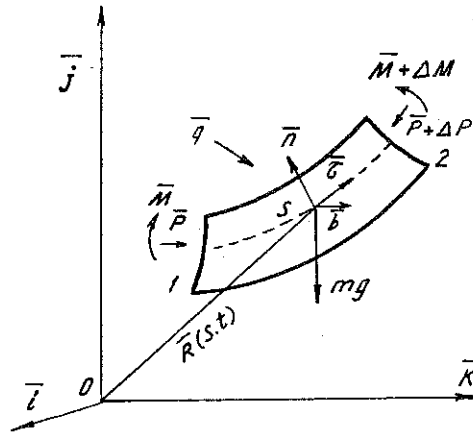
1.1. Các biểu thức động học

Ta đưa vào 3 hệ tọa độ như sau:

- Hệ tọa độ Đề các cố định với các véc tơ đơn vị $\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$.

- Hệ tọa độ động gắn với trục ống $\bar{r}, \bar{n}, \bar{b}$.

\bar{r} hướng theo phương tiếp tuyến với trục ống, \bar{n} pháp tuyến của đường cong trục ống, $\bar{b} \perp (\bar{r}, \bar{n})$ (Hình 1)



Hình 1

- Hệ tọa độ động vật chất gắn với trục ống $\bar{e}_1, \bar{e}_2, \bar{e}_3$, $\bar{e}_1 = \bar{r}$, \bar{e}_2 và \bar{e}_3 nằm trong mặt phẳng (\bar{n}, \bar{b}) và nói chung hướng theo các trục vật chất chính của mặt cắt ngang.

Phương trình đường cong trục ống dẫn được viết ở dạng sau với t - biến thời gian, s - tham số Lagrange (có thể lấy là độ dài của phần tử cung trục ống ở trạng thái không ứng suất):

$$\bar{r} = \bar{R}(s, t) = X(s, t)\bar{i} + Y(s, t)\bar{j} + Z(s, t)\bar{k}, \quad (1.1)$$

(\bar{r} véc tơ bán kính đường cong trục ống kể từ gốc tọa độ)

Vận tốc dịch chuyển của các điểm trục ống

$$\bar{v} = \frac{\partial \bar{R}}{\partial t}. \quad (1.2)$$

Vận tốc phần tử chất lỏng chảy trong ống

$$\bar{V} = \bar{v} + \bar{r}W, \quad (1.3)$$

trong đó W vận tốc tương đối của dòng chất lỏng chảy trong ống và

$$W = \lambda \left(\frac{\partial s}{\partial t} \right), \quad \left(\frac{d}{dt} \right) (ds) = ds \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{W}{\lambda} \right)$$

Ở đây giả thiết rằng đường ống có thể co giãn theo chiều dài trục ống và ký hiệu độ co giãn đó là λ

$$\lambda = \left| \frac{\partial \bar{R}}{\partial s} \right|. \quad (1.4)$$

Coi độ co giãn là nhỏ, nên có điều kiện

$$\lambda \approx 1. \quad (1.5)$$

Bán kính độ cong trục ống ký hiệu là K và độ xoắn χ . Biểu thức của chúng có dạng như sau

$$K = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \bar{R}}{\lambda \partial s} \right) \right]^2, \quad \chi = \frac{1}{K^2} \frac{\partial}{\lambda \partial s} \left[\frac{\partial}{\lambda \partial s} \left(\frac{\partial \bar{R}}{\lambda \partial s} \right) \right] \left[\frac{\partial \bar{R}}{\lambda \partial s} \times \frac{\partial}{\lambda \partial s} \left(\frac{\partial \bar{R}}{\lambda \partial s} \right) \right]. \quad (1.6)$$

