

3. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971, стр. 184.
4. Зельманов А. Л., ДАН СССР, 107, 815, 1956.
5. Полищук Р. Ф. ЖЭТФ, 62, 5, 1972.
6. Полищук Р. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 3, 352, 1970.
7. Петров А. З. Новые методы в ОТО. М., 1966.
8. Misra R. M. Proc. Nat. Inst. Sci. India, 35A, 590, 1969.

Поступила в редакцию
21.2 1972 г.

ГАИШ

УДК 538.113

А. Л. КОТКИН, Р. М. УМАРХОДЖАЕВ

О РАБОТЕ СПИНОВЫХ СТАБИЛИЗАТОРОВ ПРИ НАЛИЧИИ ПРИМЕСИ СИГНАЛА ПОГЛОЩЕНИЯ В УПРАВЛЯЮЩЕМ НАПРЯЖЕНИИ

В ряде работ [1, 2, 3, 4] рассмотрены характеристики пассивных спиновых стабилизаторов (СС), управляющее напряжение в которых пропорционально сигналу дисперсии U . Рассмотрим, как изменяются характеристики стабилизатора, если управляющее напряжение ε пропорционально смеси сигналов дисперсии U и поглощению V :

$$\varepsilon = U \cos \varphi + V \sin \varphi, \quad (1)$$

где φ — или ошибка в выборе фазы, опорного напряжения для синхронного детектора, или дополнительный фазовый сдвиг в высокочастотном радиотракте, возникающий в процессе работы устройства.

При работе без применения модуляционной методики [4] уравнения, описывающие СС, имеют вид:

$$\dot{V} + \delta_2 U - U [\Delta\omega_0 - k(U \cos \varphi + V \sin \varphi)] = -\gamma H_1 M_z, \quad (2)$$

$$\dot{U} + \delta_2 U + V [\Delta\omega_0 - k(U \cos \varphi + V \sin \varphi)] = 0, \quad (3)$$

$$\dot{M}_z + \delta_1 M_z - \gamma H_1 V = \delta_1 M_0, \quad (4)$$

где δ_1 и δ_2 — обратные времена релаксации T_2 и T_1 , $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_r$, ω_0 и ω_r — частоты Лармора и задающего в. ч. генератора, k — коэффициент усиления широкополосного радиотракта.

При частотнонезависимом радиотракте анализ СС удобнее проводить методами теории автоматического регулирования [5]. Приведем необходимую для такого анализа передаточную функцию спин-системы

$$W(s) = \frac{\gamma H_1 M_0}{\delta^2 1 + \Omega^2 + \gamma^2 H_1^2} \times \frac{\{\cos \varphi [(s + \delta)^2 \delta - (s + \delta)\Omega^2 + \gamma^2 H_1^2 \delta] + \Omega (s + \delta) (s + 2\delta) \sin \varphi\}}{(s + \delta)^3 + (s + \delta)(\Omega^2 + \gamma^2 H_1^2)}, \quad (5)$$

где $\delta = \delta_1 = \delta_2$, s — оператор Лапласа, (Ω — ошибка СС-расстройка во внутренней системе координат).

Рассмотрим характеристики СС с частотнонезависимым радиотрактом в двух случаях:

1. $\varphi = \text{const} \ll 1$.

Если $\varphi = 0$ [3], то статическая характеристика стабилизатора симметрична относительно положения с $\Delta\omega_0 = 0$; система достигает аperiodической границы устойчивости при ошибке СС, равной

$$\Omega_a = \sqrt{\delta^2 + \gamma^2 H_1^2} \quad (\gamma^2 H_1^2 < \delta)$$

и колебательной границы устойчивости при ошибке $\Omega_k = \sqrt{2} \delta$ ($\gamma^2 H_1^2 > \delta^2$); статистическая ошибка СС при $\Delta\omega_0 = 0$ равна $\Omega = 0$. При $\varphi \neq 0$ ($\varphi \ll 1$) симметрия статической характеристики нарушается. Аперриодические границы устойчивости сдвигаются на $\delta\varphi$, а колебательные на $3/2 \delta\varphi$; статическая ошибка при $\Delta\omega_0 = 0$ равна $\Omega = -\delta\varphi$ (все приведенные поправки даны во внутренней системе координат).

2. $\Delta\omega_0 = 0$. Изменяется φ . $k \gg 1$ ($\varepsilon \approx 0$).

В этом случае примесь сигнала V в управляющем напряжении приводит к изменению коэффициента стабилизации K , возникновению статической ошибки Ω_φ и неустойчивости СС. Зависимость статического коэффициента стабилизации $K_0(\varphi)$ и ошибки Ω (φ) дается выражениями

$$K_0 = \frac{kM_0 \gamma H_1 \delta \cos \varphi}{\delta^2 (1 + \text{tg}^2 \varphi) + \gamma^2 H_1^2} \frac{\delta^2 (1 - 3 \text{tg}^2 \varphi) + \gamma^2 H_1^2}{\delta^2 (1 + \text{tg}^2 \varphi) + \gamma^2 H_1^2}, \quad (6)$$

$$\Omega_\varphi = -\text{tg} \varphi \cdot \delta. \quad (7)$$

СС достигает аперриодической границы устойчивости при $\varphi = \varphi_a$:

$$\varphi_a = \text{arctg} \sqrt{\frac{\delta^2 + \gamma^2 H_1^2}{3\delta^2}}, \quad \text{если } \gamma H_1 < \frac{\delta}{\sqrt{2}} \quad (8)$$

