УДК 531.388

В. М. Воробьев

О ВЛИЯНИИ КАЧАНИЙ РОТОРА ГИРОДВИГАТЕЛЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ГИРОКОМПАСА

Введение

Ассинхронным гиродвигателям присуща зависимость скорости вращения от изменений параметров источника питания и момента нагрузки (флуктуаций момента трения в подшипниках ротора) [1]. Для устранения этого недостатка применяются системы стабилизации скорости с моментным управлением. Такие системы представляют собой замкнутые системы автоматического регулирования, в которых объектом управления является гиромотор (ГМ) (рис. 1).

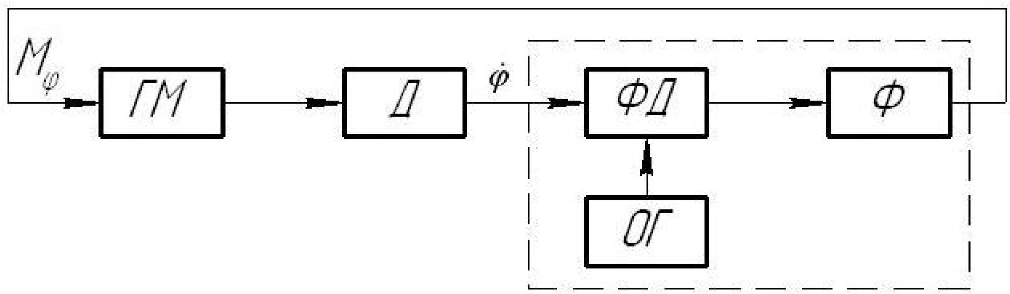

Рис. 1. Функциональная схема системы стабилизации скорости вращения гиромотора

Датчик (Д), закрепленный на оси двигателя, вырабатывает пропорциональный скорости вращения ротора $\dot\varphi$ сигнал, поступающий на один из входов фазового дикриминатора (ФД). На другой его вход поступает сигнал с опорного генератора (ОГ). Напряжение на выходе ФД, зависящее от сдвига по фазе между этими сигналами, подается на формирователь (Ф) управляющего моментного воздействия. При изменении частоты вращения ротора от заданной, определяемой ОГ, на обмотки ГМ поступает компенсирующее напряжение для устранения появляющегося рассогласования [2]. Такие системы стабилизации входят в состав импульсных электронных статических преобразователей, применяемых для питания гиромотора.

Вследствие запаздывания в системе регулирования скорости гиродвигателя, изменений модуля и фазы вращающегося поля из-за инерции подвижной системы, биений тока и вращающегося момента процесс изменения частоты вращения ротора носит колебательный характер [2]. Колебания ротора относительно синхронной скорости, известные как явление качаний ротора, обусловлены действующими на ротор переменными моментами. Эти моменты могут быть отнесены к внутренним возмущениям, действие которых на устойчивость движения гирокомпаса может быть изучено только в нелинейной постановке.

Исследованию нелинейных задач динамики гироскопа в кардановом подвесе при наличии моментов вокруг оси собственного вращения ротора посвящены работы [3, 4]. Для схемы гирокомпаса, рассматриваемого в данной статье, в монографии [5] исследована устойчивость движения в условиях нелинейных резонансов при работе на вибрирующем основании.

Постановка задачи

Задачей исследования является выяснение критериев возбуждения колебаний гирокомпаса (ГК) с магнитным подвесом чувствительного элемента при действии внутренних возмущающих моментов, обусловленных автоколебательным режимом работы системы стабилизации скорости вращения ротора гиромотора.

Схема ГК показана на рис. 2, а описание обобщенных координат и коэффициентов при переменных в дифференциальных уравнениях движения приведено в [5].

Уравнение движения по циклической координате φ в силу допущения действия вокруг оси собственного вращения ротора переменного момента $M(t)$ имеет вид

$$\frac{d}{dt} A_2\left(\dot{\varphi} + \dot{\gamma} - \dot{\alpha}\sin\beta + U_1 \cdot \cos\alpha \cdot \cos\beta - U_2 \sin\beta\right) = M(t). \tag{1}$$

Возмущающий момент $M(t)$ запишем в виде

$$M = \mu \Delta H \cdot \omega \cdot \cos(\omega t), \tag{2}$$

здесь μ>0 – малый параметр, выделение в амплитуде момента $M(t)$ величины ΔH, имеющей размерность кинетического момента, позволяет в дальнейшем оперировать таким понятием как амплитуда нестабильности кинетического момента гиромотора $\frac{\Delta H}{H}$.