1.2. các phương trình động lực học

Dựa vào lý thuyết cơ học môi trường liên tục ta có thể viết các phương trình cân bằng khối lượng và động lượng của phần tử ống và phần tử chất lỏng chảy trong ống như sau:

a) Phương trình cân bằng khối lượng và động lượng của phần tử ống

$$\left(\frac{d}{dt} \right)_1 (\rho_1 f_1 \lambda ds) = 0, \quad (1.7)$$

$$\left(\frac{d}{dt} \right)_1 (\rho_1 f_1 \bar{v} \lambda ds) = \frac{\partial \bar{F}}{\partial s} ds + \bar{q} \lambda ds + \rho_1 f_1 \bar{g} \lambda ds + \bar{\varphi} \lambda ds. \quad (1.8)$$

b) Phương trình cân bằng khối lượng và động lượng của phần tử chất lỏng chảy trong ống

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 f_2 \lambda) + \frac{\partial}{\partial s} (\rho_2 f_2 W) = 0, \quad (1.9)$$

$$\rho_2 f_2 \left[\left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} \right) + \frac{W}{\lambda} \frac{\partial \bar{V}}{\partial s} \right] = - \frac{\partial (P f_2 \bar{\tau})}{\lambda \partial s} + \rho_2 f_2 \bar{g} - \bar{\varphi}. \quad (1.10)$$

Trong các phương trình trên

ρ_1, ρ_2 - mật độ của vật liệu thành ống và chất lỏng chảy trong ống,

f_1, f_2 - diện tích mặt cắt thành ống và chất lỏng đi qua ống,

\bar{q} - lực ngoài do môi trường nước biển gây ra,

\bar{F} - lực do ứng suất đàn hồi ở mặt cắt thành ống,

\bar{g} - gia tốc trọng trường,

$\bar{\varphi}$ - lực tương tác giữa thành ống và chất lỏng chảy trong ống,

P - áp lực do dòng chất lỏng chảy trong ống gây ra.

Để loại trừ thành phần lực $\bar{\varphi}$ ta cộng hai vế của các phương trình (1.8) và (1.10) kết quả thu được:

$$\rho_1 f_1 \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \rho_2 f_2 \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + \frac{W}{\lambda} \frac{\partial \bar{V}}{\partial s} \right) = \frac{\partial \bar{F}}{\lambda \partial s} - \frac{\partial}{\lambda \partial s} (P f_2 \bar{\tau}) + \bar{G} + \bar{q}, \quad (1.11)$$

$$\bar{G} = (\rho_1 f_1 + \rho_2 f_2) \bar{g}, \quad \left(\frac{d}{dt} \right)_1 = \frac{\partial}{\partial t}.$$

c) Phương trình cân bằng momen động lượng đối với phần tử chất lỏng chảy trong ống.

Ở đây sử dụng các giả thiết: lực cản chính độ uốn của ống do ứng suất đàn hồi trong bản thân vật liệu ống gây ra, bỏ qua momen ứng suất tác động trong phần tử chất lỏng, mômen lực quán tính do trường vận tốc chất lỏng phân bố không đều trong mặt cắt phần xuyên qua của ống, momen của lực tác động trong hố giữa dòng chất lỏng và thành ống. Các giả thiết đó thỏa mãn trong các điều kiện sau:

$$\frac{EI_1}{\rho_2 W^2 I_2} \gg 1, \quad \frac{EI_1}{PI_2} \gg 1. \quad (1.12)$$

trong đó E modul yunga của vật liệu ống, I_1, I_2 momen quán tính mặt cắt thành ống và mặt cắt có chất lỏng chảy qua. Ở đây còn bỏ qua mômen lực tương tác giữa ống dẫn và môi trường nước biển. Với các giả thiết trên, phương trình momen động lượng đối với phần tử chất lỏng chảy trong ống có độ cong nhỏ hoàn toàn thỏa mãn (từ phương trình (1.10)).

