УДК 629.78.015

Любимов В.В.

ОБ УСЛОВИИ РЕАЛИЗАЦИИ ЗАКРУТКИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С МАЛОЙ АСИММЕТРИЕЙ В АТМОСФЕРЕ

При входе асимметричного космического аппарата (КА) в плотные слои атмосфер возможны различные резонансные явления, связанные с совпадением частот движения п крену и углу атаки. К таким явлениям относится значительная нерезонансная закрутка К относительно своей оси симметрии, которая может привести к несрабатыванию парашютн системы доставки аппарата на поверхность. Эта закрутка относится к классу так называемы вторичных резонансных эффектов [1] и объясняется влиянием вековых членов второго пр ближения метода усреднения с резонансными знаменателями на нерезонансную эволюци угловой скорости КА [2]. В работе [2] показано, что при ортогональной асимметрии КА, ко гда вектора возмущающих моментов от геометрической и аэродинамической асимметрий ор тогональны, начиная с некоторых величин обобщенных параметров асимметрии проход чер резонанс на восходящей ветви скоростного напора сменяется нерезонансной закруткой апп рата. Причем, чем больше асимметрия, тем значительней эта закрутка. Получив усредненн на нерезонансных участках движения уравнение для определения угловой скорости ω_x представляется возможным записать условие реализации нерезонансной закрутки КА.

1. Система уравнений движения асимметричного КА в атмосфере при немалых угла атаки имеет вид [3]:

$$\frac{(C_\tau \cos\alpha - C_n \sin\alpha)S}{2m} = \frac{[C_0 + A(C_n^\alpha)^2\alpha^2]\cos\alpha - C_n \sin\alpha)S}{2m}, \qquad (1)$$

$$\frac{F_\alpha}{4\omega_\alpha^2}\frac{d\alpha}{dt} = \frac{m_{z_n}(\alpha)SL}{4\omega_a^2 I}\frac{dq}{dt} + \varepsilon\frac{(1+\bar{I}_x)\omega_x - 3\omega_{1,2}}{4\omega_\alpha^2} m^A \cos(\theta+\theta_1) + C_n, \qquad (2)$$

$$C_{\tau 0} + A(C_n^\alpha)^2\alpha^2 \qquad (3)$$

$$C_\tau = , \qquad (4)$$

где ε - малый параметр, характеризующий малость геометрической ($\overline{\Delta y}, \overline{\Delta z}$) и аэродинамической ($m_y^{\phi}, m_z^{\phi}$) асимметрии КА; α и φ - пространственный угол атаки и аэродинамический угол крена КА, $\theta = \varphi - \pi / 2$; ω_x - проекция угловой скорости аппарата на ось OX, v - скорость центра масс КА; ρ - плотность атмосферы; $q = \rho v^2 / 2$ - скоростной напор; S и L - характерные площадь и размер КА; $\omega = \sqrt{-m_{zn} qSLctg\alpha / I}$; $\overline{I}_x = I_x / I$; m_x^A, m^A, θ_1, θ_2 - функции, характеризующие величину и взаимное расположение аэродинамической и массовой асимметрий КА, $m^A = \sqrt{(m_1^A)^2 + (m_2^A)^2}$, $m_1^A = -\dfrac{\omega^2}{m_{zn}}(m_y^{\phi} - C_x \overline{\Delta z}) tg\alpha$,

$$m_2^A = -\frac{\omega^2}{m_{zn}}(m_z^{\phi} + C_x \overline{\Delta y}) tg\alpha, \qquad \sin\theta_1 = m_1^A / m^A, \qquad \cos\theta_1 = -m_2^A / m^A,$$

$$m_x^A = \sqrt{(m_{x1}^A)^2 + (m_{x2}^A)^2}, \; m_{x1}^A = -\frac{\omega^2}{m_{zn}} C_{yn} \overline{\Delta y} tg\alpha,$$

$$m_{x2}^A = -\frac{\omega^2}{m_{zn}} C_{yn} \overline{\Delta z} tg\alpha, \qquad \sin\theta_2 = -m_{x1}^A / m_x^A, \qquad \cos\theta_2 = m_{x2}^A / m_x^A,$$