и колебательной границы устойчивости при $\varphi = \varphi_k$:

$$\varphi_k = \text{arctg} \sqrt{0,5}, \quad \text{если } \gamma H_1 < \frac{\delta}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

с частотой старта $f_{\text{ст}}$:

$$2\pi f_{\text{ст}} = \sqrt{2\gamma^2 H_1^2 - \delta^2}. \quad (10)$$

Оба рассмотренных случая могут иметь место в эксперименте. Случай 1 (малые примеси сигнала V в управляющем напряжении) практически реализуется всегда. В СС с подстройкой частоты генератора (при больших коэффициентах усиления цепи обратной связи) реализуется случай 2: при изменениях частоты происходит перестройка по радиотракту и изменяются фазовые соотношения на синхронном детекторе.

Рассмотренное явление накладывает ограничения на диапазон работы СС с подстройкой частоты, в то время как у СС с подстройкой поляризующего поля такого ограничения нет.

Полученные результаты могут быть обобщены на случай работы СС с применением модуляционной методики. При работе на первом боковом сигнале по полю и при приеме на частоте модуляции условия выделения сигнала U без примеси V записываются в виде

$$J_0 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) = -J_2 \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \quad (11)$$

где φ_1 — фаза опорного напряжения в. ч. С. Д., φ_2 — фаза опорного напряжения н. ч. С. Д., J_n — функция Бесселя первого рода.

Нарушение условий (11) или (12) ведет к появлению примеси сигнала V в управляющем напряжении. Из приведенного рассмотрения следует, что требования к стабильности фаз φ_1 и φ_2 одинаковы, а изменения индекса модуляции в процессе работы приводят к ошибкам в СС.

При работе на центральном по полю сигнала и при приеме по любой боковой частоте фаза опорного напряжения н. ч. С. Д. влияет только на амплитуду выделенного сигнала. Примесь сигнала V в управляющем напряжении может появиться только при изменениях фазы опорного напряжения в. ч. С. Д.

Наличие в управляющем напряжении примеси сигнала поглощения φV ($\varphi \ll 1$) приводит при $\Delta\omega_0 = 0$ к статической ошибке

$$\Omega_\varphi = \varphi \delta_2 \equiv \frac{\varphi}{T_2}. \quad (12)$$

Этой же формулой описывается статическая ошибка спиновых генераторов [6], если набег фазы в цепи обратной связи равен φ .

Аналогичные поправки имеют место и для СС, управляющее напряжение в которых пропорционально фазовому углу спин-системы [7].

Наличие ошибки Ω_{φ} приводит (при долговременной стабилизации резонансных условий ЯМР с большой точностью, при магнитометрических измерениях) к необходимости стабилизации фазовой характеристики радиотрактов и стабилизации (коррекции) фаз опорных напряжений для синхронных детекторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sasaki J. Jap. J. Appl. Phys., 2, No. 10, 641, 1963.
2. Сюгис А., Липпмаа Э. «Изв. АН ЭССР», 16, № 1, 81, 1967.
3. Коткин А. Л., Умарходжаев Р. М. «Изв. вузов», радиофизика, 16, № 12, 1805, 1971.
4. Baker E., Burd L. Rev. Sci. Instr., 28, 313, 1957.
5. Основы автоматического регулирования, под ред. В. В. Солодовникова. М., 1954.
6. Simpson J. H. Astronautics and Aeronautics, 2, No. 10, 42, 1964.
7. Умарходжаев Р. М., Коткин А. Л. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 13, № 5, 619, 1972.

Поступила в редакцию
20.3 1972 г.

НИИЯФ

УДК

С. Ф. ШУШУРИН, Л. В. МАТЮШКИН, В. Е. МИЦУК

О ВЫЧИСЛЕНИИ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЫ ИЗ ДАННЫХ О СПЕКТРЕ РАССЕЯНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Впервые задача восстановления плотности распределения электронов плазмы по скоростям и направлениям была решена в [1] для нерелятивистского случая. Решению этой же задачи посвящена работа [2]. Обе работы основаны на использовании томсоновской теории рассеяния, дополненной учетом доплеровского сдвига при рассеянии волны на движущемся электроны. В обеих работах рассмотрено релятивистского случая оказалось связанным с трудностями.

Ниже поставлена и решена задача о вычислении плотности распределения электронов по скоростям в релятивистском случае на основе комптоновской теории рассеяния света [3]. Настоящий метод может рассматриваться как второй независимый спектроскопический метод определения плотности распределения электронов по скоростям отличный от метода, основанного на использованных данных об абсолютных интенсивностях спектральных линий излучения плазмы [4].

Пусть единичный фотон частоты ω рассеивается на единичном электроны, движущемся со скоростью \vec{v} . Направления фотона и электрона до взаимодействия составляют с осями координат углы $\{\alpha_i\}$ и $\{\beta_i\}$, $i=1, 2, 3$ $\left(\sum_{i=1}^3 \cos^2 \alpha_i = 1; \sum_{i=1}^3 \cos^2 \beta_i = 1\right)$. Величины, относящиеся к фотону и электрону после

взаимодействия обозначаются штрихами. Кроме того, $\vec{\gamma} = \vec{v}/c$; $\epsilon = \hbar\omega/m_0c^2$.

Решая три уравнения, выражающих сохранение суммарного количества движения фотона и электрона, а также четвертое уравнение, выражающее сохранение суммарной энергии, получим