d) Phương trình cân bằng momen động lượng đối với phần tử ống sẽ là:

$$\begin{aligned} \bar{\tau} \rho_1 \frac{\partial K_\tau}{\partial t} &= \frac{\partial \bar{M}}{\lambda \partial s} + \bar{\tau} \times \bar{F} + \bar{m}, \\ K_\tau &= \left[\int_{f_1} \bar{x} \times \bar{\omega} \times \bar{x} ds \cdot \bar{\tau} \right] = 2I_1 \omega_\tau, \end{aligned} \quad (1.13)$$

trong đó f_1 diện tích mặt cắt thành ống. $\bar{\omega} = -\bar{n}N + \bar{b}A + \bar{\tau}\omega_\tau$ vận tốc góc quay của mặt cắt thành ống, và

$$\omega_\tau = \bar{\tau} \cdot \bar{\omega}, \quad (1.14)$$

\bar{x} bán kính véc tơ điểm vật chất trong mặt cắt thành ống so với tâm của mặt cắt,

$$N = \lambda^{-1} \bar{b} \bar{R}_{,st}$$

và

$$A = \lambda^{-1} \bar{n} \bar{R}_{,st}. \quad (1.15)$$

\bar{M} momen ứng suất đàn hồi trong mặt cắt thành ống.

Trong (1.13) đã coi tổng các thành phần theo phương pháp tuyến và bi pháp tuyến của momen lực quán tính trong mặt cắt thành ống $\rho_1 K_1 = \rho_1 I_1 (-\bar{n}N + \bar{b}A)$ có cùng bậc với các thành phần của mômen lực quán tính của phần tử chất lỏng chảy trong ống nên có thể bỏ qua. Ta chỉ giữ lại trong (1.13) phần momen lực quán tính gắn với độ xoay của ống quanh trục của nó, nói chung ta coi chất lỏng chảy trong ống không tham gia vào thành phần quán tính xoay của ống (đây là một xấp xỉ nhưng không lớn). Trong (1.13) thực tế đã tính ảnh hưởng quán tính riêng của mặt cắt thành ống đến dao động xoắn của nó.

Trong thực tế nói chung trục của đường ống ở trạng thái không ứng suất có thể khác với đường thẳng, ký hiệu góc giữa \bar{n} và \bar{e}_2 là $\gamma(s, t)$

Ta đưa vào véc tơ

$$\bar{x} = \left(\chi + \frac{\partial \gamma}{\lambda \partial s} \right) \bar{e}_1 + K \sin \gamma \bar{e}_2 + K \cos \gamma \bar{e}_3, \quad (1.16)$$

véc tơ \bar{x} xác định từ mối liên hệ

$$\frac{\partial \bar{e}_i}{\lambda \partial s} = \bar{x} \times \bar{e}_i \quad (i = 1, 2, 3).$$

Mặt khác theo [5] ta có

$$\begin{aligned}\bar{M} &= A(\bar{\chi} - \bar{\chi}_0^{(1)}), \\ A &= A_{11}\bar{e}_1\bar{e}_1 + A_{22}\bar{e}_2\bar{e}_2 + A_{33}\bar{e}_3\bar{e}_3, \\ \bar{\chi}_0^{(1)} &= \chi_{01}\bar{e}_1 + \chi_{02}\bar{e}_2 + \chi_{03}\bar{e}_3.\end{aligned}\quad (1.17)$$

χ_{0i} các thành phần của véc tơ $\bar{\chi}$ ở trạng thái không ứng suất của đường cong trục ống.

$$\begin{aligned}\bar{\chi}_0 &= \chi_{01}\bar{e}_{10} + \chi_{02}\bar{e}_{20} + \chi_{03}\bar{e}_{30} \\ A_{11} &= C, \quad C = 2\mu I_1, \quad A_{22} = A_{33} = EI_1.\end{aligned}\quad (1.18)$$

