Горные стационарные установки и машины.
Записки Ленинградского горного института. Л. 1988. Т.117

УДК 534.0:622.24.063.6

ДИНАМИКА ШАРОШЕЧНОГО ПРИВОДА БУРОВОЙ КОЛОННЫ

Р.Ф.НАГАЕВ, Р.И.ШКАДОВ

Долота шарошечного типа в настоящее время весьма распространены в буровых колонках и станках геолого-разведочного и горного назначения [2, 4]. Используются они также и в целях измельчения в процессе переработки руды. Отдельная шарошка представляет собой коническое твердое тело, внешняя поверхность которого снабжена выступами или бороздками и перекатывается по слою измельчаемой ею горной породы или руды. Шарошки расположены симметрично вокруг вертикальной вращающейся оси долота и вращаются вокруг жестко связанных с долотом осей.

В настоящей работе получены дифференциальные уравнения вращения шарошечного привода, а также выражения для всех реактивных усилий в его элементах. При этом учитываются как моменты сил сопротивления перекатыванию шарошек по слою материала, так и моменты сил трения в осях шарошек. Подробно изучен стационарный режим равномерного вращения оси долота. Получено уравнение баланса мощности, а также условия, обеспечивающие отсутствие заклинивания в осях шарошек и проскальзывания относительно слоя материала.

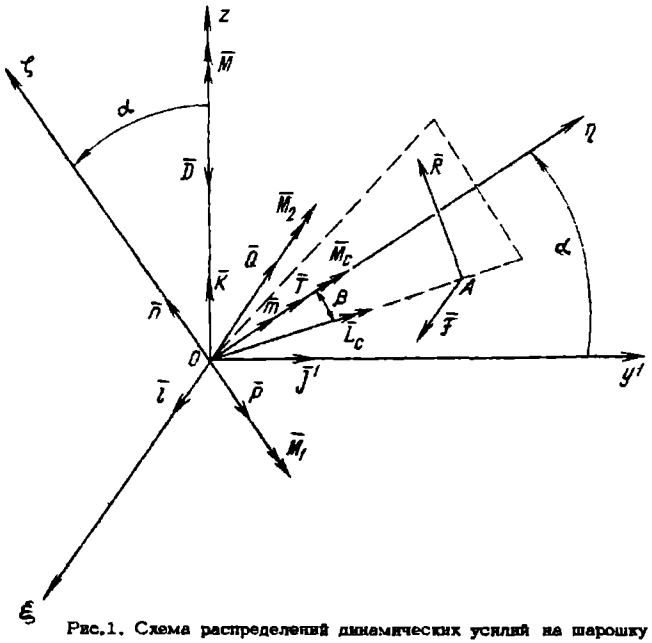


Рис.1. Схема распределений динамических усилий на шарошку

В предшествующих работах были изучены вопросы статической и динамической устойчивости бурового става в скважине, а также динамики вращательно-подающих систем [4].

Рассмотрим кинематические и динамические характеристики движения шарошки. Пусть $Oxyz$ - неподвижная система координат (рис.I).

Ось $O\zeta$ направлена вертикально вверх вдоль оси долота, а точка O находится на пересечении осей шарошек. Угол наклона оси шарошки к горизонту обозначим через α, а угол между осью и образующей шарошки - через β. Введем угловую координату оси долота $\varphi = O\widehat{x, O\xi}$ и угол ψ собственного вращения шарошки. Далее введем подвижную систему координат $O\xi\eta\zeta$ с ортами $\bar{\ell}$, $\bar{m}$, $\bar{n}$, вращающуюся вокруг вертикальной оси $O\zeta$ с угловой скоростью $\dot{\varphi}$. При этом ось $O\eta$ является продольной осью одной из шарошек, а ось $O\xi$ находится в горизонтальной плоскости (рис.I).

Вектор абсолютной угловой скорости шарошки определяется формулой

$$\bar{\omega} = \dot{\varphi}\,\bar{k} + \dot{\psi}\,\bar{m}$$

или в проекциях на оси вращающейся системы координат

$$\bar{\omega} = (\dot{\psi} + \dot{\varphi}\sin\alpha)\,\bar{m} + \dot{\varphi}\cos\alpha\,\bar{n}. \qquad (I)$$

В рабочем режиме шарошка катится по слою материала без скольжения. Поэтому между угловыми скоростями прецессии и собственного вращения шарошки имеется следующая связь:

$$\dot{\psi} = -\frac{\cos(\beta-\gamma)}{\sin\beta}\,\dot{\varphi}$$

Формулу (I) для абсолютной угловой скорости шарошки можно переписать:

$$\bar{\omega} = -\frac{\dot{\varphi}\cos\alpha}{\sin\beta}\,(\bar{m}\cos\beta - \bar{n}\sin\beta).$$

