

STUDYING OF LONGITUDINAL VIBRATIONS OF TRIPPING SYSTEM WHEN BRAKING OF THE DRILL STRING

A. Barayev, M. Zh. Zhumabayev, A. Baimisheva, A. S. Tulep

South Kazakhstan State Pedagogical Institute, Shymkent, Kazakhstan,
International Kazakh-Turkish University named after A. Yassavi, Turkestan, Kazakhstan

Key words: vibrations, draw-off, rising, braking, drill string.

Abstract. The nature of longitudinal vibrations of the tripping system, which leads to the solution of the task on the effects of inertial loading on free dipping elastic rod (string), elastic-connected to a stationary drum winches, is explored. The tasks have been resolved with Fourier method. Analytical solution is received, numerical calculations are done, graphs are constructed.

УДК 621. 81

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ СПУСКОПОДЪЕМНОЙ СИСТЕМЫ ПРИ ТОРМОЖЕНИИ БУРИЛЬНОЙ КОЛОННЫ

А. Бараев, М. Ж. Жумабаев, А. Баймишева, А. С. Тулеп

Южно-Казахстанский государственный педагогический институт, Шымкент, Казахстан,
Международный казахско-турецкий университет им. А. Ясави, Туркестан, Казахстан

Ключевое слова: колебания, спуск, подъем, торможение, бурильная колонна.

Аннотация. Исследуется характер продольных колебаний СПМ, приводящий к решению задачи о действии инерционной нагрузки на свободно опускающийся упругий стержень (колонны), упруго-соединенный с неподвижным барабаном лебедки. Методом Фурье были решены задачи. Получены аналитические решения и произведены численные расчеты, построены графики.

Спускоподъемный механизм (СПМ) представляет собой сложную систему с неоднородной жесткостью. Ее основные элементы (основание, вышка, талевого канат, колонна бурильных труб, тормозная система) обладают свойством к возбуждению упругих колебаний в переходных процессах. В момент включения тормозного устройства, снабженного движущимися массами, замедленная система совершает колебательное движение, вызванное распространением упругих волн в элементах СПМ. Величина действующих динамических нагрузок при этом существенно зависит от характера изменения тормозного усилия, а также от отношения времени нарастания этого усилия и основного периода колебания системы.

При определении динамических нагрузок учет всех конструктивных особенностей буровых установок представляет весьма сложную задачу, и поэтому для выяснения основного характера динамического нагружения обычно прибегают к определенной идеализации расчетной схемы с соответствующими допущениями. [1]. Исследования проводятся при следующей расчетной схеме [2]:

1. Бурильная колонна представляет собой упругий стержень, несущий как распределенные массы, так и сосредоточенные массы (центраторы).

2. При операциях спуска одна свеча колонны сначала до приложения тормозного усилия совершает движение под действием собственного веса.

3. Связь между концом и барабаном лебедки осуществляется через безинерционный упругий элемент, заменяющий талевую систему и канат[3].

В рамках принятой расчетной схемы рассмотрим задачу о действии инерционной нагрузки на свободно опускающийся упругий стержень (колонны), упруго-соединенный с неподвижным барабаном лебедки. Уравнения продольного движения сечения стержня и соответствующие граничные условия записываем в виде

$$E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \rho g \quad (1)$$

$$EF \frac{\partial u}{\partial x} = cu \quad \text{при } x=0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x=h \quad (2)$$

где $u(x, t)$ - перемещение сечения колонки вдоль оси OX , направленной вдоль оси колонки сверху вниз; E, ρ - модуль Юнга и плотность материала колонны, F и h - площадь поперечного сечения и длина колонны (свечи), c - приведенная жесткость упругого каната, t - время. Начальные условия нулевые.

