Динаміка розвороту підводної буксированої системи

Олександр Безверхий[1], Вікторія Корнієнко[2]

Національний транспортний університет
вул. М. Омеляновича-Павленка 1, Київ, 01010
[1] o_bezver@ukr.net, orcid.org/0000-0002-0834-6335
[2] vf_kornienko@ukr.net, orcid.org/0000-0003-4763-8784

Отримано 24.05.2018, прийнято до публікації 13.09.2018
DOI: 10.26884/uwt1808.1101

Одним із важливих питань, які виникають при проведенні океанологічних досліджень, є визначення геометричних і силових характеристик буксированої системи при зміні курсу руху корабля-буксира [2, 5], так як ривки, які експериментально спостерігаються в буксированій системі при виникненні еволюцій, можуть призвести і призводять в деяких випадках до її руйнації чи відриву. Для прогнозування і оцінки динамічних зусиль, які виникають в буксированій системі, дослідимо основні особливості поведінки такої системи на основних елементах еволюції: поворот, розворот і циркуляція судна-буксира.

Розглянемо систему, яка буксирується з постійною швидкістю $V_б$. В момент часу $t_н$ буксир починає розворот по заданому закону і після виконання маневру продовжує буксирування з тією ж швидкістю $V_б$. Введемо нерухому прямокутну систему координат, початок якої пов'яжемо з точкою початку розвороту, вісь x_1 направимо в сторону розміщення буксированої системи, вісь x_2 – в напрямку вектора вільного падіння, x_3 – в сторону передбачуваного розвороту.

Виходячи з того, що переміщення конструкції можна подати за допомогою дискретного числа узагальнених координат, і використовуючи узагальнення принципу можливих переміщень на динамічні задачі [3], запишемо рівняння руху структури у формі рівнянь Лагранжа другого роду

$$\frac{d}{dt}\cdot\frac{\partial K}{\partial \dot{q}_j}-\frac{\partial K}{\partial q_j}=Q_j^з-Q_j^в,\ j=1,2,...,N. \quad (1)$$

В рівняннях (1):

$Q_j^з=\iiint\limits_V \vec{P}\frac{\partial \vec{R}}{\partial q_j}dV+\iint\limits_S \vec{F}\frac{\partial \vec{R}}{\partial q_j}dS$ – узагальнені зовнішні сили, $Q_j^в=\int\limits_L T\frac{\partial \varepsilon}{\partial q_j}ds$ – узагальнені внутрішні сили, $T=\iint\limits_F \sigma dF$ – сила натягу, $\varepsilon=\frac{ds-dl}{dl}=\left|\frac{\partial \vec{R}}{\partial l}\right|-1$ – відносне видовження.

Запишемо рівняння руху гнучкого елемента в нерухомої системі координат. Для цього дискретизуємо систему і за узагальнені координати виберемо просторові координати точок дискретизації. Тоді радіус-вектор гнучкого елемента між точками дискретизації запишемо у вигляді [1]

$$\vec{R}_i(l,t)=\sum_{k=1}^{3}x_k(l,t)\vec{e}_k, \quad l_i<l<l_{i+1}, \quad i=0,1,...,N-1, \quad (2)$$

що виражає зв'язок довжини осі гнучкого елемента і координат точок дискретизації $x_k(l_i,t)=x_{ki}(t)$, $i=0,1,...,N$.

Для матеріалів гнучких конструкцій залежність між натягом і деформацією, з урахуванням однобічності роботи, можна представити у вигляді

$$T=C_E\varepsilon H(\varepsilon), \qquad (3)$$

де C_E – коефіцієнт пружності, $H(\varepsilon)=0$ при $\varepsilon\le 0$ і $H(\varepsilon)=1$ при $\varepsilon>0$ – функція Хевісайда.

