2. Baraff G. A. Phys. Rev., 133, A26, 1964.
3. Восилюс И. И., Левинсон И. Б. ЖЭТФ, 50, 1660, 1966.
4. Ансельм А. И. Ведение в теорию полупроводников. М., Физматгиз, 1962.

Поступила в редакцию
20.10.1971 г.

Кафедра
полупроводников

УДК 538.69.539

Р. М. УМАРХОДЖАЕВ, А. Л. КОТКИН

О СТАБИЛИЗАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ УСЛОВИЙ ПО ФАЗОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ СИГНАЛА ЯМР

В технике ЯМР приборостроения широкое распространение получили следящие спиновые стабилизаторы (СС), сигнал ошибки которых пропорционален сигналу дисперсии U [1, 2, 3] (обозначим такие устройства ССД). В настоящем сообщении рассматриваются СС, напряжение ошибки которых пропорционально либо фазовому углу φ, определяемому выражением

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{U}{V} \tag{1}$$

(где V — блоховский сигнал поглощения), либо отношениям сигналов дисперсии и поглощения U/V. (Обозначим такие стабилизаторы ССФ и ССО соответственно.)

Рассмотрим характеристики СС при условиях:

1. Устройства работают без применения модуляционной методики.
2. Поляризующее поле однородно.
3. Радиотракт частотнонезависим, т. е. $W_2=k$ (рис. 1).

При сделанных предположениях уравнения, описывающие ССФ, во внешней системе координат имеют вид

$$\dot{V} + \delta_2 V - U\left(\Delta\omega_0 - k \operatorname{arctg} \frac{U}{V}\right) = -\gamma H_1 M_z, \tag{2}$$

$$\dot{U} + \delta_2 U + V\left(\Delta\omega_0 - k \operatorname{arctg} \frac{U}{V}\right) = 0, \tag{3}$$

$$\dot{M}_z + \delta_1 M_z - \gamma H_1 V = \delta_1 M_0. \tag{4}$$

В случае частотнозависимого радиотракта удобнее исследовать характеристики СС во внутренней системе координат методами теории автоматического регулирования [4, 5].

Структурная схема СС представлена на рис. 1, где, $\Delta\omega$ — расстройка в лабораторной (внешней) системе координат, Ω — (ошибка стабилизатора) — расстройка во внутренней системе координат, W_1 — передаточная функция спинового дискриминатора, W_2 — передаточная функция радиотракта.

Передаточная функция W_1 для случая ССФ имеет вид

$$W_1^{\Phi} = \frac{s^2(\delta^2+\Omega^2) + s\,2\,\delta(s^2+\Omega^2) + \delta^2(\delta^2+\gamma^2 H_1^2+\Omega^2)}{(\delta^2+\Omega^2)\,[s^3 + 3s^2\delta + s\,(3\delta^2+\gamma^2 H_1^2+\Omega^2) + \delta\,(\delta^2+\gamma^2 H_1^2+\Omega^2)]}, \tag{5}$$

где s — оператор Лапласа; $\delta=\delta_1=\delta_2$.

В случае $W_2=k\gg 1$ характеристическое уравнение ССФ можно представить так:

$$s^3 + k\left(s^2 + 2\delta s + \delta^2 \frac{\delta^2+\gamma^2 H_1^2+\Omega^2}{\delta^2+\Omega^2}\right) = 0. \tag{6}$$

Из него следует, что ССФ устойчив при любых расстройках Ω и величинах H_1 (так как $k \gg 1$, то считаем, что всегда $\gamma H_1 < 2k\delta$). Статический коэффициент стабилизации K_0 для ССФ не зависит от величины H_1 и равен

$$K_0 = \frac{k\delta}{\delta^2 + \Omega^2} + 1. \tag{7}$$

Быстродействие при работе с нулевой расстройкой определяется величиной

$$\tau = k + \delta. \tag{8}$$

Уравнения, описывающие ССО во внешней системе координат, могут быть получены из (2)—(4) заменой $\operatorname{arctg} \frac{U}{V}$ на $\frac{U}{V}$. Передаточная функция W_1 в случае ССО имеет вид

$$W_1^0 = \frac{s^2(\delta^2 + \Omega^2) + 2s\delta(\delta^2 + \Omega^2) + \delta^2(\delta^2 + \gamma^2 H_1^2 + \Omega^2)}{\delta^2[s^3 + s^2 3\delta + s(3\delta^2 + \gamma^2 H_1^2 + \Omega^2) + \delta(\delta^2 + \gamma^2 H_1^2 + \Omega^2)]}. \tag{9}$$

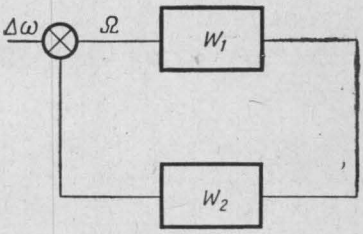

Рис. 1. Структурная схема

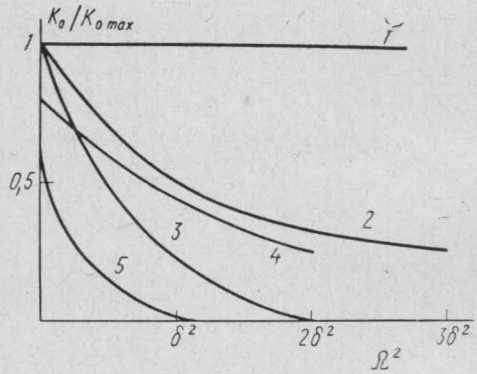

Рис. 2. Зависимость $K_0/K_{0\,max}$ от расстройки стабилизатора Ω для *1* — ССО при любых H_1, *2* — ССФ при любых H_1, *3* — ССД при $\gamma^2 H_1^2 = \delta^2$ (при $\Omega^2 = 2\delta^2$ граница устойчивости стабилизатора), *4* — ССД при $\gamma^2 H_1^2 = 4\delta^2$ (при $\Omega^2 = 2\delta^2$ колебательная граница устойчивости стабилизатора), *5*—ССД при $\gamma^2 H_1^2 = 0{,}1\,\delta^2$ (при $\Omega^2 = 1{,}1\,\delta^2$ апериодическая граница устойчивости стабилизатора). $K_{0\,max}$ — значение коэффициента стабилизации при $\Omega = 0$, $\gamma H_1 = \delta$