Вводя безразмерные переменные τ, ξ и параметры по формулам:

$$\tau = \frac{at}{h}, \quad \xi = \frac{x}{h}, \quad \bar{u} = \frac{u}{h}, \quad a = \frac{\gamma h}{E}, \quad \beta = \frac{ch}{EF}$$

$$\left(a = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad \gamma = \rho g \right),$$

приведем уравнение (1) и граничные условия (2) к виду:

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \tau^2} = -a, \quad 0 \leq \xi \leq 1, \quad \tau \geq 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} = \beta \bar{u} \quad \text{при } \xi = 0, \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} = 0 \quad \text{при } \xi = 1 \quad (4)$$

Решение краевой задачи (3) для уравнения (4) получим методом Фурье [4]:

$$\bar{u} = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(\xi) T_n(\tau) \quad (5)$$

$$X_n(\xi) = \cos \lambda_n (1 - \xi).$$

собственные функции

λ_n - корни уравнение $ctg \lambda_n = \frac{\lambda_n}{\beta}$, функции $T_n(\tau)$ удовлетворяют уравнению:

$$T_n''(\tau) + \lambda_n^2 T_n(\tau) = \frac{4a \sin \lambda_n}{2\lambda_n + \sin 2\lambda_n} \quad (6)$$

Решая уравнения (6) при условиях $T(0)=0, T'(0)=0$ и поставив в (5), окончательно получаем:

$$\bar{u} = \bar{u}_1 = 4a \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \lambda_n \cos \lambda_n (1 - \xi)}{\lambda_n^2 (2\lambda_n + \sin 2\lambda_n)} (1 - \cos \lambda_n \tau) \quad (7)$$

Выражение (7) представляет собой разложение решение неоднородного волнового уравнения (3) по стоячим волнам. При малых значениях времени решение (3) можно получить в аналитической форме, удобной для анализа; используя при этом метод Даламбера [4]. Вводим новую функцию по формуле

$$u_0(\xi, \tau) = \bar{u}(\xi, \tau) - a \frac{\tau^2}{2}$$

где $u_0(\xi, x)$ удовлетворяет однородному волновому уравнению:

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 u_0}{\partial \xi^2} = 0$$

и неоднородным граничным условиям:

$$\frac{\partial u_0}{\partial \xi} = \beta[u_0(0, \tau) + a\frac{\tau^2}{2}] \quad \text{при } \xi = 0, \quad \frac{\partial u_0}{\partial \xi} = 0 \quad \text{при } \xi = 1. \quad (8)$$

Решение представленного волнового уравнения, удовлетворявшего граничным условиям (8), представим в виде:

$$u_0 = f(\tau - \xi) + f(\tau + \xi - 2) \quad \text{при } 0 \leq \tau \leq 2 \quad (9)$$

$f(z)$ финитная функция ($f(z)=0$ при $z \leq 0$), определяемая из условий (8):

$$f(z) = C_0(\pm e^{-\beta z}) + A_0 z^2 + B_0 z, \quad (C_0 = -\frac{B_0}{\beta}, B_0 = -\frac{2A_0}{\beta}, A_0 = -\frac{a}{2}).$$

Как видно из (9), второе условие из (8) тождественно выполняется.

Пусть момент времени $t = t_0 (\tau = T)$ начинает процесс торможения барабана лебедки по закону $u_T = u_T(\tau)$

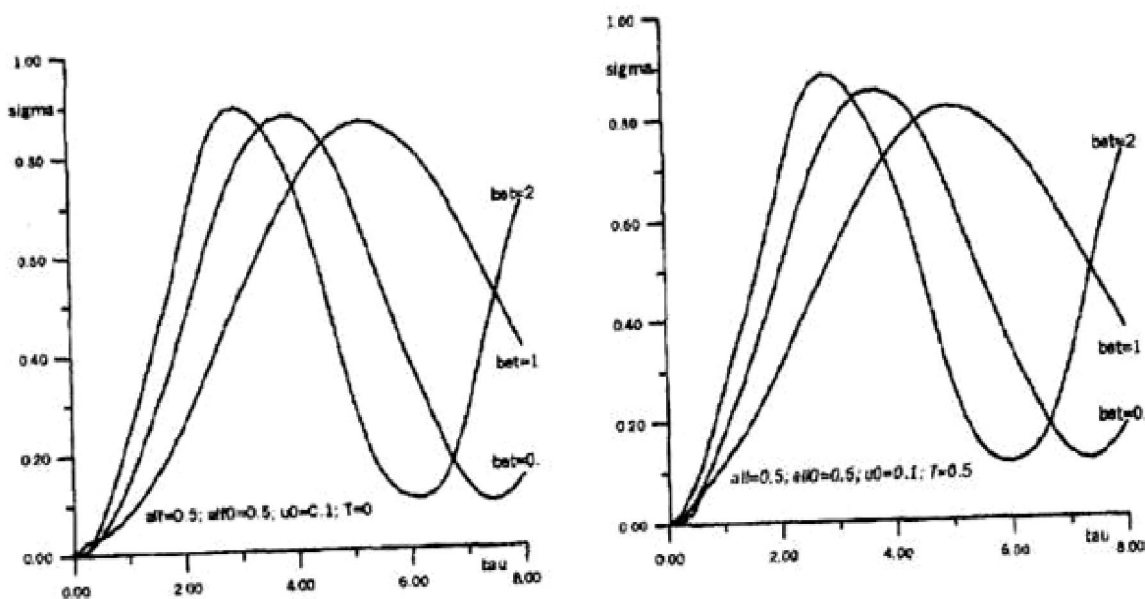
$$(\tau_1 = \tau - T, \quad u_0 = e^{-0.5n} u_T(\eta)).$$

