Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института
им.Г.В.Плеханова, т.LXIX, вып.1, 1975 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ПРИ КАЧЕНИИ КОЛЕС ТРАНСПОРТНЫХ МЕХАНИЗМОВ

С.Б.АЛЬТШУЛЕР

При качении колес транспортных механизмов по рельсам и другим неподвижным основаниям, а также катков фрикционных передач, в области контакта перекатываемых тел под действием нормальных и касательных усилий возникают объемные упругие деформации. Если к колесу, катящемуся по рельсу, приложен крутящий момент, то тангенциальные смещения на линии контакта происходят в направлении действия этого момента. Причем материал колеса сжимается, а материал рельса растягивается, в результате чего окружная скорость ведущего колеса v_1 будет больше скорости его оси v_0, а величина относительного проскальзывания ведущего колеса $u = \frac{v_1 - v_0}{v_1}$ будет положительна. Однако при нулевой величине относительного проскальзывания крутящий момент не равен нулю, и в месте контакта реализуется коэффициент сцепления некоторой величины [1,4]. Дальнейшее уменьшение величины приложенного момента приводит к отрицательной величине относительного проскальзывания.

При качении двух колес с постоянной угловой скоростью под действием крутящего момента $M_к$ (рис. 1) отрицательное проскальзывание вызывает опережение ведущего колеса, материал которого абсолютно жесткий, ведомым колесом, материал бандажа которого абсолютно упругий. Примем, что сопротивление качению складывается из сопротивления, вызываемого не вполне упругими деформациями неровностей взаимодействующих поверхностей, и сопротивления, обусловленного упругими взаимодействиями в месте контакта по схеме О.Рейнольдса [2]. Если величина приложенного крутящего момента такова, что приращение ε_m тангенциальных смещений, необходимых для восприятия этого момента и совпадающих с направлением вращения дисков, равно приращению ε_n тангенциальных смещений, возникающих от действия нормальной нагрузки N и направленных в противоположную сторону, то ве-

личина относительного скольжения дисков

$$u = \varepsilon_m + \varepsilon_n = 0. \qquad (1)$$

Дальнейшее уменьшение величины крутящего момента при постоянном давлении и постоянной угловой скорости приведет к тому, что равенство (1) обратится в неравенство $\varepsilon_m < \varepsilon_n$ и ведущее колесо будет как бы отставать от ведомого.

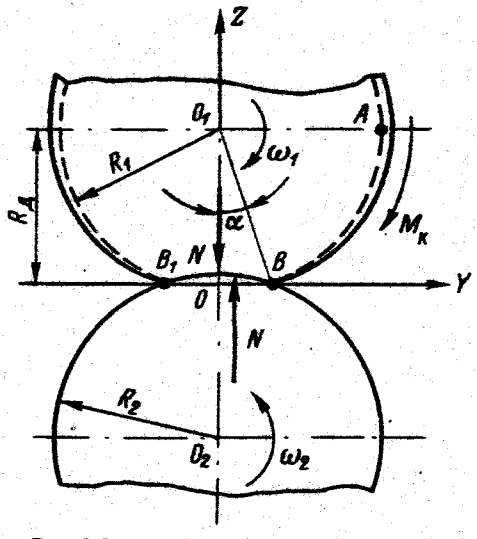


Рис. 1.Схема взаимодействия фрикционной пары при качении

Проведем в месте контакта рассматриваемых колес оси координат так, чтобы ось Z проходила через центры вращения дисков O_1 и O_2, ось У была направлена в сторону, противоположную действию крутящего момента, а ось X вдоль образующих бандажей. В результате сжатия упругого бандажа в месте контакта касание происходит по дуге BB_1, которую можно заменить прямолинейным отрезком, как это обычно делают, считая длину дуги очень малой по сравнению с радиусами колес.

При условии отсутствия смещений на линии контакта OB поверхность бандажа ведущего колеса при повороте на угол α, образованный осью Z и радиальным лучом, проведенным из центра O_1 в точку B начала контакта, пройдет путь длиной $b = OB$, а за полный оборот $\frac{2\pi b}{\alpha}$. Так как один оборот колеса совершается за время $\frac{2\pi}{\omega_1}$, то окружная скорость бандажа ведущего колеса на линии контакта при отсутствии тангенциальных смещений

$$v_1 = \frac{2\pi b}{\alpha} \cdot \frac{\omega_1}{2\pi} = \frac{b\omega_1}{\alpha} = \frac{b\omega_1}{\operatorname{arctg}\frac{b}{R_д}}, \qquad (2)$$

где $R_д$ – динамический радиус, т.е. расстояние от оси колеса до линии контакта.

С учетом тангенциальных смещений от действия крутящего момента и нормальной нагрузки, окружная скорость ведущего колеса на линии контакта

$$v_{1окр} = -v_1 + v_1(\varepsilon_m + \varepsilon_n). \qquad (3)$$

Окружная скорость ведомого колеса, имеющего абсолютно жесткий бандаж и вращающегося с угловой скоростью ω_2,

$$v_{2окр} = -\omega_2 R_2 . \qquad (4)$$

На участке сцепления скорости точек взаимодействующих поверхностей одинаковы, поэтому очевидно, что

$$v_{1окр} - v_{2окр} = 0 , \qquad (5)$$

или с учетом формул (3) и (4)

$$-v_1 + v_1(\varepsilon_m + \varepsilon_n) + \omega_2 R_2 = 0 . \qquad (6)$$

Из выражения (6)

$$u = \varepsilon_m + \varepsilon_n = \frac{v_1 - \omega_2 R_2}{v_1} = 1 - \frac{\omega_2 R_2 \operatorname{arctg}\frac{b}{R_д}}{b\omega_1} \qquad (7)$$

Расстояние от оси колеса до линии контакта

$$R_д = R - w , \qquad (8)$$

где w – величина радиального сжатия бандажа по оси Z .

