К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ ЗОНДИРОВАНИЯ С ДВИЖУЩЕГОСЯ НОСИТЕЛЯ

Н.В.Салтанов, П.Г.Авраменко, Н.С.Ефремова

Институт Гидромеханики Национальной Академии Наук Украины
252057,Киев, Желябова, 8/4

1.Введение. Во время обсуждения доклада авторов данной работы на предыдущем семинаре "Системы контроля окружающей среды" в 1998 году [1] обсуждался вопрос целесообразности включения в цикл зондирования с движущегося носителя стадии приближения вертикально развитой части системы "трос–зонд" к равновесному положению после стопорения лебедки. Это может иметь значение с точки зрения уменьшения нагрузки на трос у барабана лебедки при переходе от стадии погружения указанной системы к стадии ее выборки. Данная работа посвящена, в частности, указанному выше вопросу.

2. Определение времени приближения системы "трос–зонд" к равновесному положению после стопорения лебедки. В предположениях работы [1] после достижения зондом заданной глубины H вытравленная длина троса равна $L_H = H + U_0 t_H$, где t_H есть время достижения зондом глубины H, U_0 – скорость носителя. При этом одна часть троса длиной $U_0 t_H$ расположена вблизи горизонта, а другая его часть длиной H расположена вблизи вертикали. После стопорения лебедки вертикально развитая часть троса начнет приближаться к его равновесному положению. Для определения времени приближения вертикально развитой части троса к равновесному положению смоделируем ее жесткой системой "стержень–тело". Полагая, что в своей верхней части стержень закреплен шарнирно и выбирая в качестве обобщенной координаты угол β стержня с вертикалью, составим уравнение движения этой системы в форме уравнения Лагранжа второго рода [2]. В результате в пренебрежении инерционными слагаемыми будем иметь:

$$-(1+\frac{\gamma_w}{2})\sin\beta +$$

$$+\frac{\gamma_n}{2}\Big[(\bar{U}_0\cos\beta - \frac{1}{2}\frac{d\beta}{d\tau}) +$$

$$+\mu_f^n\sqrt{\bar{U}_0^2\sin\beta + (\bar{U}_0\cos\beta - \frac{1}{2}\frac{d\beta}{d\tau})^2}\,\Big]\times$$

$$\times(\bar{U}_0\cos\beta - \frac{2}{3}\frac{d\beta}{d\tau}) +$$

$$+\gamma_K^n(\bar{U}_0\cos\beta - \frac{d\beta}{d\tau})^2 = 0,$$

$$\tau = \frac{U_* t}{H}, \qquad \bar{U}_0 = \frac{U_0}{U_*},$$

$$\gamma_w = \frac{wH}{W_*}, \qquad \mu_f^n = \frac{\pi K_f}{K_n},$$

$$\gamma_n = \frac{K_n \rho d H U_*^2}{2W_*},$$

$$\gamma_K^n = \frac{K_*^n \rho D_* l_* U_*^2}{2W_*} \tag{1}$$

Здесь ρ – плотность воды, U_* – характерное значение скорости, W_* – вес в воде зонда, w, d, K_n и K_f – вес в воде единицы длины, диаметр и коэффициенты сопротивления формы и трения троса, K_*^n, D_* и l_* –коэффициент сопротивления формы, диаметр и длина зонда. Заметим, что при интегрировании по длине стержня, которое проводилось при получении уравнения Лагранжа второго рода, подкоренные выражения, содержащие текущую длину стержня, для упрощения выкладок были заменены их средними по длине стержня значениями. При $K_n = 1,2$ и $K_f = 0,003$ [2] имеем $\mu_f^n = 0,00785$. Пренебрегая тогда в (1) слагаемым, содержащим малый коэффициент μ_f^n, запишем

$$\bar{U}_0^2\cos^2\beta - \frac{7+24\varepsilon_K^n}{6+12\varepsilon_K^n}\bar{U}_0\cos\beta\frac{d\beta}{d\tau} +$$

$$+\frac{1+6\varepsilon_K^n}{3+6\varepsilon_K^n}(\frac{d\beta}{d\tau})^2 =$$

$$= \frac{2+\gamma_w}{\gamma_n+2\gamma_K^n}\sin\beta,$$

$$\varepsilon_K^n = (\gamma_K^n/\gamma_n) \tag{2}$$

Проведем, далее в (2) следующую замену коэффициента при произведении $<< \bar{U}_0\cos\beta(d\beta/d\tau) >>$:

$$\frac{7+24\varepsilon_K^n}{6+12\varepsilon_K^n} \to 2\sqrt{\frac{1+6\varepsilon_K^n}{3+6\varepsilon_K^n}} \tag{3}$$

Можно убедиться в том, что максимальная погрешность в величине указанного коэффициента при такой замене в интервале $0 \le \varepsilon_K^n \le \infty$ не превышает 3,5 %. Наконец, в правой части уравнения (2) функцию $\sin\beta$ заменим ее средним по диапазону изменения β значением

$$\sin\beta \to \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2}\sin\beta d\beta \equiv \frac{2}{\pi} \tag{4}$$