Расчеты были проведены в случае движения лебедки по закону

$$u_T = \frac{u_0}{a_0} [a_0(\tau - T) - 1 - e^{-a_0(\tau - T)}] \quad \text{при } \tau \geq T$$

предельная скорость торможения лебедки, a_0 - параметр, характеризующий темп падения скорости. На рисунке 1, 2 представлен график зависимости величины $S = \frac{E}{\gamma h} \frac{\partial u}{\partial x}$ от $x = t_{au}$

при $v=0, \bar{u}_0 = u_0 = 0.1, a_0 = 0.5, a = 0.5, \xi = 0$ и различных значениях параметров. Из анализа кривых следует, что закон изменения усилия в сечении сопряжения носит колебательный характер и с ростом параметра β значение этого усилия более заметно при $T = 2$.



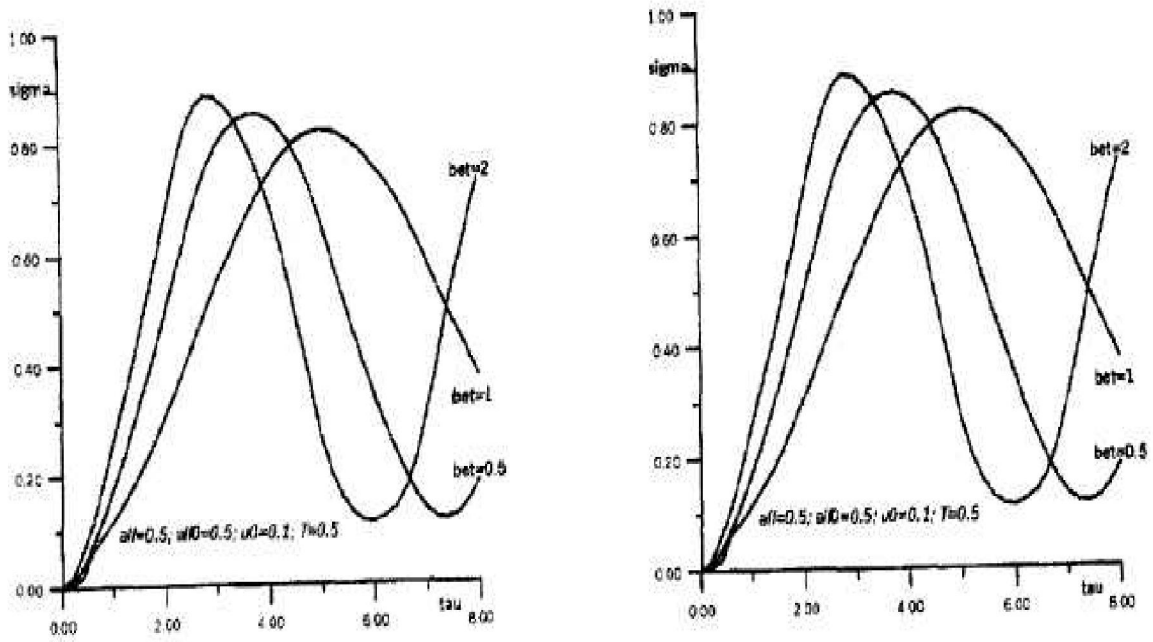


Рисунок 1 – Изменение функции $S = \frac{E}{h} \frac{\partial u}{\partial x}$ от времени при различных параметрах