Полуширина линии контакта b дисков и величина w могут быть вычислены по следующим зависимостям [3]:

$$b = \sqrt{\frac{p(\theta_1 + \theta_2)R_1 R_2}{R_1 + R_2}} , \qquad (9)$$

$$w = -\frac{p\theta}{\pi} \ln\frac{2Re^{\frac{1}{3}}}{b} , \qquad (10)$$

где

$$\theta_1 = \frac{4(1-\mu_1^2)}{E_1} ; \qquad \theta_2 = \frac{4(1-\mu_2^2)}{E_2} ;$$

E_1; E_2; μ_1; μ_2 – модули упругости и коэффициенты Пуассона материалов колес; p – нормальная нагрузка, рассчитанная на единицу длины колес.

Если тангенциальные смещения ε_m изменяются в зависимости от крутящего момента, то составляющая ε_n относительного проскальзывания u зависит от величины нормальной нагрузки.

В колесе единичной толщины, нагруженном с двух сторон вдоль оси Z силами p , напряжения на горизонтальном диаметре [3] будут представлены выражениями

$$\sigma_z = \frac{p}{\pi R}\left[1 - \frac{4R^4}{(R^2 + y^2)^2}\right];$$
$$\sigma_y = \frac{p}{\pi R}\left(\frac{R^2 - y^2}{R^2 + y^2}\right)^2; \qquad (11)$$
$$\sigma_x = \frac{2p\mu}{\pi R} \cdot \frac{R^2 - y^2}{R^2 + y^2}.$$

Относительное удлинение в любой точке диска ε_y на горизонтальном диаметре можно определить из уравнения объемной упругой деформации [3] с учетом выражений (11):

$$\varepsilon_y = \frac{p(1+\mu)}{\pi RE} \cdot \frac{R^4(1+2\mu) + y^4(1-2\mu) - 2R^2y^2}{(R^2 + y^2)^2}. \qquad (12)$$

С учетом формулы (I2) удлинение горизонтального радиуса O_1A составит

$$e_y = \int_0^R \varepsilon_y dy = \frac{p(1+\mu)}{\pi E}\left[2(1-\mu) + \frac{\pi}{2}(1+2\mu)\right]. \qquad (13)$$

Так как нагрузка σ_y постоянна вдоль оси Z [3], то величина относительного удлинения ε_n будет по этой оси также постоянна, за исключением точек, лежащих в зоне приложения сил p. По уравнению (13), принимая $\pi \cong 3$,

$$\varepsilon_n = \frac{e_y}{R} = \frac{p(1+\mu)(7-2\mu)}{6ER}. \qquad (14)$$

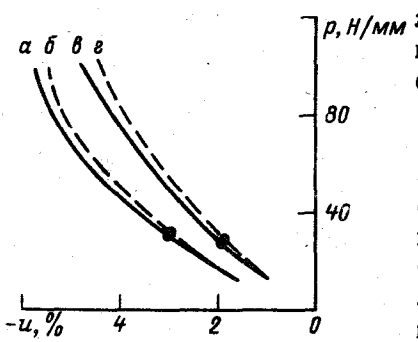


Рис. 2. Зависимость относительного скольжения от величины приложенной нормальной нагрузки

а,б – при радиусах колес R_1 = 197 мм, R_2 = 325 мм; в,г – при качении колеса R = 150 мм по рельсу. Сплошные кривые – экспериментальные зависимости; пунктир – ные – расчетные

Совпадение экспериментальной зависимости относительного скольжения от величины приложенной нормальной нагрузки с расчетной по формуле (14) получено для фрикционной пары резина–сталь (рис.2).

Если при качении колеса с резиновым бандажом по стальному рельсу величина относительного скольжения имеет отрицательное значение, то очевидно, что в случае качения абсолютно жесткого катка по упругому основанию относительное скольжение u будет положительным.

Выведенные зависимости можно использовать для определения величины относительного скольжения и оценки сопротивления трению качения в зависимости от упругих постоянных материалов взаимодействующих тел и величины приложенных внешних сил.

Литература

1. Берсенев В.С. Переходные режимы работы локомотива с гладкими ведущими колесами. – Зап.ЛГИ, 1970, т.60, вып. 1.

2. Глаголев Н.И. Работа сил трения и износ перекатываемых тел. – Тр. III Всесоюзн. конф. по трению и износу в машинах. Т.2. М., изд. ин-та машиноведения АН СССР, 1960.

3. Динник А.Н. Удар и сжатие упругих тел. – Избр. труды. Т.1. Киев,Изд. АНУССР, 1952.

4. Чудаков Е.А. К вопросу о качении эластичного колеса. – Изв. АН СССР, 1946, № 1.