

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ БУРОВОЙ ШТАНГИ КАК ТОНКОСТЕННОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТРУБЫ ТИПА ОБОЛОЧКИ

Тулешов Ж.Ж., Бүрканова Қ. Ж.

tuleshov_jr@mail.ru.

.Н.Гумилева, механико-математического факультета, кафедра механика

Научный руководитель - профессор Кишауов К. С.

Оценивая устойчивость буровой штанги как устойчивость определенным образом нагруженного стержня, мы не учитываем, что имеем дело о тонкостенной пространственной конструкцией – оболочкой. А между тем это обстоятельство играет весьма существенную роль. Так, при бурении скважин применяются буровые штанги большого диаметра, которые представляют собой цилиндрические оболочки, подверженные в общем случае действию осевого сжатия, от силы подачи, внутреннего давления промывочной жидкости и кручения от силы резания. Причем эти нагрузки могут действовать отдельно, одновременно или же в различных сочетаниях. Поэтому исследование поведения буровой штанги как тонкостенной трубы (оболочки) имеет большое практическое значение.

В процессе работы на буровую штангу действуют различные по характеру и величине усилия, к которым относятся статические и динамические нагрузки.

Как известно, если пренебречь влиянием тангенциальных сил инерции и тангенциальных составляющих приведенной нагрузки, то задача о колебаниях круговой цилиндрической оболочки может быть сведена к одному “разрешающему” уравнению.

Тогда для сжато-скрученной буровой штанги с внутренним давлением приходим к уравнению [1]:

$$\frac{D}{h} \nabla^8 \omega + \frac{E}{R^2} \frac{\partial^4 \omega}{\partial x^4} + \frac{M_{кр}}{\pi R^2 h} \nabla^4 \frac{\partial^2 \omega}{\partial x \partial y} + \frac{P}{2\pi R h} \nabla^4 \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{qR}{h} \nabla^4 \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{mR^4}{h} \nabla^4 \frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

где ω – прогиб; D – цилиндрическая жесткость; E – модуль упругости материала; h и R – соответственно толщина и радиус давления оболочки; $M_{кр}$ – крутящий момент; P – сжимающая сила; q – внутреннее давление; m – масса оболочки.

В линейной теории оболочек для прогиба $\omega(x, y, t)$ обычно принимают выражение вида

$$\omega = f(t) \cos \frac{\pi x}{l} \cos \frac{n}{R} (y + \gamma x). \quad (2)$$

Выражение (2) можно переписать в виде $\omega = \omega_1 + \omega_2$,

где

$$\omega_1 = \frac{1}{2} f(t) \left(\cos \frac{ny}{R} \cos mx - \sin \frac{ny}{R} \sin mx \right); \quad (3)$$

$$\omega_2 = \frac{1}{2} f(t) \left(\cos \frac{ny}{R} \cos lx - \sin \frac{ny}{R} \sin lx \right); \quad (4)$$

причем

$$m = \frac{n\nu}{R} + \frac{\pi}{L}; \quad l = \frac{n\nu}{R} - \frac{\pi}{L}. \quad (5)$$

Подставляя $\omega = \omega_1 + \omega_2$ в уравнение (1), получим

$$\left\{ \ddot{f} + \left[\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 \frac{D}{mR^4} + \frac{hEm^4}{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 mR^6} - \frac{Rm^2}{2\pi R^5 m} - \frac{M_{kp} mn}{\pi R^7 m} - \frac{qn^2}{R^5 m} \right] f \right\} \omega_1 +$$

$$+ \left\{ \ddot{f} + \left[\left(l^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 \frac{D}{lR^4} + \frac{hEl^4}{\left(l^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 lR^6} - \frac{Rl^2}{2\pi R^5 l} - \frac{M_{kp} \ln}{\pi R^7 l} - \frac{qn^2}{R^5 l} \right] f \right\} \omega_2 = 0, \quad (6)$$

Приравнявая нулю коэффициенты при ω_1 и ω_2 , получаем два уравнения:

$$\ddot{f} + \omega^2 \left\{ 1 - \frac{Pm^2}{\left[\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 D + \frac{hEm^4}{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 R^2} \right] 2\pi R} - \frac{M_{kp} mn}{\left[\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 D + \frac{hEm^4}{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 R^2} \right] \pi R^3} - \frac{qn^2}{\left[\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 D + \frac{hEm^4}{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 R^2} \right] R} \right\} f = 0 \quad (7)$$

$$\ddot{f} + \omega^2 \left\{ 1 - \frac{Pl^2}{\left[\left(l^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 D + \frac{hEl^4}{\left(l^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 R^2} \right] 2\pi R} - \frac{M_{kp} \ln}{\left[\left(l^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 D + \frac{hEl^4}{\left(l^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 R^2} \right] \pi R^3} - \frac{qn^2}{\left[\left(l^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 D + \frac{hEl^4}{\left(l^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 R^2} \right] R} \right\} f = 0$$

(8)

Уравнения (7) и (8) должны давать одно и то же значение критических параметров.