При спуске бурильного инструмента на большие глубины напряжение в верхней части колонны, возникающее под действием ее собственного веса, могут превосходить пределы пропорциональности. При этом зависимость между напряжением и деформации до момента спуска определим по схеме Прандтля:

$$\sigma_0 = \sigma_{10} = E_1 \frac{\partial u_{10}}{\partial x} + (E - E_1)\varepsilon_s \quad \text{при} \quad 0 < x < x_s,$$

$$\sigma_0 = \sigma_{20} = E \frac{\partial u_{20}}{\partial x} \quad \text{при} \quad x_s < x < h$$

$\rho = \frac{\gamma}{g} = \frac{q}{gF}$ - плотность; γ - удельный вес материала колонны бурильных труб; $\varepsilon_s = \sigma_s / E$,

σ_s - предел пропорциональности материала труб; N_1 - максимальное значение приведенного тормозного усилия; x_s - граница между зонами пластических и упругих деформаций; E - модуль упругости; E_1 - модуль упрочнения;

Перемещения $u_{i0}(x)$ удовлетворяют уравнениям

$$E_1 \frac{d^2 u_{10}}{dx^2} = -\gamma \quad \text{при} \quad 0 < x < x_s, \quad E \frac{d^2 u_{20}}{dx^2} = -\gamma \quad \text{при} \quad x_s < x < h$$

и граничным условиям

$$E_1 F \frac{du_{10}}{dx} = cu_{10} - F(E - E_1)\varepsilon_s, \quad \text{при} \quad x = 0,$$

$$u_{10} = u_{20}, \quad E_1 \frac{du_{10}}{dx} = E \frac{du_{20}}{dx} \quad \text{при} \quad x = x_s$$

$$\frac{du_{20}}{dx} = 0 \quad \text{при} \quad x = h$$

При этом выражения u_{i0} имеют вид

$$u_{10} = -\frac{\gamma}{2E_1}x^2 + C_1x + C_2, \quad u_{20} = -\frac{\gamma}{2E}(x-h)^2 + C_3,$$

где

$$C_1 = \frac{\gamma}{E_1}\left[x_s - \frac{E_1}{E}(x_s - h)\right], \quad C_2 = \frac{E_1F}{c} + \frac{(E - E_1)\varepsilon_s F}{c}, \quad C_3 = \frac{\gamma}{2E}\left[(x_s - h)^2 - \frac{E_1}{E}x_s^2\right] + C_1x_s + C_2$$

Из условия $\sigma_{10} = \sigma_{20} = \sigma_s$ находим величину x_s

$$x_s = h - \frac{E}{\gamma}\varepsilon_s$$

Для исследования колебательного процесса используем уравнения и соответствующие граничные и начальные условия

$$E_1S \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} = \rho S \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - \gamma S \quad \text{при} \quad 0 < x < x_s, \quad (10)$$

$$ES \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} = \rho S \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} - \gamma S \quad \text{при} \quad x_s < x < h \quad (11)$$

$$E_1F \frac{\partial u_1}{\partial x} = c(u_1 - u_0) - F(E - E_1)\varepsilon_s \quad \text{при} \quad x = 0 \quad (12)$$

$$u_1 = u_2, \quad E_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} = E \frac{\partial u_2}{\partial x} \quad \text{при} \quad x = x_s \quad (13)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} = 0 \quad \text{при} \quad x = h \quad (14)$$

$$u_{-i1} = u_{i0}(x), \quad \frac{\partial u_i}{\partial t} = 0 \quad \text{при} \quad t = 0 \quad (15)$$

В первом приближении граница между пластической и упругой зоны деформирования считаем равной x_s и решения краевой задачи (12)-(15) для уравнений (10) и (11) представим в виде сумм $u_i = u_{i\delta}(x, t) + u_{i0}(x) + u_0$ ($i = 1, 2$), где динамические составляющие перемещений удовлетворяют волновым уравнениям,

соответствующим граничным и начальным условиям

$$E_1S \frac{\partial^2 u_{1\delta}}{\partial x^2} = \rho S \frac{\partial^2 u_{1\delta}}{\partial t^2} + \rho S \ddot{u}_0 \quad \text{при} \quad 0 < x < x_s, \quad (16)$$

$$ES \frac{\partial^2 u_{2\delta}}{\partial x^2} = \rho S \frac{\partial^2 u_{2\delta}}{\partial t^2} + \rho S \ddot{u}_0 \quad \text{при} \quad x_s < x < h \quad (17)$$

$$E_1F \frac{\partial u_1}{\partial x} = cu_{1\delta} \quad \text{при} \quad x = 0 \quad (18)$$

$$u_{1\delta} = u_{2\delta}, \quad E_1 \frac{\partial u_{1\delta}}{\partial x} = E \frac{\partial u_{2\delta}}{\partial x} \quad \text{при} \quad x = x_s \quad (19)$$

$$\frac{\partial u_{2\delta}}{\partial x} = 0 \quad \text{при} \quad x = h \quad (20)$$

$$u_{i\delta} = 0 \quad \frac{\partial u_{i\delta}}{\partial t} = 0 \quad \text{при} \quad t = 0 \quad (21)$$