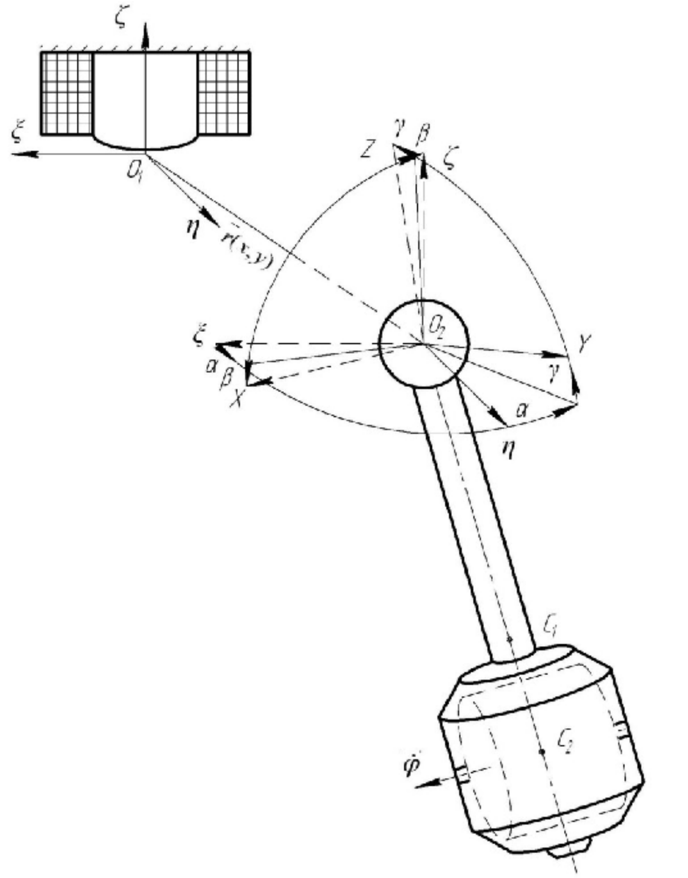

Рис. 2. Схема маятникового гирокомпаса с электромагнитным подвесом чувствительного элемента

Циклический интеграл уравнения (1)

$$A_2\left(\dot{\varphi}+\dot{\gamma}-\dot{\alpha}\sin\beta+U_1\cdot\cos\alpha\cdot\cos\beta-U_2\sin\beta\right)=H+\Delta H\sin\left(\omega t\right) \tag{3}$$

соответствует колебательному характеру изменения скорости вращения ротора с частотой ω.

Дифференциальные уравнения движения после исключения координаты φ с точностью до величин второго порядка малости включительно отличаются от приведенных в [5] уравнений наличием в составе нелинейных функций Φ_1 и Φ_2 слагаемых с периодическими коэффициентами, обусловленными как раз возмущающими моментами относительно оси вращения ротора гиромотора

$$C\ddot{\alpha}-H\dot{\beta}+HU_1\alpha=\mu\Phi_1,\qquad \theta_1\ddot{\beta}+H\dot{\alpha}+mg\ell\beta-m\ell\ddot{x}=-HU_2+\mu\Phi_2,$$

$$m\ddot{x}+Kx-m\ell\ddot{\beta}=\mu\Phi_3 \tag{4}$$

$$\theta_2\ddot{\gamma}+mg\ell\gamma+m\ell\ddot{y}=-\Delta H_0\cdot\omega\cdot\cos\left(\omega t\right)+\mu\cdot\Phi_4,$$

$$m\ddot{y}+Ky+m\ell\ddot{\gamma}=\mu\Phi_5. \tag{5}$$

Здесь

$$\Phi_1 = m\ell\left(\ddot{x}\gamma + \ddot{y}\beta\right) - \left(\theta_1 - C\right)\ddot{\beta}\gamma + \left(\theta_2 - A_2\right)\dot{\beta}\dot{\gamma} + \Box H_0 \cdot \omega \cdot \beta \cdot \cos(\omega t) - R_\alpha \dot{\alpha}\cdot;$$

$$\Phi_2 = m\ell\ddot{y}\alpha - \left(\theta_1 - C_1\right)\ddot{\alpha}\gamma - \left(\theta_1 + \theta_2 - C - A_2\right)\dot{\alpha}\dot{\gamma} - \Box H \cdot \dot{\alpha} \cdot \sin(\omega t) - R_\beta \dot{\beta}\cdot;$$

$$\Phi_3 = m\ell\left(\ddot{\alpha}\gamma + 2\dot{\alpha}\dot{\gamma} + \alpha\ddot{\gamma}\right) - R_X \dot{x}\,. \tag{6}$$

Выражения Φ_4 и Φ_5 не приведены по причине невлияния на характер резонансных колебаний, определяемых уравнениями (4).

Моменты и силы вязкого трения $R_\alpha\dot{\alpha}$, $R_\beta\dot{\beta}$ и $R_X\dot{x}$ отнесены к величинам второго порядка малости, так как они достаточно малы и определяются только сопротивлением воздуха.

При $\mu = 0$ уравнения (4) и (5) допускают частное решение

$$\alpha = \dot{\alpha} = \dot{\beta} = x = \dot{x} = 0, \qquad \beta = -\frac{HU_2}{mg\ell}, \tag{7}$$

$$\gamma = A_\gamma \cos(\omega t), \qquad y = A_y \cos(\omega t), \tag{8}$$

где

$$A_\gamma = \frac{\Box H_0\left(m\omega^2 - K\right)\omega}{\Delta}, \qquad A_y = \frac{\Box H_0 m\ell\omega^3}{\Delta},$$

$$\Delta = m\left(\theta_2 - m\ell^2\right)\omega^4 - \left(\theta_2 K + m^2 g\ell\right)\omega^2 + Kmg\ell\,. \tag{9}$$

Решения (7) и (8) соответствуют сохранению равновесного состояния по координатам α, β, x и вынужденным колебаниям чувствительного элемента в негиростабилизированной плоскости по координатам γ, y.