Ở hệ tọa độ động $\bar{\tau}, \bar{n}, \bar{b}$ các véc tơ trên có dạng

$$\begin{aligned}\bar{\chi} &= \bar{\tau}\left(\chi + \frac{\partial\gamma}{\lambda\partial s}\right) + \bar{b}K, \\ \bar{\chi}_0^{(1)} &= \chi_0\bar{\tau} - \bar{n}K_0 \sin\gamma + \bar{b}K_0 \cos\gamma, \\ A &= \bar{\tau}\bar{\tau}A_{11} + \bar{n}\bar{n}A_{22} + \bar{b}\bar{b}A_{22}.\end{aligned}\quad (1.19)$$

1.3. Xác định góc quay $\psi(s, t)$

Đưa vào góc quay của hệ trục gắn với trục ống $\psi(s, t)$ ta có

$$\frac{\partial\psi}{\lambda\partial s} = \chi + \frac{\partial\gamma}{\lambda\partial s} \quad \text{hay} \quad \psi = \int_0^s \left(\chi + \frac{\partial\gamma}{\lambda\partial s}\right) \lambda ds + \text{const.} \quad (1.20)$$

Ở trạng thái không ứng suất luôn có thể coi góc $\gamma = \gamma_0 = 0$ vì thế véc tơ

$$\begin{aligned}\bar{M} &= \bar{n}M_n + \bar{b}EI_1(K - K_1) + \bar{\tau}\left(C\frac{\partial\psi}{\lambda\partial s} + M_{1r}\right) \\ M_n &= EI_1K_0 \sin\gamma, \quad K_1 = K_0 \cos\gamma, \quad M_{1r} = -C\chi_0.\end{aligned}\quad (1.21)$$

Trong trường hợp ở trạng thái không ứng suất, trục đường ống là đường thẳng thì

$$\bar{M} = \bar{b}EI_1K + \bar{\tau}C\frac{\partial\psi}{\lambda\partial s}. \quad (1.22)$$

khi trục ống có dạng đường cong phẳng

$$\bar{M} = \bar{b}EI_1(K - K_0) + \bar{\tau}C\frac{\partial\psi}{\lambda\partial s}. \quad (1.23)$$

Nội lực \bar{F} biểu diễn qua công thức

$$\bar{F} = \bar{\tau}T + \bar{Q}_n. \quad (1.24)$$

T lực căng dọc trục, \bar{Q}_n lực cắt ngang mặt cắt.

Từ phương trình cân bằng mômen động lượng ta thu được các thành phần của lực cắt như sau:

$$\begin{aligned}
Q_n &= -EI_1 \frac{\partial(K - K_1)}{\lambda \partial s} - m_b - \chi M_n, \\
Q_b &= -EI_1(K - K_1)\chi + \left(C \frac{\partial \psi}{\lambda \partial s} + M_{1r} \right) + m_n \frac{\partial M_n}{\lambda \partial s}.
\end{aligned} \tag{1.25}$$

Chiếu (1.13) lên trục theo phương tiếp tuyến \bar{r} ta có

$$2\rho_1 I_1 \frac{\partial \omega_r}{\partial t} = \frac{c}{\lambda} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\partial \psi}{\partial s} \right) + m_r - KM_n + \frac{\partial M_{1r}}{\lambda \partial s}. \tag{1.26}$$

Sau khi biến đổi phương trình (1.26) ta có

$$2\rho_1 I_1 \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^s KN \lambda ds + \frac{d\omega_{r0}(t)}{dt} \right] = \frac{c}{\lambda} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\partial \psi}{\partial s} \right) + m_r - KM_n + \frac{\partial M_{1r}}{\lambda \partial s}. \tag{1.27}$$

Khi không có mômen xoắn ngoài $m_r = 0$ và các mômen xoắn ở các đầu cuối của ống thì $\frac{\partial \psi}{\partial s} = 0$ khi $s = 0$ và $\int_0^s \lambda ds = L$, $\omega_{r0} = 0$. Từ phương trình (1.27) ta có thể rút ra các trường hợp riêng như sau:

a) Xét trường hợp dừng, ở trạng thái không ứng suất trục ống là đường thẳng thì $\gamma \equiv 0$, $M_n = 0$, $M_{1r} = 0$, $\frac{\partial \psi}{\partial s} \equiv 0$

