этих орбит следы пересечения могут иметь некоторую протяженность вдоль оси $0X$.

На рисунке 25 показано движение элемента l в плоскости П ротора; чтобы не загромождать чертеж, из числа препятствий обозначены фрагмент одного кольца $К_4$ и орбита одного спутника $Сп_2$, расположенные в плоскости экватора $П_1$, со следами $К_4$ и C_2 их пересечения с плоскостью $X0Z$.

Рассмотрим движение элемента ротора с массой m и начальной длиной l_0. При движении ротора длина выделенного элемента увеличивается вследствие раздвижения фрагментов и пропорционально радиусу ротора, масса же остается постоянной:

$$l = l_0 \frac{r\cos\psi}{R\cos\psi_0}, \quad m = \text{const}.$$

Обобщенными координатами элемента являются:

1) угол φ поворота в плоскости П, в которой он расположен в данный момент;

2) расстояние r элемента до центра планеты. В дальнейшем будем рассматривать r как модуль радиус-вектора $\bar{r}$, отмечающего положение центра масс элемента по отношению к инерциальной системе отсчета $0XYZ$;

3) угол ψ отклонения $\bar{r}$ от плоскости экватора $П_1$. Начальные значения этих параметров и их производных

$$\varphi_0 = 0; \quad \dot{\varphi}_0 = \omega_0; \quad r_{р0} = R\cos\psi_0; \quad \dot{r}_{р0} = \omega_0; \quad \psi_0 \neq 0; \quad \dot{\psi}_0 = 0. \tag{3.1}$$

Кинетическая энергия элемента

$$K = \frac{m}{2}\left(\dot{\varphi}^2 r^2\cos^2\psi + \dot{r}^2 + \dot{\psi}^2 r^2\right).$$

Силы, действующие на выделенный элемент, зависят от режима движения ротора. Во всех трех режимах действует сила притяжения элемента к центру планеты:

$$\bar{G} = mg\frac{R^2}{r^2},$$

где g – гравитационное ускорение в стартовом положении ротора.

Во втором режиме на элемент дополнительно действует внешняя диссипативная сила $\bar{P}$, которую полагаем приложенной в центре элемента и направленной перпендикулярно радиус-вектору $\bar{r}$ в сторону скорости $\dot{\psi}r$

(рисунок 24). Сила $\bar{P}$ является также управляющей и подлежит определению из условий маневра по обходу препятствий.

В третьем режиме на элемент дополнительно к $\bar{G}$ действуют силы натяжения $\bar{F}_1$ и $\bar{F}_2$, возникающие от трения между фрагментами при их фрикционном раздвижении. Эти силы приложены на концах элемента по касательным к ротору и имеют равные величины: $F_1 = F_2 = F_{тр}$ (рисунок 25). Их равнодействующая $\bar{F}$ приложена в центре элемента в плоскости ротора П и направлена по его радиусу к оси $0Z$; ее модуль равен $F = 2F_{тр}\sin\frac{\delta}{2}$, где $\delta = l_0/r_{р0}\,\frac{1}{r}\cos\psi$. Учитывая малость δ и зависимость $r_{р0} = R\cos\psi_0$, можно записать:

$$F = F_{тр}\delta = F_{тр}\frac{l_0}{R\cos\psi_0}.$$

Обобщенные силы в зависимости от режимов I, II и III движения ротора принимают значения:

$$Q_\varphi = 0; \quad Q_r = \begin{cases} -G; \\ -G; \\ -(G + F\cos\psi); \end{cases} \quad Q_\psi = \begin{cases} 0; & \text{I} \\ Pr; & \text{II} \\ Fr\sin\psi. & \text{III} \end{cases} \tag{3.2}$$

Система дифференциальных уравнений движения элемента ротора имеет вид:

$$\ddot{\varphi}r\cos\psi + 2\dot{\varphi}\dot{r}\cos\psi - 2\dot{\varphi}\dot{\psi}r\sin\psi = 0; \tag{3.3}$$

$$\ddot{r} - \dot{\varphi}^2 r\cos^2\psi - \dot{\psi}^2 r = \frac{1}{m}Q_r; \tag{3.4}$$

$$\ddot{\psi} + 2\dot{\psi}\frac{\dot{r}}{r} + \dot{\varphi}^2\sin\psi\cos\psi = \frac{1}{mr^2}Q_\psi. \tag{3.5}$$

Координата ψ является циклической; соответствующий интеграл имеет смысл закона сохранения кинетического момента ротора относительно оси $0Z$:

$$\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_0\frac{R^2\cos^2\psi_0}{r^2\cos^2\psi} = V_0\frac{R\cos\psi_0}{r^2\cos^2\psi}. \tag{3.6}$$