

Б. М. РОГАЧЕВСКИЙ
(Новосибирск)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МАГНИТОМОДУЛЯЦИОННЫХ ДАТЧИКОВ (ММД)

Принципиальной основой для использования ММД как элемента параметрического усилителя является наличие в ММД периодически изменяющейся индуктивности измерительной обмотки и э. д. с. сигнала (при наличии измеряемого магнитного поля), имеющих одинаковый частотный спектр [1].

Рассмотрим режим, аналогичный в теории параметрического усиления вырожденному (или синхронному), режиму, когда частота сигнала равна разностной частоте [2, 3]. Наиболее просто этот режим может быть осуществлен путем настройки измерительной обмотки ММД в резонанс. Подобная схема уже рассматривалась в ряде работ с точки зрения учета влияния нагрузки [1, 4—6].

Однако приближенное решение дифференциального уравнения системы, проведенное в этих работах и учитывающее только одну гармонику тока, как показывают эксперименты, не совсем верно отражает наблюдаемую на практике зависимость чувствительности ММД в синхронном режиме при значительных перевозбуждениях, которые необходимы для улучшения основных характеристик ММД.

Действительно, если искать решение линейного дифференциального уравнения с периодическими коэффициентами (при слабых измеряемых полях), описывающего процесс в цепи, настроенной в резонанс измерительной обмотки ММД,

$$\frac{d}{dt} [L(t) i(t)] + R i(t) + \frac{1}{C} \int i(t) dt = e(t) \quad (1)$$

в виде

$$i(t) = i_2 \sin(2\omega t + \varphi_2), \quad (2)$$

то для определения дополнительного (за счет параметрического эффекта) коэффициента усиления будем иметь следующее выражение:

$$K = \frac{U_2}{e_2} = 2\bar{b} \mu_2 = \frac{\sqrt{1 + \bar{b}^2 \mu_4^2}}{1 - \bar{b}^2 \mu_4^2}, \quad (3)$$

где

$$L(t) = L_{\Sigma} + \sum_{n=1}^{\infty} L_{2n} \cos(2n\omega t - \psi_{2n});$$

L_{Σ} и μ_{Σ} — постоянные составляющие соответственно индуктивности и магнитной проницаемости; φ_2 и ψ_{2n} — начальный фазовый сдвиг соответственно тока второй гармоники и гармоник индуктивности; ω — частота поля возбуждения; $\bar{b} = \frac{\omega w^2 S}{R l}$; W, l и R — число витков, длина измерительной обмотки и активное сопротивление ее цепи; S — поперечное сечение сердечника (предполагается, что сечение сердечника S_c и измерительной обмотки S_k совпадают, т. е. $S = S_c = S_k$); $L_{2n} = \frac{w^2 S \mu_{2n}}{l}$; μ_{2n} — четная

гармоника магнитной проницаемости; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м; $e(t) = \sum_{n=1}^{\infty} e_{2n} \sin(2n\omega t - \psi_{2n})$; e_{2n} — четная гармоника э. д. с. холостого хода.

Если же решение уравнения (1), искать в виде

$$i(t) = i_2 \sin(2\omega t + \varphi_2) + i_4 \sin(\omega t + \varphi_4), \quad (4)$$

т. е. учитывать кроме тока второй гармоники хотя бы еще и ток четвертой гармоники и для упрощения принять $e_4 = 0$ (э. д. с. холостого хода четвертой гармоники), то получим следующее выражение для коэффициента усиления:

$$K = 2\bar{b} \mu_2 = \frac{\sqrt{\bar{b}^2 \left[\mu_4 + 4\bar{b}^2 \frac{(3/2\mu_{\Sigma} + \mu_6)(\mu_2 - \mu_6)^2}{1 + \bar{b}^2(9\mu_{\Sigma}^2 - 4\mu_6^2)} \right]^2 + \left[1 + 2\bar{b}^2 \frac{\mu_2^2 - \mu_6^2}{1 + \bar{b}^2(9\mu_{\Sigma}^2 - 4\mu_6^2)} \right]^2}}{1 - \bar{b}^2 \mu_4^2 + 4\bar{b}^2 \frac{(\mu_2^2 - \mu_6^2) [1 + \bar{b}^2(\mu_2^2 - \mu_6^2)] + 2\bar{b}^2 \mu_4 [3\mu_{\Sigma} - \mu_2 \mu_6 - \mu_6(\mu_2^2 + \mu_6^2)]}{1 - \bar{b}^2(9\mu_{\Sigma}^2 - 4\mu_6^2)}}. \quad (5)$$

Как видно из (5), в отличие от (3) коэффициент усиления уже сложным образом зависит от гармоник магнитной проницаемости вплоть до восьмой.