Như vậy tiếp sau đó đường ống sẽ không bị xoắn.

b) Cũng trường hợp dừng với trục ống uốn không phẳng, độ xoắn của ống nói chung sẽ được xác định từ phương trình

$$\frac{c}{\lambda} \frac{d}{ds} \left(\frac{d\varphi}{\lambda ds} \right) = KM_n - \frac{dM_{1r}}{\lambda ds}. \tag{1.28}$$

c) Nếu xét trường hợp không dừng, trục ống uốn phẳng hay kể cả trường hợp uốn phẳng ở trạng thái ứng suất thì $\gamma \equiv 0$, $M_n \equiv 0$, $M_{1r} \equiv 0$. do $N \equiv 0$ khi đó ta có bài toán để xác định ψ là

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{c}{2\rho_1 I_1} \frac{\partial}{\lambda \partial s} \left(\frac{\partial \psi}{\lambda \partial s} \right) = 0,$$

$$t = 0: \quad \psi \equiv 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0,$$

$$s = 0: \quad \frac{\partial \psi}{\partial s} = 0, \quad s = s_1, \quad \frac{\partial \psi}{\partial s} = 0. \tag{1.29}$$

ống không xoắn khi $t \leq 0$, do vậy $\psi \equiv 0$ (và $M_{1r} = 0$) khi $t > 0$

d) Nếu xét trường hợp uốn không gian không dừng, thậm chí ngay cả khi trục ống là đường thẳng ở trạng thái không ứng suất ($M_n \equiv 0$, $M_{1r} \equiv 0$) và ngay cả khi với điều kiện của (1.29) khi $t > 0$, ống bắt đầu xoắn ($\psi \neq 0$) vì $N \neq 0$.

Đối với lực căng dọc trục T do ứng suất đàn hồi liên quan với độ co dãn trục ống nên có mối liên hệ

$$T = Ef_1(\lambda - 1). \tag{1.30}$$

1.4. Phương trình xác định áp lực P và vận tốc W trong dòng chất lỏng chảy trong ống

Coi chất lỏng chảy trong ống có độ nén yếu, biểu thức xác định mật độ của nó được viết như sau

$$\rho_2 = \rho_{20} \left(1 + \frac{P - P_a}{K_\rho} \right). \quad (1.31)$$

Thành ống biến dạng chủ yếu theo chiều ngang, trong đó biến dạng ngang không phụ thuộc vào biến dạng dọc, khi đó diện tích mặt cắt ngang thành ống thay đổi phụ thuộc vào độ chênh áp giữa trong và ngoài thành ống

$$f_2 = f_{20} \left(1 + \frac{P - P_3}{K_\delta} \right), \quad K_\delta = \frac{E\delta_0}{2a_0}, \quad (1.32)$$

a_0 bán kính mặt cắt ngang thành ống có chất lỏng chảy qua,

ρ_{20} mật độ chất lỏng tương ứng với áp suất cho trước P_a ,

f_{20} diện tích mặt cắt ống có chất lỏng đi qua khi không có sự chênh áp,

P_3 áp lực ngoài của môi trường nước biển.