Пусть центр масс C шарошки находится на расстоянии c от точки Тогда для скорости и ускорения центра масс получим выражения:

$$\bar{v}_c = -c\,\dot{\varphi}\cos\alpha\,\bar{\ell};$$

$$\bar{W}_c = -c\cos\alpha\left[\ddot{\varphi}\,\bar{\ell} + \dot{\varphi}^2(\cos\alpha\,\bar{m} - \sin\alpha\,\bar{n})\right].$$

Поскольку ось $O\eta$ является осью симметрии шарошки, оси $O\xi, O\eta, O\zeta$ будут ее главными осями инерции, несмотря на то, что они ней жестко не связаны. Более того, экваториальные моменты инерции шарошки J_ξ J_ζ оказываются не зависящими от времени и равными друг другу. Поэтому кинетический момент шарошки относительно центра O будет

$$\bar{\ell}_0 = \dot{\varphi}\cos\alpha(-J_\eta\,\mathrm{ctg}\,\beta\,\bar{m} + J_\xi$$

На выделенную шарошку со стороны вращающегося привода действуют следующие усилия: реактивная сила, приложенная в точке O, которая заранее не известна ни по модулю, ни по направлению, раскладываем ее на три составляющие по осям подвижной системы координат $\bar{P} = -P\bar{n}$, $\bar{Q} = -Q\bar{\ell}$, $\bar{T}$ $T\bar{m}$; реактивный момент, ориентированный в плоскости, перпендикулярной оси шарошки и поэтому имеющий только две составляющие $\bar{M}_1 = -M_1\,\bar{n}$, $\bar{M}_2 = -M_2\,\bar{\ell}$.

Систему сил, действующих со стороны материала на шарошку, будем приводить к некоторой точке A. Эти силы перпендикулярны контактной образующей шарошки. Введем предположение о линейном характере изменения составляющих контактных сил, направленных горизонтально и перпендикулярных образующей, но расположенных в вертикальной плоскости $\eta O\zeta$. При этом положим, что в точке O эти силы обращаются в нуль. Такое допущение вполне естественно, поскольку ширина площадки контакта с материалом по мере удаления от вершины конуса возрастает по линейному закону.

Обе распределенные совокупности контактных сил могут быть сведены к равнодействующим $\bar{F}$ и $\bar{R}$, которые приложены в точке A, удаленной от вершины конуса на две трети длины образующей. Обозначим $OA = a$. Эти равнодействующие можно представить так:

$$\bar{R} = R(\bar{m}\sin\beta + \bar{n}\cos\beta), \quad \bar{F} = F\bar{\ell}.$$

Нормальную составляющую $\bar{R}$ естественно отождествить с дробящей силой, в то время как касательная составляющая $\bar{F}$ способствует истиранию материала.

На шарошку действуют также моменты, имеющие фрикционный смысл. К ним относится момент сопротивления $\bar{L}_c$ перекатыванию шарошки по слою материала и момент $\bar{M}_c$ сил трения в оси шарошки. Момент $\bar{L}_c$ в соответствии с законом сухого трения [3] по модулю пропорционален дробящей силе $\bar{R}$ и направлен в сторону, противоположную вектору абсолютной угловой скорости $\bar{\omega}$. Поэтому

$$\bar{L}_c = -f_1 a R \sin\beta \frac{\bar{\omega}}{\omega} = f_1 a R \sigma \sin\beta(\bar{m}\cos\beta - \bar{n}\sin\beta),$$

где $\sigma = \operatorname{sign}\dot{\varphi}$; f_1 – эффективный коэффициент трения качения, который приведен к радиусу поперечного сечения шарошки, проведенному через точку A.

Момент $\bar{M}_c$ ориентирован вдоль оси шарошки. Величина этого момента пропорциональна модулю нормальной реакции в оси шарошки, которая равна $\sqrt{P^2+Q^2}$. Таким образом,

$$\bar{M}_c = f_2 \rho \sqrt{P^2+Q^2}\,\sigma\bar{m},$$

где эффективный коэффициент трения f_2 в оси приведен к радиусу ρ подшипника.

Весом шарошки будем пренебрегать, так как величины сил $\bar{P}, \bar{Q}, \bar{T}$ обычно значительно больше.

