

$$V_k = V_1 \left(\frac{1 + \mu_n}{x_n} \right)^{1/2} = V_1 \left[(1 + \mu_n) \frac{R}{r_n} \right]^{1/2}. \quad (2.50)$$

Определим радиальное перемещение системы на этапе выравнивания скоростей, используя приближенное значение r_k :

$$\Delta r = r_n - r_k = \frac{\mu_n}{1 + \mu_n} r_n.$$

Эта величина неотрицательна, поэтому радиус постоянной орбиты r_k в общем случае меньше радиуса промежуточной орбиты r_n , и система в процессе выравнивания скоростей движется назад, по направлению к Земле. Если $\mu_n = 0$, т. е. вся масса оболочки сброшена, то $\Delta r = 0$, и орбиты совпадают. При больших величинах μ_n смещение орбит Δr достигает значений, близких к r_n .

Для определения изменения линейной скорости ротора используем формулы (2.37) и (2.47):

$$\Delta V = V_n - V_k = V_1 \frac{\mu_n \beta_e^{1/2} (\beta^{1/2} - \beta_e^{1/2})}{x_n \beta^{1/2} + \mu_n \beta_e^{1/2}}.$$

Ввиду того, что $\beta > \beta_e$, в общем случае разность ΔV также отрицательна. Этот странный, на первый взгляд, результат имеет следующее объяснение. На промежуточной орбите, более высокой, чем конечная, ротор должен поддерживать за счет центробежной силы инертную массу остатков оболочки, поэтому скорость его больше, чем это необходимо для самостоятельного движения. На постоянной орбите скорость ротора уменьшается вследствие того, что оболочка получила от ротора часть кинетического момента и теперь сама себя поддерживает, а затем скорость увеличивается по причине снижения орбиты. Первое изменение, очевидно, больше второго.

Если $\mu_n = 0$, то, как и в первом случае, $\Delta V = 0$. Если пренебречь малой величиной β_e , то получим $\Delta V \approx 0$ или $V_k \approx V_n$, хотя орбита может измениться на конечную величину. Очевидно, изменения скорости ротора от двух противоположно действующих факторов происходят почти в равной степени.

Решая (2.45) относительно V_0 , найдем соотношение между положением конечной орбиты $r_k = x_k R$, остаточной массой оболочки $m_o^{(n)} = \mu_n m$ и начальной скоростью ротора V_0 :

$$V_0 = V_1 \left[(1 + \mu_n) x_k^{1/2} - \mu_n \beta_e^{1/2} \right].$$

На этапе выравнивания скоростей движение системы описывается дифференциальными уравнениями первого порядка относительно параметров ϕ и ψ , которые получены при разделении уравнений (2.41) и (2.42) с использованием начальных условий (2.36)

$$\dot{\phi} = \frac{V_0 + \mu_n V_e + \mu_n (V_0 - V_e) \exp(-\delta t)}{(1 + \mu_n) R} \frac{1}{x^2}; \quad (2.51)$$

$$\dot{\psi} = \frac{V_0 + \mu_n V_e - (V_0 - V_e) \exp(-\delta t)}{(1 + \mu_n) R} \frac{1}{x^2}$$

и уравнением второго порядка относительно радиальной координаты

$$\ddot{x} = \frac{1}{x^2} \left[\frac{(V_0 + \mu_n V_e)^2 + \mu_n (V_0 - V_e)^2 \exp(-\delta t)}{(1 + \mu_n)^2 R^2} \frac{1}{x} - q \right], \quad (2.52)$$

которое получено после исключения $\dot{\phi}$ и $\dot{\psi}$ с помощью соотношений (2.51) из уравнения радиального движения:

$$(m + m_o^{(n)}) \ddot{r} = m r \dot{\phi}^2 + m_o^{(n)} r \dot{\psi}^2 - (m + m_o^{(n)}) g \frac{R^2}{r^2}.$$

Используя обозначения (2.6), уравнению (2.52) можно придать вид, аналогичный уравнению (2.25) радиального движения на промежуточном этапе:

$$\ddot{x} = \frac{q}{x^2} \left(\frac{\beta_k(t)}{x} - 1 \right), \quad (2.53)$$

где переменный параметр $\beta_k(t)$ имеет вид:

$$\beta_k(t) = \frac{(\beta^{1/2} + \mu_n \beta_e^{1/2})^2 + \mu_n (\beta^{1/2} - \beta_e^{1/2})^2 \exp(-2\delta t)}{(1 + \mu_n)^2}.$$

Интегрирование системы уравнений (2.51)–(2.52) возможно численным методом. Если известны текущее и конечное значения радиального ускорения $\ddot{x}$, можно дать оценку промежутку времени t_k от начала исследуемого этапа, когда ускорение отличается от нулевого значения на заданную малую величину $\varepsilon > 0$: