

Положительного ускорения в точке  $x_{n-1}$  можно добиться последним сбросом части оболочки. При этом сбрасываемая и оставшаяся массы должны обеспечить обращение в нуль составляющей ускорения от действия центробежной и гравитационной сил. Обозначим массу оставшейся части элемента оболочки  $m_0^{(n-1)}$  и введем параметр  $\mu_{(n-1)} = m_0^{(n-1)}/m$ , тогда условие принимает вид:

$$\frac{\beta_{n-1}}{x^n} - 1 = 0, \quad (2.26)$$

где  $\beta_{n-1} = \frac{\beta + \mu_{n-1}\beta_e}{1 + \mu_{n-1}}$ . Заметим, что  $m_0^{(n-1)}$  – усредненное по длине ротора значение остаточной массы оболочки, приходящейся на элемент ротора исходной массы  $m_p$ , т. е.  $m_{n-1} = M_0^{(n-1)} l_{n-1}/L_{n-1}$ , где  $M_0^{(n-1)}$  – остаточная масса оболочки,  $l_{n-1} = x_{n-1}l$ ,  $L_{n-1} = x_{n-1}L$  – длина соответственного элемента и всего ротора в положении  $x_{n-1}$ .

Решая (2.26) относительно  $\beta = V_0^2/V_1^2$ , получим:

$$\beta = (1 + \mu_{n-1})x_n - \mu_{n-1}\beta_e. \quad (2.27)$$

Отсюда находим исходную окружную скорость ротора  $V_0$ , необходимую для обеспечения выхода системы в положение  $x_n$  с подъемом остаточной массы элементов оболочки  $m_{n-1}$ :

$$V_0 = V_1 \left[ (1 + \mu_{n-1})x_n - \mu_{n-1}\beta_e \right]^{1/2}. \quad (2.28)$$

Формулы (2.27) и (2.28) являются обобщением формул (1.42) и (1.43) главы 1 на случай подъема инертной массы оболочки  $m_{n-1} = \mu_{n-1}m$ , совпадая с ними при  $\mu_{n-1} = 0$ .

Радиальная скорость на последнем этапе гасится составляющей ускорения от сил трения между фрагментами ротора в их телескопических соединениях. Пусть натяжения элемента ротора от сил трения, приложенные на концах элемента, равны силе  $F_{тр}(x)$ , зависящей от положения элемента. Равнодействующая этих сил, приложенная в центре элемента и направленная по радиусу к центру Земли, определяется, как в главе 1:

$$F(x) = F_{тр}(x) \frac{l_{n-1}}{r_{n-1}} = F_{тр}(x) \frac{l}{R},$$

или

$$f(x) = F_{тр}(x) \frac{l}{mR^2(1 + \mu_{n-1})}. \quad (2.29)$$

Дифференциальное уравнение радиального движения элемента системы на последнем этапе имеет вид:

$$\ddot{x} = \frac{q}{x^2} \left( \frac{\beta_{n-1}}{x} - 1 \right) - f(x), \quad x_{n-1} \leq x \leq x_n.$$

Для обращения в нуль радиальной скорости используем линейную зависимость  $F_{тр}(x)$  и  $f(x)$  от координаты  $x$ . Пусть некоторая внутренняя точка  $x_*$  этапа  $[x_{n-1}, x_n]$ , которую можно задать произвольно, делит этот этап на части  $\Delta x_1 = x_* - x_{n-1}$  и  $\Delta x_2 = x_n - x_*$ . Тогда  $f(x)$  представим в виде:

$$f(x) = \begin{cases} f_* \frac{x - x_{n-1}}{\Delta x_1}, & x_{n-1} \leq x \leq x_*; \\ f_* \frac{x_n - x}{\Delta x_2}, & x_* \leq x \leq x_n, \end{cases}$$

где постоянная  $f_*$  – наибольшее значение  $f(x)$  в точке  $x_*$ . При этом  $f(x)$  на концах этапа обращается в нуль, и в положении  $x_n$  равно нулю полное радиальное ускорение  $\ddot{x}$ .

Радиальная скорость системы определяется из соотношения

$$\dot{x}^2 = \frac{q}{xx_{n-1}} (x - x_{n-1}) \left( \beta_{n-1} \frac{x + x_{n-1}}{xx_{n-1}} - 2 \right) - a(x); \quad (2.30)$$

$$a(x) = \begin{cases} \frac{f_*}{2\Delta x_1} (x - x_{n-1})^2, & x_{n-1} \leq x \leq x_*; \\ \frac{f_*}{2} \left[ \Delta x_1 + \frac{(x - x_*)(2x_n - x - x_*)}{\Delta x_2} \right], & x_* \leq x \leq x_n. \end{cases} \quad (2.31)$$

В конечном положении  $x_n$  радиальная скорость  $\dot{x}$  равна нулю. Отсюда, учитывая (2.26), (2.30) и (2.31), найдем:

$$f_* = 2q \frac{x_n - x_{n-1}}{x_{n-1}^2 x_n},$$