$$\omega_a = \sqrt{\overline{I}_x^2 \omega_x^2 / 4 + \omega^2};$$

$\omega_{1,2} = \dfrac{\overline{I}_x \omega_x}{2} \pm \omega_a$ - частоты "прямой" и "обратной" прецессий; $\omega_x - \omega_{1,2}$ - резонансная расстройка, $F_a = -\dfrac{M_{zn}^{\alpha}}{I} + \dfrac{\omega_{1,2}^2}{\cos^2\alpha} + (\overline{I}_x \omega_x - \omega_{1,2})(\overline{I}_x \omega_x - 2\omega_{1,2})$; $m_{zn}(\alpha)$ - восстанавливающий момент, отнесенный к произведению qSL; $M_{zn}^{\alpha} = m_{zn}^{\alpha} qSL$.

Уравнения (1) - (4) описывают движение КА в атмосфере близкое к регулярной прецессии ($d\alpha / dt = O(\varepsilon), \omega_x \neq 0$). Если $\omega_x - \omega_{1,2} = 0$, то в системе (1)-(4) реализуется главный резонанс. При этом резонансное значение угловой скорости ω_x вычисляется в виде:

$$\omega_x^p = \pm \frac{\omega}{\sqrt{1 - \overline{I}_x}}. \tag{5}$$

Систему уравнений (1)-(4) можно упростить, усреднив ее по быстрой фазе θ на нерезонансных участках движения. Для определения асимптотических решений система (1)-(4) записывается в стандартной форме:

$$\frac{dx}{dt} = \varepsilon X(x, \theta), \tag{6}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega(x) + \varepsilon\Theta(x,\theta).$$ (7)

Здесь x=$(\omega_x, \alpha, \omega)$ - вектор медленных переменных; $\omega(x) = \omega_x - \omega_{1,2}$ - резонансная расстройка частот; $X(x,\theta)$ - вектор-функция правых частей уравнений (1), (2) и (4), $\Theta(x,\theta)$ - - функция, определяющая малую поправку в уравнении (3) для быстрой фазы.

В результате усреднения в нерезонансном случае системы (1)-(4) с помощью известной схемы усреднения [4] получим уравнение для угловой скорости ω_x в виде:

$$\left\langle \frac{d\omega_x}{dt} \right\rangle = \varepsilon^2 A_2^{(\omega_x)}$$ (8)

Здесь $A_2^{(\omega_x)} = \pm \overline{m}^A \dfrac{\partial(\overline{m}_x^A)}{\partial\alpha} \dfrac{\omega^4 \omega_a \cos(\theta_1 - \theta_2)}{\overline{I}_x F_a(\omega_x - \omega_{1,2})} \pm \dfrac{\overline{m}_x^A \overline{m}^A \omega^4 ctg\alpha}{4\overline{I}_x \omega_a(\omega_x - \omega_{1,2})} \cos(\theta_1 - \theta_2) +$

$+ \dfrac{\partial(\omega_x - \omega_{1,2})}{\partial\alpha} \dfrac{\overline{m}_x^A \overline{m}^A \omega^4}{2\overline{I}_x F_a(\omega_x - \omega_{1,2})} \cos(\theta_1 - \theta_2) \mp$

$\mp \dfrac{\partial(\omega_x - \omega_{1,2})}{\partial\alpha} \dfrac{\overline{m}_x^A \overline{m}^A \omega^4 \omega_a}{\overline{I}_x F_a(\omega_x - \omega_{1,2})^2} \cos(\theta_1 - \theta_2) -$

$- \overline{m}^A \dfrac{\partial(\overline{m}_x^A)}{\partial\alpha} \dfrac{\omega^4 \cos(\theta_1 - \theta_2)}{2\overline{I}_x F_a}$, $\overline{m}_x^A = m_x^A / \omega^2$, $\overline{m}^A = m^A / \omega^2$, $\dfrac{\partial \overline{m}_x^A}{\partial\alpha} = \dfrac{1}{\omega^2} \dfrac{\partial m_x^A}{\partial\alpha}$.