На вращающийся привод долота действуют направленные по оси Oz активные усилия: вращающий момент $\bar{M}$, приведенный к оси долота, и давление $\bar{D}$, определяемые по формулам $\bar{M} = M\bar{k}$, $\bar{D} = -D\bar{k}$. Кроме того, при динамическом описании привода следует учитывать, что со стороны произвольной шарошки на него действуют усилия $\bar{P}'$, $\bar{Q}'$, $\bar{T}'$, $\bar{M}_1'$, $\bar{M}_2'$, $\bar{M}_c'$ противоположные по направлению ранее введенным усилиям $\bar{P}$, $\bar{Q}$, $\bar{T}$, $\bar{M}_1$, $\bar{M}_2$, $\bar{M}_c$.

Динамические соотношения, характеризующие вращение привода вокруг неподвижной оси Oz, запишем в проекциях на оси вращающейся с угловой скоростью $\dot{\varphi}$ системы координат $O\xi y'z$. На рис.1 показаны внешние активные усилия $\bar{M}$ и $\bar{D}$, действующие на привод, а также усилия со стороны слоя материала и привода, приложенные к выделенной шарошке.

Дифференциальное уравнение вращения привода имеет вид

$$I\ddot{\varphi} = M + sM_1\cos\alpha - sf_2\rho\sigma\sqrt{P^2+Q^2}\sin\alpha \qquad (2)$$

где I - момент инерции привода вместе с трансмиссией и ротором двигателя, приведенный к оси долота; s - общее число шарошек.

Учтено, что все шарошки движутся одинаково и распределены симметрично относительно оси Oz. Поэтому реактивные силы и моменты в проекциях на оси Oy' и $O\xi$ уравновешивают друг друга, а уравнение баланса проекций всех сил на вертикаль имеет вид

$$D = s(P\cos\alpha - T\sin\alpha) \qquad (3)$$

Уравнения движения произвольно выделенной шарошки составим, используя теоремы о движении центра масс и о кинетическом моменте системы относительно неподвижного центра. Применение первой теоремы приводит к равенству

$$m\bar{w}_c = \bar{R} + \bar{F} + \bar{P} + \bar{Q} + \bar{T}$$

где m - масса шарошки.

В проекциях на оси системы координат $O\xi\eta\zeta$ получим

$$\begin{aligned} -mc\ddot{\varphi}\cos\alpha &= F - Q \\ -mc\dot{\varphi}^2\cos^2\alpha &= R\sin\beta + T \\ mc\dot{\varphi}^2\sin\alpha\cos\alpha &= R\cos\beta - P \end{aligned} \qquad (4)$$

По второй теореме можно написать

$$\frac{d\bar{\ell}_0}{dt} = \bar{M}_1 + \bar{M}_2 + \bar{M}_c + \bar{r}_A\times(\bar{F}+\bar{R}) + \bar{L}_c .$$

В проекциях на те же оси будем иметь

$$\begin{aligned} &(J_\xi\sin\alpha + J_\eta\cos\alpha\,ctg\beta)\dot{\varphi}^2\cos\alpha = -M_2 + aR \\ &-J_\eta\cos\alpha\,ctg\beta\ddot{\varphi} = f_2\rho\sigma\sqrt{P^2+Q^2} - aF\sin\beta + f_1 aR\sigma\sin\beta\cos\beta; \\ &J_\xi\ddot{\varphi}\cos\alpha = -M_1 - aF\cos\beta - f_1 aR\sigma\sin^2\beta \end{aligned} \qquad (5)$$

При выводе уравнений (5) использовались известные правила дифференцирования вращающихся ортов. Соотношения (2)-(5) представляют собой систему восьми уравнений с восемью неизвестными $\varphi, P, Q, T, R, F, M_1, M_2$.

После несложных преобразований получаем

$$R=\frac{D}{s\cos(\alpha-\beta)}$$

$$P=\frac{D\cos\beta}{s\cos(\alpha-\beta)}-mc\,\dot{\varphi}^2\sin\alpha\cos\alpha;$$

$$T=-\frac{D\sin\beta}{s\cos(\alpha-\beta)}-mc\,\dot{\varphi}^2\cos^2\alpha;$$

$$M_2=-\frac{aD}{s\cos(\alpha-\beta)}-\left(J_\xi\sin\alpha\sin\beta+J_\eta\cos\alpha\cos\beta\right)\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}\dot{\varphi}^2;$$

$$F=\frac{1}{a\cos(\alpha-\beta)}\left\{\frac{M}{s}\left[\frac{I}{s}+\left(J_\xi\cos\alpha\sin\beta-J_\eta\sin\alpha\cos\beta\right)\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}\right]\ddot{\varphi}+\right.$$

$$\left.+\frac{D}{s}f_1 a\sigma\sin\beta\,tg(\alpha-\beta)\right\}.$$

Реактивные усилия Q и M_1 можно найти из первого уравнения (4) и третьего уравнения (5).