С учетом замен (3) и (4) уравнение (2) принимает вид

$$(\bar{U}_0 \cos\beta - \sqrt{\frac{1+6\varepsilon_K^n}{3+6\varepsilon_K^n}}\frac{d\beta}{d\tau})^2 = \frac{4+2\gamma_w}{\pi(\gamma_n+2\gamma_K^n)} \quad (5)$$

Решая соотношение (5) относительно$(d\tau/d\beta)$, приходим к табличному интегралу. Удовлетворим с помощью полученного выражения для τ условию

$$\tau = 0, \qquad \beta = 0 \quad (6)$$

В результате получим

$$\tau = \frac{\sqrt{1+6\varepsilon_K^n}}{U_0\sqrt{3+6\varepsilon_K^n}\sqrt{1-\tau_\beta^2}}\times$$

$$\times \ln\frac{\sqrt{1-\delta_\beta}+\sqrt{1+\delta_\beta}\operatorname{tg}\frac{\beta}{2}}{\sqrt{1-\delta_\beta}-\sqrt{1+\delta_\beta}\operatorname{tg}\frac{\beta}{2}},$$

$$\delta_\beta = \frac{1}{\bar{U}_0}\sqrt{\frac{4+2\gamma_w}{\pi(\gamma_n+2\gamma_K^n)}}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что равновесного положения $\beta = \beta_{eq}$ система "трос–зонд" достигает при $\tau \to \infty$, при этом

$$\operatorname{tg}\frac{\beta_{eq}}{2} = \sqrt{\frac{1-\delta_\beta}{1+\delta_\beta}} \quad \text{или} \quad \cos\beta_{eq} = \delta_\beta \quad (8)$$

Далее положим

$$w = \frac{1}{4}\varepsilon\pi d^2\rho g, \quad (9)$$

где ε – коэффициент, характеризующий плотность материала троса. И рассмотрим следующие значения размерных и безразмерных параметров [1], входящих в приведенные выше безразмерные параметры:
$U_* = 1$ (м/сек); $\rho = 10^3$(кг/м^3); $g = 9,8$(м/сек^2); $W_* = 100$ (н); $\varepsilon = 0,25$; 7; $D_* = 0,075$ (м); $l_* = 0,7$ (м); $K_n = 1,2$; $K_*^n = 1,2$; $U_0 = 5$; 7,5; 10 (м/сек); $H = 500, 1000, 1500$ (м);

$$d = 0,002; 0,003; 0,004(\text{м}) \quad (10)$$

Как оказалось, для значений параметров (10) максимальное значение величины δ_β оказалось близким к 0,11. Тогда с точностью до величины порядка δ_β^2 решение уравнения (8) имеет вид

$$\beta_{eq} = \frac{\pi}{2} - \delta_\beta \quad (11)$$

Наименьшее и наибольшее значения угла β_{eq} (в градусах) для значений параметров (10) таковы:

$$(\beta_{eq})_{\text{наим.}} = 83,5^\circ; \quad (\beta_{eq})_{\text{наиб.}} = 88,8^\circ.$$

Представляет интерес определить момент времени, когда система " вертикально развернутая часть троса– зонд" оказывается близкой к равновесному положению. Рассмотрение показало, что для заданных выше параметров (10) угол β отличается от равновесного на величины, составляющие 10 % и 5% его равновесного значения, соответственно, в следующие моменты времени

$$\tau \cong \frac{1,6}{\bar{U}_0} \quad \text{и} \quad \tau \cong \frac{2}{\bar{U}_0}. \quad (12)$$

Как следует из (12), для того, чтобы система "вертикально развитая часть троса–зонд" развернулась к равновесному положению от угла, составляющего 90% равновесного значения, до угла, составляющего 95% равновесного значения, необходимо время, составляющее примерно четвертую часть времени разворота указанной системы от вертикали ($\beta = 0$) до угла, составляющего 90% равновесного значения.

Анализ результатов расчета. На основе результатов расчетов, выполненных с использованием соотношений работы [1], а также полученных выше соотношений, проведен более полный по сравнению с [1] анализ кинематических и динамических характеристик системы зондирования с движущегося носителя. В частности, нагрузок в системе, времени и пути одного полного цикла зондирования и других. Проанализированы некоторые аспекты, связанные с созданием рассматриваемых систем.

Данная работа выполнена в рамках раздела 6 концепции [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Салтанов Н.В., Авраменко П.Г., Ефремова Н.С. Определение основных параметров системы зондирования с движущегося носителя // Системы контроля окружающей среды. Сб. научных трудов.– Севастополь, Морск.гидрофиз. ин–т НАН Украины, 1998. – С. 74–76.

2. Салтанов Н.В. Гибкие нити в потоках. – Киев: Наук. думка, 1984. – 200 с.

3. Концепция построения автоматизированной системы экологического контроля вод Украины. Под общей редакцией В.А. Гайского и В.Н. Еремеева. – Севастополь, Морск.гидрофиз.ин–т НАН Украины, 1997. – 232 с.