Решение уравнений (16) - (17) с граничными условиями (19)-(20) и нулевыми начальными условиями (21) можно получить методом Фурье [4].

$$u_{i\delta} = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(x) T_n(t),$$

где φ_{n_i} - собственные функции

$$\varphi_{n1} = \left(\frac{E_1 F}{c} \frac{\lambda_n}{a_1} \cos \frac{\lambda_n}{a_1} x + \sin \frac{\lambda_n}{a_1} x \right) \cos \frac{\lambda_n}{a} (h - x_s) \quad \text{при } 0 < x < x_s,$$

$$\varphi_{n2} = \left(\frac{E_1 F}{c} \frac{\lambda_n}{a_1} \cos \frac{\lambda_n}{a_1} x_s + \sin \frac{\lambda_n}{a_1} x_s \right) \cos \frac{\lambda_n}{a} (h - x) \quad \text{при } x_s < x < h,$$

$$T_n = \frac{1}{\lambda_n} \int_0^t \ddot{u}_0 \sin \lambda_n (t - \tau) d\tau, \quad a_1 = \sqrt{E_1 / \rho}$$

λ_n собственные числа, определяемые из уравнения

$$\frac{a}{a_1} \sin \frac{\lambda_n}{a} \left(\frac{E_1 F}{c} \frac{\lambda_n}{a_1} \cos \frac{\lambda_n}{a_1} x_s + \sin \frac{\lambda_n}{a_1} x_s \right) - \cos \frac{\lambda_n}{a} (h - x_s) \left(\frac{E_1 F}{c} \frac{\lambda_n}{a_1} \sin \frac{\lambda_n}{a_1} x_s - \cos \frac{\lambda_n}{a_1} x_s \right) = 0$$

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Юртаев В.Г. Динамика буровых установок. – М.: Недра, 1987.
 [2] Марданов Б.М., Бараев А., Ахметов Н.М. Прикладные задачи механики бурения нефтегазовых скважин. – Шымкент: Изд-во «Өлем», 2013. – 172 с.
 [3] Бараев А. Махатова В.Е. Динамика гибких связей и стержневых систем с переменными характеристиками. – Атырау, 2001. – 126 с.
 [4] Будак Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н. Сборник задач по математической физики. – М., 1956.

REFERENCES

- [1] Jurtaev V.G. Dinamika burovyyh ustanovok. M.: Nedra, 1987.
 [2] Mardanov B.M., Baraev A., Ahmetov N.M. Prikladnyye zadachi mehaniki bureniya neftegazovykh skvazhin. Shymkent: Izd-vo «Өlem», 2013. 172 s.
 [3] Baraev A. Mahatova V.E. Dinamika gibkikh svyazey i sterzhnevyyh sistem s peremennymi harakteristikami. Atyrau, 2001. 126.s
 [4] Budak B.M., Samarskiy A.A., Tihonov A.N. Sbornik zadach po matematicheskoy fiziki. M., 1956.

БҰРҒЫЛАУ САПТАРДА ТҮСПКӨТЕРІЛУ ЖҮЙЕНІҢ ТОҚТАТЫЛҒАНДА ТЕРБЕЛІСІН ЗЕРТТЕУ

А. Бараев, М. Ж. Жұмабаев, А. Баймишева, А. С. Төлеп

Оңтүстік Қазақстан мемлекеттік педагогикалық институт, Шымкент, Қазақстан,
 А. Ясауи атындағы Халықаралық қазақ-түрік университеті, Түркістан, Қазақстан

Тірек сөздер: тербеліс, түсі, көтерілу, тоқтау, бұрғалау саптар.

Аннотация. Фурье әдісімен шешіліп тербелістердің мінездемесі зерттелген.

Поступила 23.10.2014 г.