Từ phương trình (1.9) sau khi biến đổi ta thu được phương trình để xác định áp lực P

$$\frac{\partial P}{\partial t} + W \frac{\partial P}{\lambda \partial s} - \frac{K_a}{K_\delta} W \frac{\partial P_3}{\lambda \partial s} + \frac{K_a}{\lambda} \left(\frac{\partial \lambda}{\partial t} + \frac{\partial W}{\partial s} \right) = 0, \quad K_a = \left[\frac{1}{K_\rho} + \frac{1}{K_\delta} \right]^{-1}. \quad (1.33)$$

Lực tương tác $\bar{\varphi}$ có thể biểu diễn như sau $\bar{\varphi} = \bar{n}\varphi_n + \bar{b}\varphi_b + \bar{\tau}\varphi_\tau$,

Điều ta quan tâm là thành phần lực do ma sát thành ống gây ra φ_τ . Ở đây ta sử dụng công thức

$$\varphi_\tau = \frac{\epsilon_*}{8} \rho_2 W^2 2\pi - P \frac{\partial f_2}{\lambda \partial s}, \quad \zeta_* = \zeta_*(\text{Re}), \quad \text{Re} = \frac{2W a_2}{\nu}, \quad (1.34)$$

ζ_* hệ số ma sát

Chiếu (1.10) lên trục $\bar{\tau}$ ta thu được phương trình dùng để xác định vận tốc dòng chất lỏng chảy trong ống như sau

$$\rho_2 f_2 \left[\frac{\partial V_\tau}{\partial t} - AV_n - NV_b + W \left(\frac{\partial V_\tau}{\lambda \partial s} - KV_n \right) \right] = - \frac{\partial f_2 P}{\lambda \partial s} - \varphi_\tau + G_{2\tau}. \quad (1.35)$$

trong đó $G_{2\tau}$ là hình chiếu của \bar{G}_2 trên trục $\bar{\tau}$.

Như vậy các phương trình (1.11), (1.26), (1.33), và (1.35) đủ để xác định các ẩn X, Y, Z, ψ, P, W nếu như biết được ngoại lực \bar{q} .

2. XÁC ĐỊNH NGOẠI LỰC

Ở đây giả thiết rằng chất lỏng thuộc môi trường nước biển là chất lỏng lý tưởng, chuyển động không có xoáy (trường hợp có xoáy sẽ giới thiệu sau). Đường kính của ống dẫn nhỏ hơn nhiều lần độ dài của bước sóng mặt nước biển nên có thể sử dụng công thức tính lực thủy động của nước biển theo Morixon [6]. Biểu thức tính lực tổng quát được viết như sau:

$$\bar{q} = \bar{q}_{st} + \bar{q}_d,$$

$$\bar{q}_{st} = \left[-\rho_3 f_3 g \frac{\partial Z}{\partial s} + \rho_3 f_3 g (d_* - S) \frac{\partial^2 Z}{\partial s^2} \right] \bar{n},$$

$$\bar{q}_d = \bar{q}_{dn} \bar{n} + \bar{q}_{db} \bar{b},$$

(2.1)

$$\bar{q}_d(\bar{n}) = \left\{ -\rho_3 f_3 \left[\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} - \left(\frac{d}{dt} \right)_3 \bar{V}_3 \right] + \rho_3 f_3 \left(\frac{dV_3}{dt} \right)_3 + C_D a_3 \rho_3 |\bar{V} - \bar{v}| (\bar{V} - \bar{v}) \right\},$$

$$f_3 = f_1 + f_2,$$

$$q_r = 0.$$

\bar{V}_3 Vận tốc của dòng chảy nước biển bao gồm dòng do sóng gây ra, dòng thủy triều, ρ_3 mật độ nước biển, \bar{q}_{st} áp lực thủy tĩnh của cột nước biển.

Ở đây đã kể đến ảnh hưởng của độ cong bán kính đường trục ống đến đại lượng áp lực thủy tĩnh mà từ trước tới nay chưa được chú ý tới.

Qua tính toán cụ thể thấy rằng thành phần đó có ảnh hưởng lớn tới độ võng của phần treo đường ống trong nước biển.

Thành phần thứ nhất trong \bar{q}_d xuất hiện trong chuyển động không dừng do có sự tham gia của khối lượng nước kèm. Ở đây giả thiết rằng đường ống dưới biển dao động có độ dài lớn gấp nhiều lần đường kính và biên độ dao động cực đại cũng nhỏ hơn nhiều lần chiều dài của đường ống.