В дальнейшем ставится задача исследования устойчивости решения (7) в условиях возможных в системе резонансов путем анализа приближенных решений системы (4), полученных методом усреднения [6].

Исследование устойчивости колебаний гирокомпаса

Система уравнений (4) преобразуется к стандартному виду следующей заменой переменных

$$\alpha = \sum_{i=1}^{3} A_i \sin\theta_i, \qquad \beta = -\sum_{i=1}^{3} A_i h_i \cos\theta_i, \qquad x = -\sum_{i=1}^{3} A_i d_i \cos\theta_i,$$

$$\gamma = \sum_{i=4}^{5} A_i \sin\theta_i + A_\gamma \cos(\omega t), \qquad y = -\sum_{i=4}^{5} A_i \chi_i \sin\theta_i + A_y \cos(\omega t), \tag{10}$$

где $\theta_i = \lambda_i t + \psi_i \quad (i = 1 \div 5)$, выражения коэффициентов h_i, d_i, χ_i приведены в [5]. Переменные $A_i, \psi_i \; (i = 1 \div 3)$ определяют амплитуду и фазу резонансных колебаний. Для реальных приборов с быстровращающимся ротором основные собственные частоты (прецессионная λ_1, нутационная λ_3 и обусловленная подвижностью точки подвеса λ_2) удовлетворяют неравенствам $\lambda_1^2 \ll \lambda_2^2 \ll \lambda_3^2$ и могут быть вычислены достаточно точно по формулам

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{mg\ell U_1}{H}}, \quad \lambda_2 = \sqrt{\frac{K}{m}}, \quad \lambda_3 = \sqrt{\frac{H}{G(\theta_1 - m\ell)}}. \tag{11}$$

Частоты колебаний чувствительного элемента по координатам γ, y в негиростабилизированной плоскости соответственно равны

$$\lambda_4 = \sqrt{\frac{mg\ell K}{\theta_2 K + m^2 g\ell}}, \quad \lambda_5 = \sqrt{\frac{\theta_2 K + m^2 g\ell}{(\theta_2 - m\ell^2) m}}. \tag{12}$$

Уравнения (4), преобразованные к стандартной форме, имеют вид

$$\frac{dA_i}{dt} = \mu\left[-\frac{a_i}{c}\Phi_1 \cos\theta_i + (b_i\Phi_2 + n_i\Phi_3)\sin\theta_i\right] + \ldots$$
$$\frac{d\theta_i}{dt} = \lambda_i + \frac{\mu}{A_i}\left[\frac{a_i}{c}\Phi_1 \sin\theta_i + (b_i\Phi_2 + n_i\Phi_3)\cos\theta_i\right] + \ldots \tag{13}$$

Дальнейшая методика нахождения приближенного решения системы (13) и исследования устойчивости решения усредненных уравнений первого приближения в условиях наиболее типичных резонансов рассмотрена в [6].

При выполнении резонансных соотношений $\lambda_i - \frac{1}{2}\omega = \mu\delta \, (i = 1 \div 3)$, где δ – расстойка частоты, условие неустойчивости решения (7) системы уравнений (4) имеет вид

$$a_{ii}^2 < a_{i2}^2 - \mu^2\delta^2, \tag{14}$$

где $a_{ii} = \frac{1}{2}\lambda_i\left(\frac{a_i}{c}R_\alpha - b_i h_i R_\beta + n_i d_i R_X\right)$,

$$a_{i2} = -\frac{a_i}{4c}h_i\lambda_i\left\{-\square H_0 - A_\gamma\left[m\ell\frac{d_i}{h_i}\lambda_i + (\theta_1 + C_1 - C_2)\lambda_i - 4(\theta_2 - A_2)\lambda_i\right] - 4m\ell A_y\lambda_i\right\} +$$
$$+\frac{1}{4}b_i\lambda_i\left[-\square H_0 + A_\gamma\lambda_i(\theta_1 + 2\theta_2 - C - A_2) + 4m\ell A_y\lambda_i\right] + \frac{1}{4}n_i m\ell A_\gamma\lambda_i^2. \tag{15}$$

Коэффициенты $a_i,\ b_i, n_i, h_i, d_i$ вычисляются по приведенным в [5] формулам, а величины A_γ и A_y – согласно (9) с учетом рассматриваемых резонансных соотношений.

Приведенные выше в общем виде условия неустойчивости при субгармонических резонансах рассмотрим для наиболее типичных и возможных на практике случаев.

С целью выяснения качественного влияния основных параметров гирокомпаса на устойчивость состояния (7) в условиях резонансов условия неустойчивости будем анализировать при учете демпфирования отдельно по угловым и поступательным координатам.

