вольно слабо влияет на величину S_{22}. Величины крутизн S_{21} и S_{22} и условия их оптимизации в данном случае отличаются от приведенных в работе [1], так как последние рассчитывались при $\Omega_1 \sim 0{,}5\gamma$.

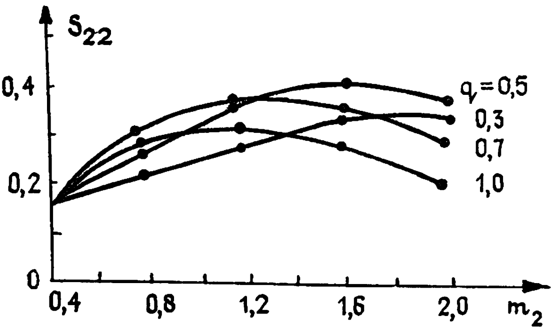

Рис. 1.

Частным случаем проанализированной выше схемы ПВСЧ является схема, в которой модуляция фазы сигнала возбуждения осуществляется одной частотой $\Omega_1 = \Omega_2 \gg \gamma$, а сигналы управления частотой кварцевого генератора и резонатора берутся с двух синхронных детекторов, подключенных к выходу одного селективного усилителя [2]. Преимуществом данной схемы является отсутствие помех с низкой частотой модуляции в кольце АПЧ резонатора. В этом случае получаем

$$S_{11} = \frac{2\alpha(1+s)}{(1+s-\alpha)^2} \frac{J_0(m) J_1(m)}{(1+q^2)^{1/2}}. \tag{11}$$

Выражение для S_{22} совпадает с выражением (10), если в нем положить $m_1 = 0$. При этом фазы опорных углов, при которых S_{11}, S_{22} максимальны, а $S_{21} = 0$, равны $\varphi_{0n1} = \operatorname{arctg} q$, а $\varphi_{0n2} = \pi/2 - \operatorname{arctg} q$. Коэффициент затягивания в этом случае равен

$$a_1 = \frac{\gamma}{\beta} \frac{\alpha + (1+s) q^2}{\alpha (1+q^2)}. \tag{12}$$

Зависимости S_{11}, S_{22} и выражение (9) проверялись экспериментально на макете пассивного водородного стандарта частоты, при этом было получено довольно хорошее (с точностью до 20%) соответствие теоретических и экспериментальных результатов, в частности подтвердились условия оптимизации крутизн по индексам m_1 и m_2.

Полученные выражения в отличие от [1] позволяют рассчитывать крутизны дискриминатора при различных значениях параметров α, s, m_1, m_2, q, что позволит минимизировать величину нестабильности частоты квантового стандарта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов С. А., Логачев В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 8, с. 978.
2. Busea G., Brandenberger H. — Proc. 33 ann. symp. frequency control, 1979, p. 563.

Поступила в редакцию
2 августа 1984 г.,
после переработки
4 июля 1985 г.

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ «РАДИОФИЗИКИ»

УДК 538.56:536.12

В ряде работ [1] рассматривалась в различных модификациях нелинейная задача об установившихся в проводящих телах с джоулевыми источниками тепла монохроматическом ($\infty e^{i\omega\tau}$ или, в частности, постоянном во времени: $\omega = 0$) электромагнитном поле $\boldsymbol{e}(\boldsymbol{r})$, $\boldsymbol{h}(\boldsymbol{r})$ и температурном поле $t(\boldsymbol{r})$ (и производных по отношению к ним других локальных величин и функционалов), взаимосвязанных друг с другом за счет учитываемой реальной температурной зависимости локальной проводимости $\sigma(t)$, но в предположении о постоянстве теплопроводности λ.

Однако в рамках той же рассмотренной задачи [1] можно освободиться от последнего ограничивающего предположения и считать теплопроводность проводника λ в соответствии с реальностью также, аналогично проводимости $\sigma=\sigma(t)$, зависящей от температуры, $\lambda=\lambda(t)$. Для этого достаточно в исходном уравнении теплопроводности (а затем и в роторно-магнитном уравнении Максвелла) перейти от t к эквивалентной зависимой переменной — температурной функции Кирхгофа той же размерности [2]

$$s=s(t)=\lambda_0^{-1}\int\limits_{t_0}^{t}\lambda(t)dt,\quad \lambda_0=\lambda(t_0),\quad t_0=\mathrm{const}\ (\text{например, } t_0=t_{\min}), \tag{1}$$

обратная которой есть $t=t(s)$, и устранить тем самым соответствующую нелинейность в уравнении $\lambda\,\mathrm{grad}\,t=\lambda_0\,\mathrm{grad}\,s$. Соответственно, заданную температурную зависимость проводимости $\sigma(t)$ следует заменить зависимостью $\sigma[s]\equiv\sigma[t(s)]$. Решенная ранее задача [1] благодаря преобразованию (1) становится, таким образом, существенно более общей и поэтому в прикладном отношении более интересной и полезной.

Для распространения имеющихся решений задачи [1] (компоненты электромагнитного поля и температура проводника как функции координат и т. п.) при $\lambda=\lambda_0=\mathrm{const}$ на общий случай $\lambda=\lambda(t)=\mathrm{var}$ в них следует t заменить на s, а впоследствии при помощи обратной подстановки $s=s(t)$ можно вновь перейти к интересующей нас температуре $t(\boldsymbol{r})$.

Настоящее замечание следует отнести также и к некоторым другим работам аналогичной тематики (например [3–8]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецкий Р. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 2, с. 324; 1974, **17**, № 2, с. 265; 1973, **16**, № 6, с. 936.
2. Варшавский Г. А. — Журн. прикл. мех. и техн. физики, 1961, № 3, с. 3; Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 415 с
3. Кузнецкий Р. С. — Изв. вузов — Физика, 1975, № 6 (157), с. 159.
4. Кузнецкий Р. С. — Радиотехника и электроника, 1973, **18**, № 3, с. 667; 1971, **16**, № 9, с. 1729.
5. Кузнецкий Р. С. — ЖТФ, 1974, **44**, № 8, с. 1625; 1972, **42**, № 10, с. 2034.
6. Кузнецкий Р. С. — Теплофизика высоких температур, 1976, **14**, № 3, с. 667.
7. Кузнецкий Р. С. — Изв АН СССР — Энергетика и транспорт, 1980, № 3, с. 163; 1976, № 4, с. 168; 1974, № 6, с. 156; 1974, № 1, с. 149; 1970, № 4, с. 157; 1969, № 3, с. 128.
8. Кузнецкий Р. С. — В сб.: Дифференциальные уравнения. — Куйбышев: Гос. ун-т, 1980, с. 98; 1976, с. 51.

Р. С. Кузнецкий