Введем обозначения:

$$P_* = \frac{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 2\pi R D + \frac{2hEm^4}{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2}}{m^2}; \quad M_{kp*} = \frac{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 \pi R^3 D + \frac{hEm^4 \pi R}{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2}}{mn}$$

$$q_* = \left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2 DR + \frac{Eh}{\left(m^2 + \frac{n^2}{R^2} \right)^2};$$

С учетом последних, уравнение (7) может быть записано в виде

$$\ddot{f} + \omega^2 \left(1 - \frac{P}{P_*} - \frac{M_{кр}}{M_{кр*}} - \frac{q}{q_*} \right) = 0. \quad (9)$$

Принимая

$$P = P_0 + P_t \cos \theta;$$

$$M_{кр} = M_{кр0} + M_{крt} \cos \theta;$$

$$q = q_0 + q_t \cos \theta;$$

Из уравнения динамической устойчивости (7) получим уравнение параметрических возбуждаемых колебаний

$$\ddot{f} + \Omega^2 (1 - 2\mu \cos \theta) = 0, \quad (10)$$

где

$$\Omega = \omega^2 \left(1 - \frac{P_0 q_* M_{кр*} + q_0 P_* M_{кр*} + M_{кр0} P_* q_*}{P_* M_{кр*} q_*} \right);$$

$$\mu = \left(\frac{1}{2} - \frac{P_* q_t M_{кр*} + q_* P_t M_{кр*} + M_{крt} P_* q_*}{P_* M_{кр*} q_* - q_0 P_* M_{кр*} - P_0 q_* M_{кр*} - M_{кр0} P_* q_*} \right).$$

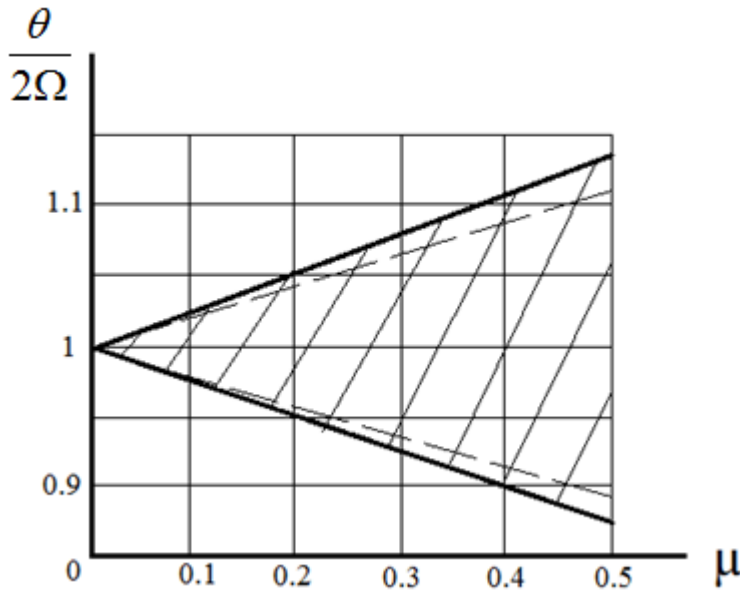


Рис.1. Первая зона неустойчивости

Таким образом, уравнение (10) ничем не отличается от соответствующего уравнения классической теории. Однако это сходство лишь внешнее. Коэффициент, входящий в(10), принципиально отличается от соответствующих коэффициентов уравнения классической теории. Здесь, в Ω^2 и μ входят продольные силы, давление крутящий момент. Эти отличия существенным образом изменяют также картину динамической устойчивости оболочек. В частности, как показывают расчеты, одновременный учет действий продольной силы, давления и крутящего момента приводит к расширению области неустойчивости оболочки (см. рис.1).

Список использованных источников

1. Болотин В.В. Динамическая устойчивость упругих систем – М.: Гостехиздат, 1956