Условие неустойчивости при резонансе на частоте $\lambda_2\left(\omega=2\lambda_2\right)$, соответствующей поступательным колебаниям чувствительного элемента в вертикальной гиростабилизированной плоскости, можно представить следующим образом:

при $R_\beta = R_x = 0$

$$R_\alpha < \left| \frac{6\Delta H_0 H\sqrt{Km}}{\left[4K\left(3\theta_2 - 4m\ell^2\right) - 3m^2 g\ell\right]} \right|, \tag{16}$$

при $R_\alpha = R_\beta = 0$

$$R_X < \left| \frac{6\Delta H_0 Km\ell^2\sqrt{Km}}{H\left[4K\left(3\theta_2 - 4m\ell^2\right) - 3m^2 g\ell\right]} \right|. \tag{17}$$

На рис. 3, 4 построены графики зависимостей $R_\alpha(K)$ и $R_x(K)$, исходя из неравенств (16) и (17) при таких численных данных [5]: $\frac{\Delta H_0}{H} = 0{,}1\%$, $H = 1{,}0\ \text{Н}\cdot\text{м}\cdot\text{сек}$, $\theta_1 = \theta_2 = 10^{-1}\text{кг}\cdot\text{м}^2, m = 1\ \text{кг}, \ell{=}0{,}25\ \text{м}$, через S обозначена область устойчивости. Из (16), (17) и рис. 3, 4 следует, что при резонансе $\omega = 2\lambda_2$ в окрестности собственной частоты $\lambda_2 = \sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3mg\ell}{3\theta_2 - 4m\ell^2}} \approx 0{,}98$ Гц область устойчивости значительно сужается. Изменением поперечной жесткости K магнитного подвеса можно регулировать для приведенных выше конструктивных параметров частоту $\left(f_2 = \frac{\lambda_2}{2\pi}\right)$ поступательных колебаний чувствительного элемента в гиростабилизированной плоскости в диапазоне $0{,}7 \div 3{,}5\ \text{Гц}$.

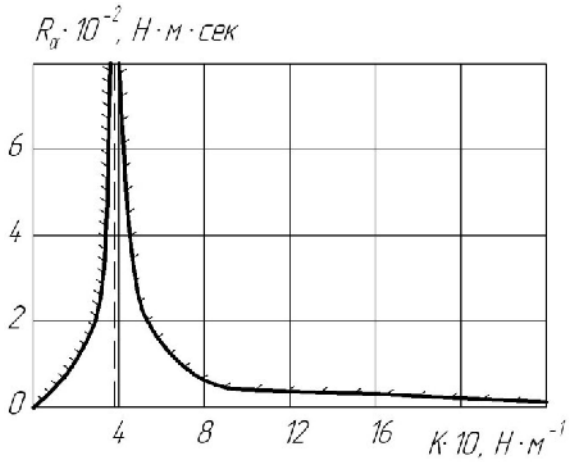

Рис. 3. Зависимость $R_\alpha(k)$ при $\omega = 2\lambda_2$

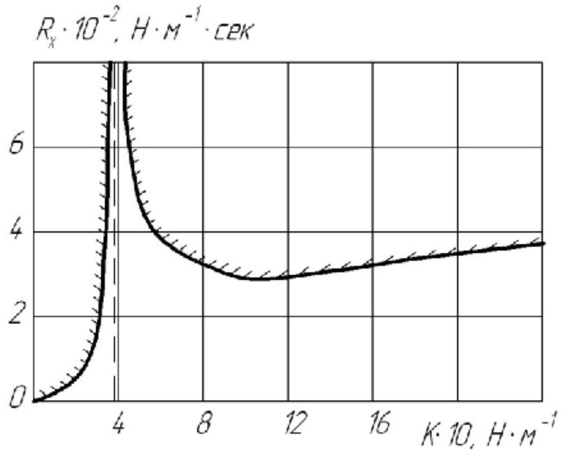

Рис. 4. Зависимость $R_x(k)$ при $\omega = 2\lambda_2$

При рассмотренном резонансе $\omega = 2\lambda_2$ по-разному проявляется влияние изменения кинетического момента H гиромотора. При учете только демпфирования по координате x увеличение H способствует расширению области устойчивости. В случае, когда демпфирование создается только по азимутальной координате α, увеличение H оказывает дестабилизирующее влияние.

Условия неустойчивости при резонансе на частоте λ_3 нутационных колебаний $(\omega = 2\lambda_3)$ имеют вид:

при $R_\beta = R_x = 0$

$$R_\alpha < \left| \frac{\Delta H_0 C\left[8H^2m^2\ell^2 + C\theta_1\left(\theta_1 - m\ell^2\right)K\right]}{\left(4H^2m - C\theta_2 K\right)\left(\theta_1 - m\ell^2\right)\sqrt{C\left(\theta_1 - m\ell^2\right)}} \right|, \tag{18}$$

при $R_\alpha = R_\beta = 0$

$$R_x < \left| \frac{\Delta H_0\left[8H^2m^2\ell^2 + C\theta_1\left(\theta_1 - m\ell^2\right)K\right]}{\left(4H^2m - C\theta_2 K\right)\ell^2\sqrt{C\left(\theta_1 - m\ell^2\right)}} \right|. \tag{19}$$

Графическая интерпретация неравенства (18) в виде зависимостей $R_\alpha(H)$, $R_\alpha(C)$ представлена на рис. 5, 6, где "S" – область устойчивости. Здесь $K = 100\dfrac{\text{Н}}{\text{м}}$, $\dfrac{\Delta H}{H} = 0{,}01\,\%$.