Статический коэффициент стабилизации ССО не зависит ни от величины H_1, ни от расстройки Ω, быстродействие при нулевой расстройке совпадает с быстродействием ССФ, стабилизатор устойчив при любых расстройках.

Представляет интерес сравнение характеристик ССО, ССФ и ССД при одинаковых радиосхемах ($W_2 = k$). В случае широкополостного радиотракта ССД имеет апериодические и колебательные границы устойчивости и несовпадающие между собой значения частот Ω «входа» и «выхода» из режима о стабилизации [6]. ССФ и ССО устойчивы в отличие от ССД при любых расстройках, не имеют колебательной и апериодической границ устойчивости; устройства всегда находятся в режиме стабилизации. При больших расстройках коэффициент стабилизации ССФ стремится к единице, коэффициент стабилизации ССО остается постоянным. Коэффициент стабилизации ССФ и ССО в отличие от ССД не зависит от величины H_1. Зависимости K_0 от Ω для описанных видов стабилизаторов приведены на рис. 2. Полное сравнение различных видов СС и окончательный вывод о преимуществах какого-нибудь из них можно сделать только на основании изучения их шумовых характеристик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Проспект спектрометра YNM-3H-60 фирмы «Jeol.», 1963.
2. Сюгис А., Липпмаа Э. «Изв. АН СССР», **16**, № 1, 81, 1967.
3. Умарходжаев Р. М., Коткин А. Л. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **12**, № 2, 1971.
4. Основы автоматического регулирования. Под ред. В. В. Солодовникова. М., Машгиз, 1954.
5. Бесекерский В. А., Попов Е. П. Теория систем автоматического регулирования. М., «Наука». 1966.
6. Коткин А. Л., Умарходжаев Р. М. «Изв. вузов», № 12, 1971.

Поступила в редакцию
3.8 1971 г.

НИИЯФ

УДК 539.1.01

И. М. ТЕРНОВ, В. Р. ХАЛИЛОВ, Б. В. ХОЛОМАЙ

СДВИГ ЧАСТОТЫ В ВЫСОКОИНТЕНСИВНОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ

В [1, 2, 3] был предсказан эффект сдвига частоты при рассеянии электромагнитной волны на свободном электроне, пропорциональный параметру $V_0^2=\left(\frac{eE}{mc\omega}\right)^2$ характеризующему интенсивность электромагнитной волны. Как в квантовом, так и в классическом рассмотрении происхождение частотного сдвига обязано моментам включения электромагнитной волны. Классическая интерпретация состоит в том, что в момент включения волны электрон приобретает среднюю скорость $\sim V_0^2$ в направлении распространения электромагнитной волны, благодаря чему возникает допплеровский сдвиг при рассеянии волны на движущемся источнике [4]:

$$\omega' = l\omega\left[1-\frac{V_0^2(1-\cos\theta)}{2\alpha^2}\right], \qquad \alpha=\frac{\varepsilon-cp_3}{mc^2}, \qquad l=1,2\,3\ldots$$

Однако интенсивность современных лазеров еще недостаточна для того, чтобы обнаружить этот эффект, частотный сдвиг будет значительно большим, если цуг электромагнитной волны рассеивается на электронах, движущихся в магнитном поле.

Для того чтобы учесть момент включения электромагнитной волны, выберем напряженности полей волны в виде

$$\vec{E}=E_0 l^{-\gamma|\omega\xi|}\{\vec{e}_1\cos\omega\xi+g\vec{e}_2\sin\omega\xi\}, \qquad \vec{H}=[\vec{n}\vec{E}], \qquad \xi=t-\frac{z}{c}. \tag{1}$$

Пусть, кроме того, у нас имеется еще постоянное и однородное магнитное поле, параллельное вектору $\vec{n}$.

Таким образом, при $\xi\to\pm\infty$ электрон связан лишь постоянным магнитным полем. Решение уравнений движения электрона в магнитном поле и поле электромагнитной волны (1) можно записать

$$x=\frac{c\beta}{\tilde{\omega}_0}\cos\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega}\chi+\frac{V_0C\left(1-g\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega}\right)}{\omega\alpha\Delta}l^{-\gamma|\omega\xi|}\frac{(\gamma\,\mathrm{sig}\,n\chi\sin\chi+\cos\chi)}{(1+\gamma^2)}+$$
$$+\frac{cV_0\gamma\,\mathrm{sign}\chi l^{-\gamma|\chi|}}{\omega\alpha\Delta}\frac{(-\gamma\,\mathrm{sign}\chi\cos\chi+\sin\chi)}{(1+\gamma^2)}, \tag{2}$$

$$y=\frac{c\beta}{\tilde{\omega}_0}\sin\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega}\chi+\frac{cgV_0\left(1-g\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega}\right)}{\omega\alpha\Delta}l^{-\gamma|\chi|}\frac{(-\gamma\,\mathrm{sign}\chi\cos\chi+\sin\chi)}{(1+\gamma^2)}-$$