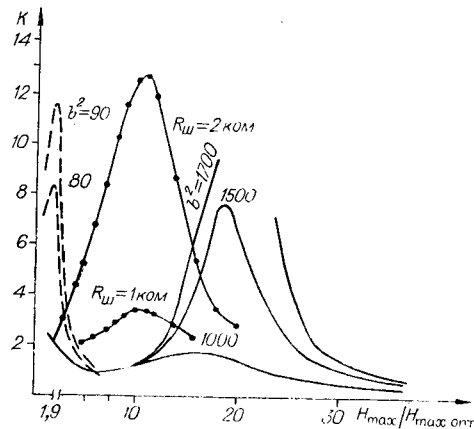
Поскольку $\mu_2^2 - \mu_6^2 > 0$, то $(\mu_2^2 - \mu_6^2) [1 + \bar{b}^2(\mu_2^2 - \mu_6^2)] > 0$. Тогда при $1 + \bar{b}^2(9\mu_2^2 - 4\mu_8^2) > 0$ и $3\mu_2 - \mu_4 > \mu_8(\mu_2^2 + \mu_6^2)$ дополнительный по сравнению

с (3) член в знаменателе положителен, т. е. имеет место стабилизация режима (сужение области неустойчивости). Именно наличие этого члена в знаменателе выражения (5) существенно изменяет характер зависимости дополнительного коэффициента усиления, получаемый из выражения (3). В качестве примера на рисунке для случая аппроксимации средней кривой намагничивания арктангенсом [7], т. е.

$$\text{если } \mu_{2n} = \frac{2\mu_{д.т. \max}}{\sqrt{1+a^2}} \left[\frac{\sqrt{1+a^2}-1}{a} \right]^{2n}, \quad \mu_{1n} = \frac{\mu_{д.т. \max}}{\sqrt{1+a^2}}$$

($\mu_{д.т. \max}$ — максимальное значение дифференциальной магнитной проницаемости), для различных значений $b = 2\bar{b}\mu_{д.т. \max}$ построены кривые зависимости дополнительного ко-

эффициента усиления, рассчитанные по выражениям (3) (штриховые линии), и (5) (сплошные линии). Кроме того, там же приведены экспериментальные кривые, полученные на макете магнитомодуляционного датчика со следующими параметрами: частота поля возбуждения $f_v = 10$ кГц, число витков измерительной обмотки $w=300$, размеры сердечника $200 \times 4 \times 0,035$ мм³, материал сердечника пермаллой марки 79НМА. Изменение величины b осуществлялось шунтированием контура активным сопротивлением $R_{ш}$. Хотя экспериментальные кривые и не совпадают с кривыми, рассчитанными по выражению (5), последние более правильно отражают качественные особенности параметрического эффекта, чем кривые, построенные в соответствии с (3).



Прежде всего необходимо обратить внимание на существенное смещение максимального значения K в сторону больших перевозбуждений. Это обстоятельство очень важно, поскольку оно является обоснованием возможности использования параметрического эффекта для повышения чувствительности в режиме сильного перевозбуждения

$$\left(\frac{H_{\max}}{H_{\max \text{ опт}}} = 10 \div 15 \right). \text{ (Из (3) следует, что } K = K_{\max} \text{ только при } \frac{H_{\max}}{H_{\max \text{ опт}}} = 1,5 \div 1,9.)$$

Далее. В области $K = K_{\max}$ относительное изменение чувствительности ММД к изменению поля возбуждения незначительно в более широком диапазоне изменения амплитуды поля возбуждения, чем это следует из (3). Последнее уменьшает требования к стабильности выходного напряжения генератора. Что касается нестабильности чувствительности вследствие изменения активного сопротивления цепи измерительной обмотки и частоты поля возбуждения, то, как показывают проведенные эксперименты, она не превышает нестабильности чувствительности ММД к изменению поля возбуждения при больших перевозбуждениях в режиме холостого хода. Большое значение имеет вытекающая из (5) и подтвержденная экспериментально принципиальная возможность перемещения по оси $\frac{H_{\max}}{H_{\max \text{ опт}}}$ точки, соответствующей $K = K_{\max}$.

Кроме того, величины h^2 , определяющие коэффициент усиления, рассчитанный по выражению (5), более близки к наблюдаемым на практике и существенно отличаются от значений b^2 , полученных из анализа, учитывающего только ток второй гармоники.

Отметим, что имеющее место расхождение экспериментальных данных с расчетными, полученными из (5), обусловлено не только тем, что не учитывались гармоники тока выше четвертой и э. д. с. выше второй. Существенное влияние на несовпадение результатов расчета и эксперимента могли оказать: значительная разница между сечением сердечника и сечением измерительной обмотки, отличие реальной петли гистерезиса от арктангенсной аппроксимации средней кривой намагничивания, влияние вихревых токов при увеличении H_{\max} и т. д.

например, для $K=10\div 15$ может быть получена не хуже стабильности чувствительности в режиме холостого хода при том же перевозбуждении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Ф. Пономарев. К теории магнитных модуляторов, работающих в режиме нагрузки.— В сб. «Магнитные элементы». Киев, «Наукова думка», 1964.
2. С. В. Перцов. Параметрические усилители на полупроводниковых диодах.— В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», вып. 5. М., «Советское радио», 1960.
3. В. С. Эткин, Е. М. Гершензон. Параметрические системы на полупроводниковых диодах. М., «Советское радио», 1964.
4. В. Н. Михайловский, Ю. И. Спектор. К вопросу согласования магнитных усилителей типа «второй гармоники» с нагрузкой.— Автоматика и телемеханика, 1957, т. XVIII, № 6.
5. P. H. Serson, W. L. W. Hannaford. A Portable Electrical Magnetometer.— Canad. J. Technology, 1956, v. 34, № 4.
6. А. П. Лысенко. Работа четногармонических феррозондов и магнитных усилителей под нагрузкой.— Электричество, 1963, № 12.
8. Ю. Ф. Пономарев. Феррозонды с продольным возбуждением в малых переменных полях.— Геофизическое приборостроение, вып. 10. Л., Гостехиздат, 1961.

*Поступила в редакцию
17 мая 1968 г.*