Рассмотрим предельный случай, соответствующей схеме подвеса чувствительного элемента в виде абсолютно жесткого шарнира $(K \to \infty)$. Тогда условие (18) сведется к следующему.

$$R_\alpha < \Delta H_0 \sqrt{\frac{C}{\left(\theta_1 - m\ell^2\right)}}\,. \qquad (20)$$

Из $(18)\div(20)$ следует, что при резонансе $\omega = 2\lambda_3$ величина области неустойчивости будет в основном определяться конфигурацией эллипсоида инерции чувствительного элемента.

При выполнении условий $(16)\div(20)$, например, при малых коэффициентах демпфирования, решение системы (7) оказывается неустойчивым, тогда имеет место возбуждение резонансных колебаний с собственными частотами λ_2 или λ_3 соответственно в направлениях координат α, β, x, то есть рабочий режим гирокомпаса неустойчив.

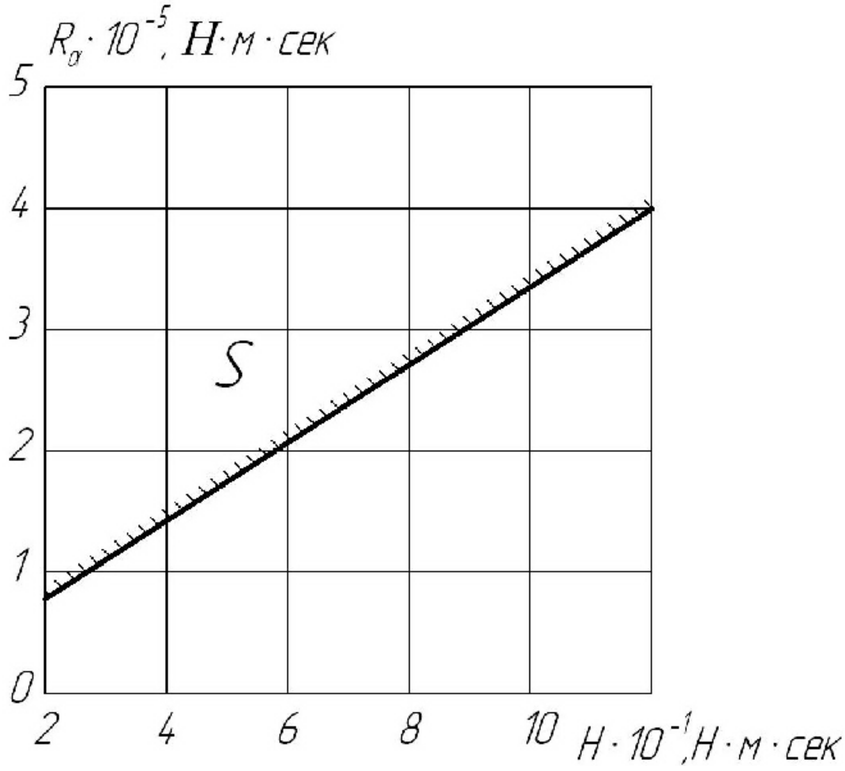

Рис. 5. Зависимость $R_\alpha(H)$ при $\omega = 2\lambda_3$, $\dfrac{\Delta H}{H} = 0{,}01\%$.

Асимптотическая устойчивость системы при комбинационных резонансах $\omega = \lambda_j \pm \lambda_i + \delta$ $\left(i, j = 1 \div 3, j \neq i\right)$ определяется в первом приближении характером корней уравнения