При взаємодії із зовнішнім середовищем на гнучкий елемент діють: сила поверхневого гідродинамічного опору, сила інерції приєднаної маси рідини, яка залучається в спільний рух, сила ваги гнучкого елемента і сила Архімеда [4]. Будемо вважати також, що в деяких r - точках задано кінематичні

$$\int_0^1\sum_{i=0}^{N-1}L_i\left\{m_i\ddot{\vec{R}}_i\frac{\partial\dot{\vec{R}}_i}{\partial\dot{x}_{kj}}-m_i\dot{\vec{R}}_i\frac{\partial\dot{\vec{R}}_i}{\partial x_{kj}}-\right.$$
$$-m_{ai}\left(\dot{\vec{V}}-\ddot{\vec{R}}_i\right)|\vec{\tau}_i|\frac{\partial\vec{R}_i}{\partial x_{kj}}+$$

крайові умови $\vec{R}^0_{r(i)}=\vec{R}^0_{r(i)}(t)$, внаслідок чого розмірність системи рівнянь зменшиться на r рівнянь з відповідними номерами. Таким чином, рівняння руху гнучкого елемента набудуть вигляду

$$+C_E(|\vec{\tau}_i|-1)H(|\vec{\tau}_i|-1)|\vec{\tau}_i|\frac{\partial}{\partial x_{kj}}(|\vec{\tau}_i|)+$$
$$+\left\{\ (\rho_c F_i|\vec{\tau}_i|-m_i)\vec{g}\right.$$
$$-\frac{C_{\tau i}}{|\vec{\tau}_i|}|\vec{\tau}_i|\left(\vec{V}-\dot{\vec{R}}_i\right)\vec{\tau}_i\left[\left(\vec{V}-\dot{\vec{R}}_i\right)\vec{\tau}_i\ \right]\frac{1}{|\vec{\tau}_i|^2}-$$
$$-\frac{C_{ni}}{|\vec{\tau}_i|}\left|\vec{\tau}_i\times\left(\vec{V}-\dot{\vec{R}}_i\right)\right|\left(\left(\vec{V}-\dot{\vec{R}}_i\right)|\vec{\tau}_i|^2-\vec{\tau}_i\left[\left(\vec{V}-\dot{\vec{R}}_i\right)\right]\vec{\tau}_i\right)\times$$
$$\left.\times\frac{1}{|\vec{\tau}_i|^2}\right\}\frac{\partial\vec{R}_i}{\partial x_{kj}}\left.\vphantom{\frac{1}{1}}\right\}d\xi=0, \qquad (4)$$

де $j=\overline{0,\ N}\mid r(i)$, $k=1,2,3$, $\vec{\tau}_i=\dfrac{\partial\vec{R}_i}{\partial l}$.

До цих рівнянь треба залучити початкові умови $\vec{R}_i(t=0)=\vec{R}_T$, $\dot{\vec{R}}_i(t=0)=\vec{V}_T$. За початкові умови візьмемо конфігурацію системи при сталому русі з швидкістю $V_б$, при цьому будемо вважати, що $t_н=0$.

Задамо закон розвороту точки P_0 для

$$\begin{cases}x_{10}=-R_p\sin\dfrac{V_бt}{R_p},\\ \dot{x}_{10}=-V_б\cos\dfrac{V_бt}{R_p},\\ \ddot{x}_{10}=\dfrac{V_б^2}{R_p}\sin\dfrac{V_бt}{R_p},\end{cases}\quad\begin{cases}x_{20}=0,\\ \dot{x}_{20}=0,\\ \ddot{x}_{20}=0,\end{cases}\quad\begin{cases}x_{30}=R_p\left(1-\cos\dfrac{V_бt}{R_p}\right),\\ \dot{x}_{30}=V_б\sin\dfrac{V_бt}{R_p},\\ \ddot{x}_{30}=\dfrac{V_б^2}{R_p}\cos\dfrac{V_бt}{R_p}.\end{cases}$$

$t_н<t<\dfrac{\pi R_p}{V_б}$ у вигляді

Це означає, що розворот виконується по дузі кола радіусом R_p із сталою швидкістю $V_б$. В момент часу $t_к$ переходимо на пряме буксирування, тоді для $t\ge t_к<\dfrac{\pi R_p}{V_б}$ закон руху точки P_0 буде

$$\begin{cases}x_{10}=V_б(t-t_к),\\ \dot{x}_{10}=V_б,\\ \ddot{x}_{10}=0,\end{cases}\quad\begin{cases}x_{20}=0,\\ \dot{x}_{20}=0,\\ \ddot{x}_{20}=0,\end{cases}\quad\begin{cases}x_{30}=2R_p,\\ \dot{x}_{30}=0,\\ \ddot{x}_{30}=0.\end{cases}$$

Розв'язок цієї задачі знаходимо чисельно, використовуючи методи сплайн-функцій і багатокрокові методи типу предиктор-коректор.