Усредненное уравнение (8), определяющее поведение угловой скорости ω_x на нерезонансных участках, содержит в большинстве членов знаменатели с резонансной расстройкой частот. При равенстве нулю первого приближения данные члены определяют нерезонансную эволюцию ω_x. Характерные особенности этой эволюции известны как вторичные резонансные эффекты. Согласно уравнению (8) эти эффекты наиболее существенны при ортогональной ассиметрии, когда $\theta_1 - \theta_2 = 0, \pi$

На рис.1 показаны характерные вторичные резонансные эффекты при движении КА с ортогональной асимметрией в атмосфере.

Нерезонансная закрутка и стремление траектории к устойчивому резонансу

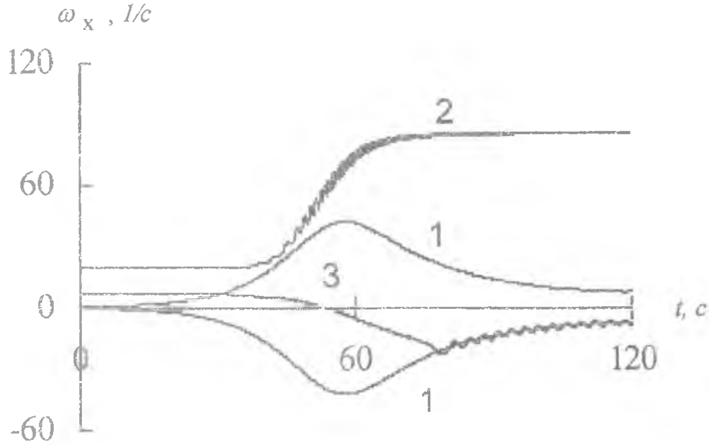

Рис.1

На рис.1 под цифрой 1 обозначены резонансные значения угловой скорости ω_x^p. Под цифрами 2 и 3 представлены два типичных случая поведения угловой скорости ω_x. Кривая 3 характеризует случай, когда асимметрии КА недостаточно, чтобы произошла нерезонансная закрутка КА, а резонанс на восходящей ветви при этом является неустойчивым, и поэтому реализуется проход через резонанс. В дальнейшем угловая скорость ω_x меняет знак (с положительного на отрицательный) и притягивается к устойчивому отрицательному резонансу с последующей реализацией данного резонанса. Причем при ω_x>0 - $\theta_1 - \theta_2 = 0$, а при ω_x<0 - $\theta_1 - \theta_2 = \pi$. При увеличении ассиметрии КА угол наклона кривой угловой скорости ω_x по отношению к оси абсцисс увеличивается, и при некотором значении асимметрии угловая скорость ω_x уже не будет пересекать резонансную кривую ω_x^p, что приведет к реализации нерезонансной закрутки КА. Это случай соответствует кривой 2. Дальнейшее увеличение асимметрии приводит к еще большему росту угловой скорости ω_x при нерезонансной закрутке. Следовательно, условие реализации нерезонансной закрутки КА можно представить в виде:

$$\left\langle \frac{d\omega_x}{dt} \right\rangle \geq \frac{d\omega_x^p}{dt} \qquad (9)$$

Правая часть условия (9) находится взятием производной от выражения (5), а левая часть соответствует выражению (8).

Из условия (9) следует, что для реализации нерезонансной закрутки требуется, чтобы обобщенный параметр асимметрии $m_x^A m^A$ удовлетворял условию.

$$m_x^A m^A \geq f(\alpha, \omega_x, \omega), \tag{10}$$

где $f(\alpha, \omega_x, \omega)$ - известная функции своих переменных.

Таким образом, условие реализации закрутки (9) позволяет теоретически определить минимальное значение асимметрии, при которой реализуется нерезонансная закрутка КА, что является практически важным результатом.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Садов Ю.А.* Вторичные резонансные эффекты в механических системах // Известия АН СССР. Механика твердого тела. 1990. Вып.4. С.20-24.

2. *Заболотнов Ю.М., Любимов В.В.* Вторичный резонансный эффект при движении КА в атмосфере. // Космические исследования. М: 1998. Т36. №2 . с 206-214.

3. *Белоконов В.М., Белоконов И.В., Заболотнов Ю.М.* Ускоренный расчет траекторий снижения в атмосфере неуправляемых КА с учетом их движения относительно центра масс // Космические исследования. 1983. Т.21. Вып. 4. с.512-521.

4. *Моисеев Н.Н.* Асимптотические методы в нелинейной механике. М : Наука. 1981.