Trong trường hợp này đại lượng khối lượng nước kèm đối với trường hợp ống cứng chuyển động theo phương pháp tuyến của trục và ống dẫn dao động đàn hồi có cùng bán kính sai khác nhau với đại lượng khá nhỏ và có thể bỏ qua.

Trong trường hợp chung đại lượng khối lượng nước kèm phụ thuộc vào vị trí của đường ống nằm trong nước biển so với đáy biển cũng như so với mặt nước, nhưng thực nghiệm đã chứng minh được rằng khi đường ống ở cách mặt nước cũng như cách đáy biển một khoảng là $3D$ và lớn hơn thì hệ số khối lượng nước kèm có giá trị như trong trường hợp ở môi trường nước biển sâu vô hạn.

Bình thường đối với ống trụ tròn có thể lấy $C_m = 1$

Thành phần thứ hai trong ngoặc là thành phần lực cản, hệ số C_D là hệ số lực cản nói chung nó phụ thuộc vào nhiều yếu tố: độ nhám, trị số Re và được xác định từ thực nghiệm, bình thường có thể lấy $C_D = 1, 2$.

Thành phần thứ ba - do gia tốc riêng của nước biển tạo ra, gia tốc đó ảnh hưởng đến phân bố áp lực trên mặt ống, dẫn đến xuất hiện lực tương tự như lực Acimet.

Ký hiệu $\left(\frac{d}{dt}\right)_3$ được hiểu như sau:

$$\left(\frac{d}{dt}\right)_3 = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \cdot \bar{\nabla}$$

Cần chú ý rằng ở đây do đường ống có kích thước theo chiều ngang (đường kính nhỏ hơn nhiều lần độ dài bước sóng mặt biển) nên biểu thức tính lực thủy động của nước biển có thể tính theo công thức Morixon [6], và không cần phải tính đến lý thuyết sóng phản xạ.

KẾT LUẬN

Dựa trên cơ sở cơ học môi trường liên tục, lý thuyết thanh mảnh và cơ học chất lỏng, ở đây đã nhận được hệ phương trình tổng quát mô tả động lực học của ống dẫn dòng chất lỏng nằm trong môi trường nước biển, ứng dụng trong việc vận chuyển dầu khí.

Từ hệ phương trình thu nhận được nếu coi độ cứng của vật liệu ống dẫn bằng 0 ta được hệ phương trình mô tả động lực học của ống mềm và nếu cộng thêm điều kiện thu được hệ phương trình mô tả động lực học của dây neo trong nước biển.

Địa chỉ :
Viện Cơ Viện KHVN

Nhận ngày 19/7/1989

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Дж. Бетчелор. Введение в динамику жидкости. Мир 1973.
2. С. В. Виноградов. Расчет подземных трубопроводов на внешние нагрузки. Стройиздат. М. 1980.
3. Л. Д. Ландау, В. М. Лифшиц. Механика сплошной среды М. 1982.
4. В. Л. Николаи. Труды по механике. М. 1956.
5. В. А. Светлицкий . Механика трубопроводов и шлангов. М. 1982.
6. K. Subrata. Review of riser analysis techniques. Applied Ocean Research Vol. 4, No. 2, 1982.

РЕЗЮМЕ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ О ДИНАМИКЕ МОРСКОГО ТРУБОПРОВОДА

В работе, на основе теории механики сплошной среды и тонких стержней выписана общая система уравнений динамики морского трубопровода, учитывая воздействия потока текущей жидкости в трубопроводе и морской среды. Получены некоторые частные случаи из этой теории. В качестве конкретного примера в работе рассмотрены задачи малых колебаний вертикального трубопровода, содержащего текущую жидкость под действием потока морской среды и поверхностных волн, задача решена полуаналитическим методом.