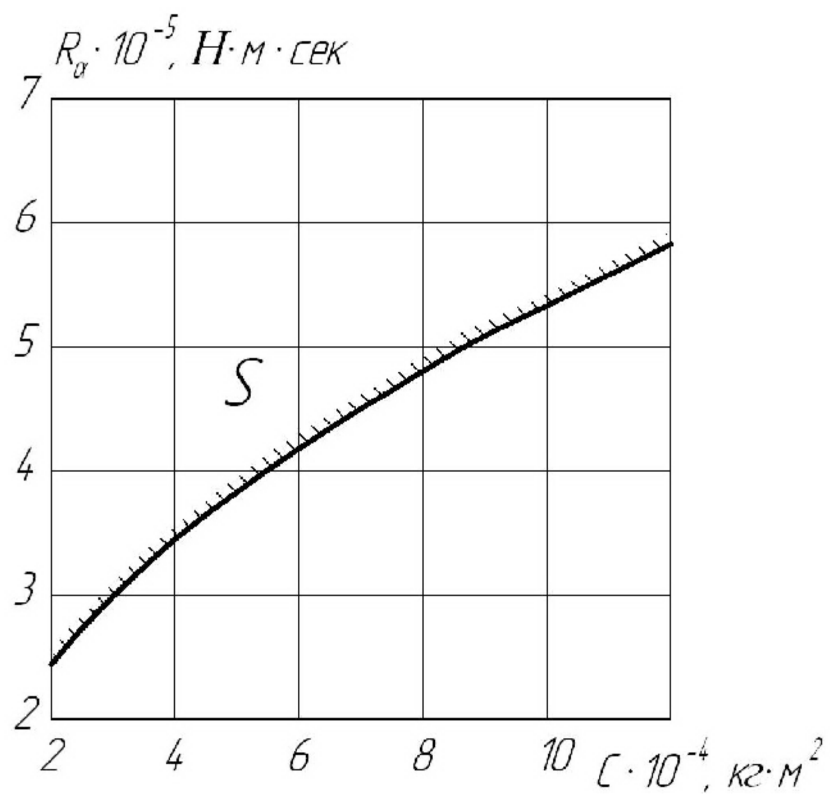

Рис. 6. Зависимость $R_\alpha(C)$ при $\omega = 2\lambda_3$, $\frac{\Delta H}{H} = 0,01\%$.

$$\begin{vmatrix} b_{11}-p & -\mu\delta & 0 & b_{12} \\ \mu\delta & b_{11}-p & b_{12} & 0 \\ 0 & a_{12} & a_{11}-p & -\mu\delta \\ a_{12} & 0 & \mu\delta & a_{11}-p \end{vmatrix} = 0, \tag{21}$$

где значения коэффициентов соответственно равны

$$\left.\begin{matrix} a_{11} \\ b_{11} \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2}\lambda_\kappa\left(\frac{a_K}{c}R_\alpha - b_\kappa h_\kappa R_\beta + n_\kappa d_\kappa R_X\right), \text{ для } a_{11}\ \ K = j, \text{ для } b_{11}\ K = i,$$

$$a_{12} = \frac{a_i}{4c}h_j\left\{\mp\Delta H_0\lambda_i + A_\gamma\left[m\ell\frac{d_j}{h_j}\lambda_j^2 + (\theta_1 - C)\lambda_j^2 + C_1\lambda_j\omega - (\theta_2 - A_2)\omega^2\right] + A_y m\ell\omega^2\right\} +$$

$$+\frac{b_i}{4}\left\{\pm\Delta H_0\lambda_j + A_\gamma\left[\pm(\theta_1 - C)\lambda_j^2 \mp (\theta_1 + \theta_2 - C - A_2)\lambda_j\omega\right] \mp A_y m\ell\omega^2\right\} \mp \frac{n_i}{4}A_\gamma m\ell\lambda_i^2;$$

$$b_{12} = \frac{a_j}{4c}h_i\left\{\Delta H_0\lambda_j + A_\gamma\left[m\ell\frac{d_i}{h_i}\lambda_i^2 + (\theta_1 - C)\lambda_i^2 \mp C_1\lambda_i\omega - (\theta_2 - A_2)\omega^2\right] - A_y m\ell\omega^2\right\} +$$

$$+\frac{b_j}{4}\left\{-\Delta H_0\lambda_i + A_\gamma\left[\pm(\theta_1 - C)\lambda_i^2 + (\theta_1 + \theta_2 - C - A_2)\lambda_i\omega \mp A_y m\ell\omega^2\right]\right\} \mp \frac{n_j}{4}A_\gamma m\ell\lambda_j^2 \cdot \tag{22}$$

В выражениях (22) верхний знак соответствует резонансному соотношению $\omega = \lambda_j - \lambda_i$, а нижний – соотношению $\omega = \lambda_j + \lambda_i$.

Области достаточной устойчивости в пространстве параметров системы независимо от коэффициентов трения и расстройки частоты δ определяются неравенствами

$$a_{12}b_{12} < 0. \tag{23}$$

При выполнении резонансного соотношения $\omega = \lambda_3 - \lambda_2$ условие достаточной устойчивости системы при достаточно большой величине Н может быть записано в виде

$$\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C\left(\theta_2 - m\ell^2\right)K}{m}} < H < 2\sqrt{\frac{C\left(\theta_1 - m\ell^2\right)K}{m}}. \tag{24}$$

Геометрическая интерпретация неравенства (24) представлена на рис. 7. Область параметров (*K, H*), при которых система всегда будет устойчивой, заключена между кривыми L_1 и L_2.