Рассмотрим стационарный режим движения системы. Пусть привод долота вращается равномерно в положительном направлении с угловой скоростью Ω: $\varphi = \Omega t + const$. Тогда реактивные силы, действующие на произвольную шарошку, определяются по формулам:

$$P=\frac{D\cos\beta}{s\cos(\alpha-\beta)}-mc\,\Omega^2\sin\alpha\cos\alpha;$$

$$T=-\frac{D\sin\beta}{s\cos(\alpha-\beta)}-mc\,\Omega^2\cos^2\alpha; \qquad (6)$$

$$F=Q=\frac{1}{a\,s\cos(\alpha-\beta)}\left[M+Df_1 a\sin\beta\,tg(\alpha-\beta)\right].$$

Здесь учтено, что $\sigma = sign\,\dot{\varphi} = 1$. Кроме того, получим уравнение баланса мощности

$$M=f_1\frac{aD\cos\alpha}{\cos(\alpha-\beta)}+\frac{f_2\rho}{\sin\beta}\left\{D^2\cos^2\beta+\frac{1}{a^2}\left[M+Df_1 a\sin\beta\,tg(\alpha-\beta)\right]^2\right\}^{1/2} \qquad (7)$$

В выражении (7) при подстановке P опущено второе слагаемое, порожденное действием центробежных сил и обычно незначительное.

Положим, что буровая колонка приводится от двигателя асинхронного типа. Тогда зависимость $M = M(\Omega)$ определяет так называемую статическую характеристику электродвигателя, а энергетическое соотношение (7) служит для нахождения угловой скорости Ω. Уравнение (7) значительно

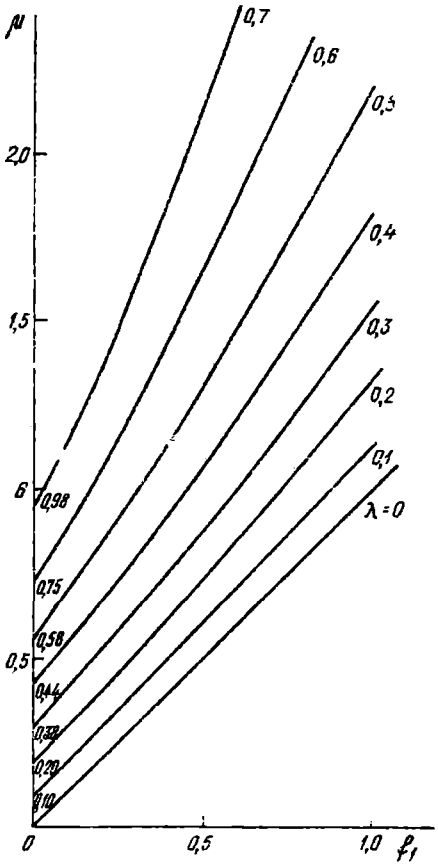


Рис.2. Графики зависимости μ от f_1 при различных значениях λ

упрощается в случае, если слой материала расположен горизонтально. Тогда $\alpha = \beta$ и мы получаем

$$M = \frac{aD\cos\alpha}{1-\lambda^2}\left(f_1 + \lambda\sqrt{1+f_1^2-\lambda^2}\right), \quad (8)$$

где введено обозначение

$$\lambda = \frac{f_2\rho}{a\sin\alpha}.$$

Выражение (8) имеет смысл только если $\lambda < 1$. Это неравенство гарантирует отсутствие заклинки [1] в осях шарошки. Из условия отсутствия скольжения шарошки по слою материала $F \leqslant fR$ следует при $\alpha = \beta$ [3], что $M < faD$, где f - коэффициент трения скольжения шарошки по слою материала. Существенно следующее условие работоспособности долота:

$$M_{max} > \frac{aD\cos\alpha}{1-\lambda^2}\left(f_1 + \lambda\sqrt{1+f_1^2-\lambda^2}\right)$$

На рис.2 представлены графики зависимости безразмерного момента $\mu = M/aD\cos\alpha$ от коэффициента трения качения f_1 при различных значениях λ.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Вейц В.Л. Динамика машинных агрегатов. Л. Машиностроение, 1969.

2. Лопатин Ю.С., Осипов Г.М., Перегудов Бурение взрывных скважин на карьерах. М. Недра, 1979.

3. Лурье А.И. Аналитическая механика. М. Гос. изд-во физико-математической литературы, 1961.

4. Кантович Л.И., Дмитриев В.Н. Статика и динамика буровых шарошечных станков. М. : Недра, 1984.