Проаналізуємо зміну натягу в кореневій точці P_0 при розвороті в залежності від радіуса розвороту. В розрахунках брались такі параметри системи: $L=200\,м$, $m_н=2{,}45\,кг/м$, $d_н=0{,}02\,м$, $E=10^9\,Н/м^2$, $k=1{,}2$, $k_f=0{,}02$, $\lambda_m=1$. Швидкість буксирування бралась $V_б=3$м/с .

При входженні в розворот спостерігається падіння натягу (Рис.1), причому тим більше, чим менший радіус розвороту. Але час до настання найменшого значення натягу один і той же, тобто він не залежить від радіусу розвороту. Далі натяг поступово зростає до величини натягу при прямолінійному сталому буксируванні.

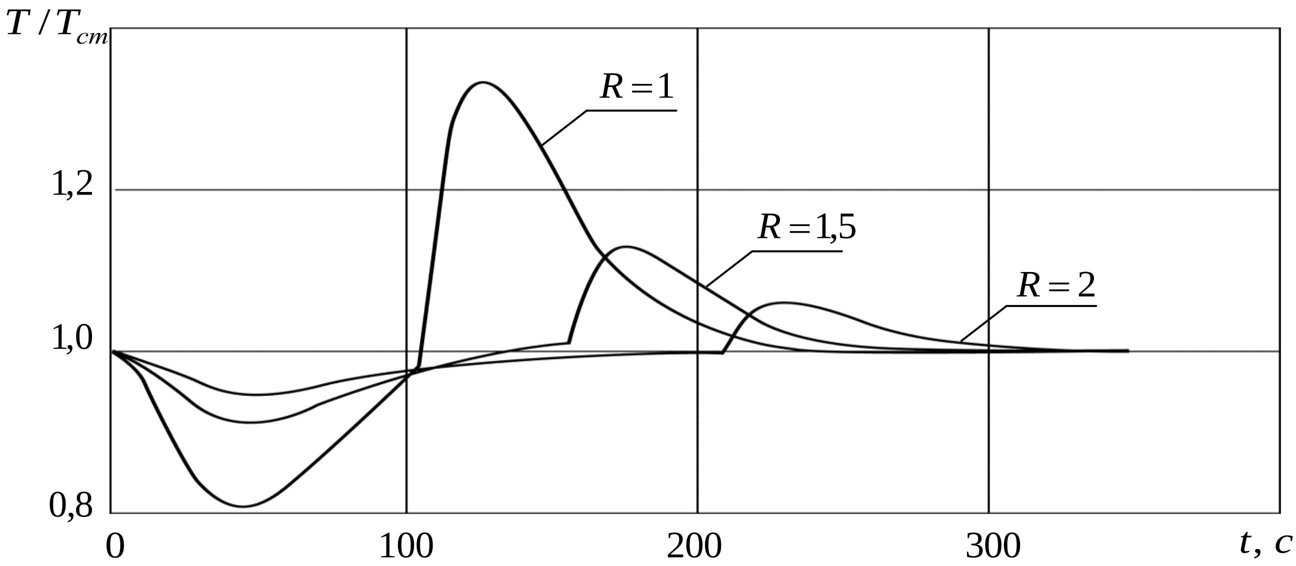

Рис.1. Діаграми натягу канату

В момент часу $t_к$ починається різкий ріст натягу, який тим більший, чим менший радіус розвороту. Причому, як і при падінні натягу, час до настання максимального значення практично не залежить від радіуса розвороту. Після досягнення найбільшого значення натяг поступово падає до величини натягу при сталому прямолінійному буксируванні. Кінематична поведінка системи більше залежить від радіуса розвороту, тому визначити закономірності, які були б характерні для досліджуваних радіусів розвороту важко.

Ключові слова: підводна буксирувана система, сила натягу, гідродинамічні сили.

ЛІТЕРАТУРА

1. **Безверхий О., 2015.** Динаміка підводних розгалужених тросових систем. Підводні технології, Вип.01, 50-58.
2. **Блинцов В.С., 1998.** Привязные подводные системы. Київ, Наук. думка, 230.
3. **Васидзу К., 1987**. Вариационные методы в теории упругости и пластичности. Москва, Мир, 542.
4. **Ньюмен Дж., 1985**. Морская гидродинамика. Ленінград, Судостроение, 367.
5. **Поддубный В.И., Шамарин Ю.Е., Черненко Д.А., Астахов Л.С., 1995.** Динамика подводных буксируемых систем. Санкт-Петербург, Судостроение, 200.