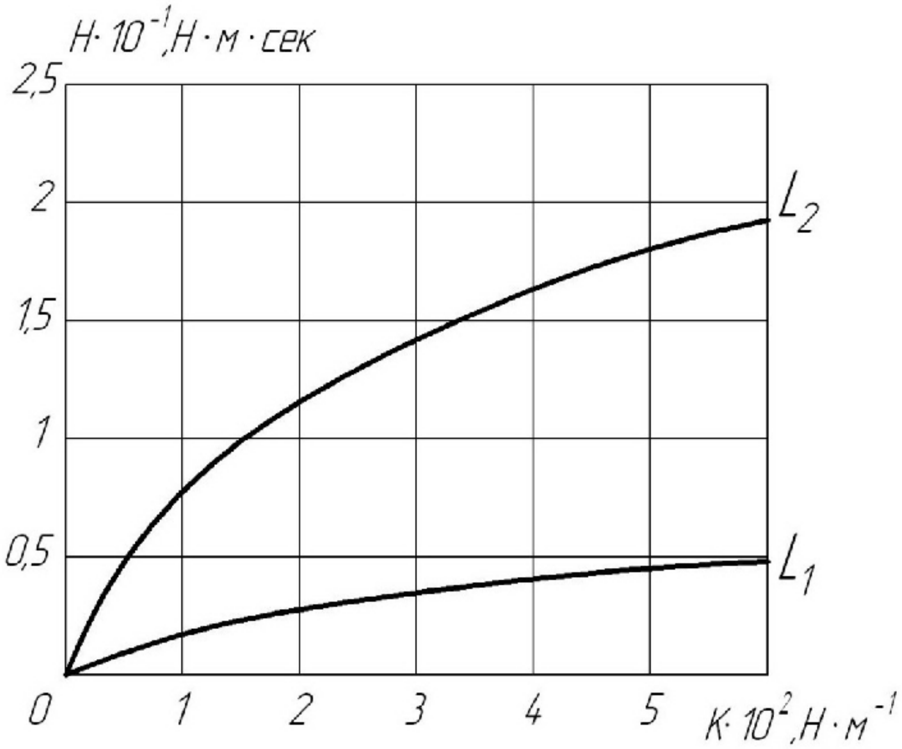

Рис. 7. Зависимость *H*(*K*) при $\omega = \lambda_3 - \lambda_2$

При резонансном соотношении $\omega = \lambda_3 + \lambda_2$ условия неустойчивости сводятся к неравенствам:

при $R_\beta = R_X = 0$

$$R_\alpha < \frac{\square H_0 C m \lambda_3^2 \sqrt{S}}{2H\left(\lambda_2 + \lambda_3\right)\left[m\left(\theta_2 - m\ell^2\right)\left(\lambda_2 + \lambda_3\right)^2 - \left(\theta_2 K + m^2 g\ell\right)\right]}, \tag{25}$$

при $R_\alpha = R_\beta = 0$

$$R_X < \frac{\square H_0 m^2 \ell \lambda_2 \lambda_3^2 \sqrt{C\left(\theta_1 - m\ell^2\right) S}}{2H^2\left(\lambda_2+\lambda_3\right)\left[m\left(\theta_2 - m\ell^2\right)\left(\lambda_2+\lambda_3\right)^2 - \left(\theta_2 K + m^2 g\ell\right)\right]}. \tag{26}$$

где $S = \lambda_2\left(\lambda_2 + 2\lambda_3\right)\left[\left(3m\ell^2 - \theta_1\right)\lambda_3 + 5m\ell^2\lambda_2\right]\left[2m\ell^2\lambda_3 + \left(\theta_2 + 5m\ell^2\right)\lambda_2\right]$.

Ввиду существенной малости коэффициентов R_α, R_X условия (25), (26) выполняются.

Таким образом, при резонансах $\omega = \lambda_3 \mp \lambda_2$ возможно возбуждение резонансных колебаний вида (10).

Рассмотрим комбинационные резонансы, связанные с прецессионной частотой $\lambda_1\left(\lambda_1 = 0{,}4\cdot10^{-2} \div 0{,}66\cdot10^{-2}\,\frac{1}{\text{сек}}\right)$, которая является достаточно малой величиной. При резонансах $\omega = \lambda_{2,3} \pm \lambda_1$ частота λ_1 соизмерима практически с расстойкой частоты δ.

Для резонанса $\omega = \lambda_2 + \lambda_1 \approx \lambda_2 + \delta$ условием достаточной устойчивости системы является выполнение неравенства вида

$$H < K\ell\sqrt[3]{\frac{C^2}{4m^2 g U_1}}. \tag{27}$$

Если параметры системы таковы, что условие (27) не выполняется, например, при больших значениях кинетического момента, то для предотвращения возбуждения резонансных колебаний с частотами λ_2 и λ_1 в направлении координат α, β, x требуется, чтобы коэффициенты демпфирования удовлетворяли неравенствам:

при $R_\beta = R_x = 0$

$$R_\alpha > \frac{\square H_0 H}{Km\ell^2}\sqrt{\frac{\left(2HU_1 m^2 g\lambda_2 - CK^2\ell\lambda_1\right)\lambda_1}{2HU_1 g}}, \tag{28}$$

при $R_\alpha = R_\beta = 0$

$$R_\alpha \geq \frac{\square H_0}{HU_1\ell}\sqrt{\frac{\left(2HU_1 m^2 g\lambda_2 - CK^2\ell\lambda_1\right)\lambda_1}{2K\ell}}. \tag{29}$$

Геометрическая интерпретация условия (27) на плоскости параметров (*K, H*) представлена на рис. 8, ”*S*”– область устойчивости.

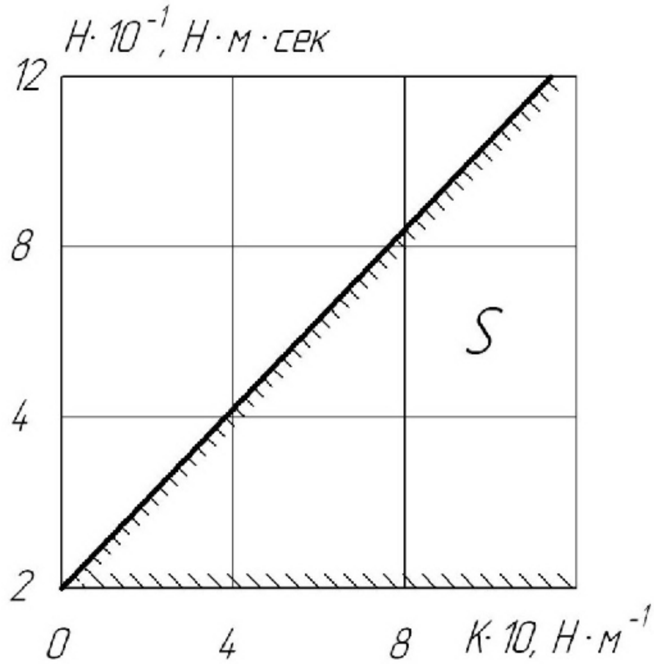

Рис. 8. Зависимость $H(K)$ при $\omega = \lambda_2 + \lambda_1$

При резонансном соотношении $\omega = \lambda_3 - \lambda_1 \approx \lambda_3 - \delta$ условие достаточной устойчивости системы

$$K < \frac{mg\sqrt{HU_1\left(\theta_1 - m\ell^2\right)}}{\ell\sqrt{Cmg\ell}} \tag{30}$$

практически не выполняется (может иметь место для магнитного подвеса с квазинулевой поперечной жесткостью). Условия устойчивости для данного комбинационного резонанса будут:

при $R_\beta = R_X = 0$

$$R_\alpha > \frac{\square H_0 m\ell^2 C\sqrt{K\left[2H^2m - CK\left(\theta_1 - m\ell^2\right)\right]\lambda_3}}{2\left[H^2m - C\left(\theta_2 K + m^2 g\ell\right)\right]\left(\theta_1 - m\ell^2\right)\sqrt{\lambda_1}}, \tag{31}$$

при $R_\alpha = R_\beta = 0$

$$R_\alpha > \frac{\square H_0 H m\ell^2\sqrt{K\left[2H^2m - CK\left(\theta_1 - m\ell^2\right)\right]\lambda_1}}{2\left[H^2m - C\left(\theta_2 K + m^2 g\ell\right)\right]\ell^2\sqrt{HU_1^2\left(\theta_1 - m\ell^2\right)}} \cdot \sqrt[4]{\frac{C}{\left(\theta_1 - m\ell^2\right)}}. \tag{32}$$

Здесь увеличение поперечной жесткости подвеса способствует неустойчивости. Увеличение кинетического момента ротора *H* расширяет область устойчивости, причем его стабилизирующее влияние больше сказывается при преобладании демпфирования по азимутальному углу α.

При других возможных, в первом приближении, комбинационных резонансах $\omega = \lambda_2 - \lambda_1$ и $\omega = \lambda_3 + \lambda_1$ система всегда асимптотически устойчива.

Полученные результаты могут быть применены к гирокомпасу с торсионным подвесом [7], для которого $\lambda_2 = \sqrt{\frac{g}{r}}$ (r – длина торсиона).

Выводы

В данной статье изложены результаты исследования устойчивости движения гирокомпаса с магнитным подвесом чувствительного элемента в условиях нелинейных резонансов при работе прибора с системой стабилизации скорости вращения гиродвигателя, создающей при автоколебательном режиме работы внутренние возмущающие моменты относительно оси вращения ротора. Определены нелинейные резонансные соотношения между частотой возмущения и собственными частотами системы, при которых возможно возбуждение колебаний гирокомпаса. Установлены критерии, при которых будут иметь место возникновение и дальнейшее развитие резонансных колебаний.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке требований к импульсным электронным преобразователям частоты, применяемых для питания гиромотора.

Список использованной литературы

1. Делекторский Б. А., Мастяев Н. З., Орлов И. Н. Проектирование гироскопических электродвигателей.–М. Машиностроение, 1968.– 252 с.
2. Танский Е. А. Прецизионные системы стабилизации скорости двигателей.– Л.Энергия, 1975.–88 с.
3. Климов Д. М. Влияние момента относительно оси вращения ротора на уходы гироскопа в кардановом подвесе на подвижном основании.– Изв. АН СССР. Отделение техн. наук. Механика и машиностроение, 1962, №6, с.134-136.
4. Павлов В. А. Влияние крутящего момента гиромотора на движение гироскопа в кардановом подвесе.– Изв. вузов. Приборостроение, 1963, 6, №1, с.92-102.
5. Ганиев Р. Ф., Воробьев В. М., Лютый А. И. Резонансные колебания гироскопических систем. –Киев: Наук.думка, 1979.– 186с.
6. Ганиев Р. Ф., Кононенко В. О. Колебания твердых тел. –М. Наука, 1976.– 432с.

7. Василенко В. П., Темченко М. Е. К теории гироскомпаса на торсионном подвесе.–Изв. АН СССР. Механика твердого тела, 1966, №1, с.6-13