А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
А В Т О М Е Т Р И Я
1967
№ 6

УДК 621.317.44

Б. М. РОГАЧЕВСКИЙ
(Новосибирск)

О СООТНОШЕНИИ ТРЕБОВАНИЙ К ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ СИСТЕМЫ И НЕИДЕНТИЧНОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ БАЛАНСНЫХ ЦЕПЕЙ

Для подавления нежелательных гармонических составляющих напряжения или тока в различных устройствах измерительной техники широкое применение находят измерительные балансные цепи, представляющие собой симметричное соединение двух одинаковых нелинейных четырех- или шестиполюсников [1]. Однако из-за неидентичности характеристик четырехполюсников на выходе балансной цепи всегда имеется остаточное напряжение подавляемых гармоник, что в ряде случаев приводит к необходимости использования избирательных цепей, включаемых между ее выходом и нагрузкой. В частности, такая необходимость возникает при построении умножителей частоты, некоторых типов магнитных и диэлектрических усилителей и особенно измерительных устройств с использованием в качестве первичных преобразователей магнитных модуляторов (ММ) и магнито-модуляционных датчиков (ММД) типа «второй» гармоники. Так, в [2] показано, что остаточное напряжение нечетных гармоник на выходе ММ или ММД, обусловленное неидентичностью характеристик их полуэлементов, может в 10^4—10^6 раз превышать полезный сигнал второй или любой четной гармоники.

Для того чтобы ограничить до нужных пределов влияние таких величин остаточного напряжения, необходимо либо повышать избирательность системы, что приводит к значительному росту габаритов и стоимости, снижению надежности устройства, либо увеличивать точность подбора пар четырехполюсников. Увеличение точности подбора четырехполюсников по их характеристикам — весьма эффективный, но трудоемкий путь. Следовательно, в период проектирования целесообразно определить допустимую неидентичность характеристик четырехполюсников при заданной избирательности системы и необходимом превышении полезного сигнала над уровнем остаточного напряжения подавляемых гармоник.

Среди различных балансных цепей наиболее жесткие требования к величине остаточного напряжения подавляемых гармоник предъявляются в схемах, где в качестве первичных преобразователей используются ММ или ММД. Поэтому ниже рассматривается вопрос о соотношении требований к избирательности системы и неидентичности характеристик четырехполюсников применительно к расчету магнитных модуляторов (магнитомодуляционных датчиков) типа «второй» гармоники. Полученные в результате этого рассмотрения выводы могут быть использованы также и при анализе разнообразных балансных цепей, где необходима значительная степень подавления некоторых гармоник напряжения или тока.

Поскольку в ММ (ММД) наибольшую трудность представляет подбор сердечников их полуэлементов [3], то в настоящей работе вопрос о соотношении между избирательностью системы и требованием к точности подбора полуэлементов ММ (ММД) исследуется в предположении, что такие параметры полуэлементов, как число витков, сечение и длина измерительных и возбуждающих обмоток, строго одинаковы, а сердечники имеют различные магнитные характеристики.

Вначале рассмотрим зависимость нечетных гармоник э. д. с. некомпенсации на выходе ММ (ММД) от поля возбуждения и неидентичности магнитных характеристик сердечников, с тем чтобы в дальнейшем воспользоваться полученными результатами при анализе требований к точности подбора пар сердечников.

Выражение для э. д. с. нечетных гармоник на выходе полуэлементов ММД в случае измерения слабых постоянных магнитных полей имеет вид [4]

$$e_{2n-1}(t) = 2Sw\omega b\left[\frac{\sqrt{1+(\alpha H_m)^2}-1}{\alpha H_m}\right]^{2n-1}\times$$
$$\times\left[1-2n(n-1)\frac{(\alpha H_0)^2}{1+(\alpha H_m)^2}\right]\cos(2n-1)\omega t, \qquad (1)$$

где S — площадь поперечного сечения сердечника в $м^2$;
w — число витков измерительной обмотки;
ω — частота поля возбуждения в *гц*;
b и α — коэффициенты уравнения $B=b\,\mathrm{arc\,tg}\,\alpha H$, аппроксимирующего кривую намагничивания материала сердечника;
H_m — амплитуда поля возбуждения в $а/м$;
H_0 — измеряемое постоянное магнитное поле в $а/м$.

Как показано в [5],

$$b=\frac{2B_s}{\pi};\quad \alpha=\frac{\pi\mu_{дm}}{2B_s},$$

где B_s — индукция насыщения в *тл*;
$\mu_{дm}$ — максимальное значение дифференциальной магнитной проницаемости тела в $гн/м$.

Согласно принятой аппроксимации $B=b\,\mathrm{arctg}\,\alpha H$, неидентичность магнитных характеристик сердечников будет определяться величинами $m=\frac{b_2}{b_1}$ и $k=\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ (коэффициенты b_1 и α_1 характеризуют один, а b_2 и α_2 — другой сердечник). Для удобства дальнейшего анализа примем, что $k<1$, т. е. $\alpha_2<\alpha_1$.

На основании (1) и введенных обозначений остаточное напряжение нечетных гармоник на выходе ММ (ММД), полуэлементы которого включены по дифференциальной схеме, определяется из следующего выражения:

$$\Delta E_{2n-1} = 2Swb_1\omega \left\{ \left[\frac{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1}{\alpha_1 H_m} \right]^{2n-1} - m \times \right.$$

$$\times \left. \left[\frac{\sqrt{1+(k\alpha_1 H_m)^2}-1}{k\alpha_1 H_m} \right]^{2n-1} \right\} - 2Sw\omega b_1 2n(n-1) \times$$

$$\times \left\{ \frac{(\alpha_1 H_0)^2}{1+(\alpha_1 H_m)^2} \left[\frac{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1}{\alpha_1 H_m} \right]^{2n-1} - m \frac{(k\alpha_1 H_0)^2}{1+(k\alpha_1 H_m)^2} \times \right.$$

$$\times \left. \left[\frac{\sqrt{1+(k\alpha_1 H_m)^2}-1}{k\alpha_1 H_m} \right]^{2n-1} \right\}. \qquad (2)$$

Обычно датчики используются для измерения слабых магнитных полей, когда $(\alpha_1 H_0)^2 \ll 1 + (\alpha_1 H_m)^2$ и $(k\alpha_1 H_0)^2 \ll 1 + (k\alpha_1 H_m)^2$, поэтому вторым членом выражения (2) по сравнению с первым можно пренебречь. Тогда получим

$$\Delta E_{2n-1} = 2Sw\omega b_1 \left\{ \left[\frac{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1}{\alpha_1 H_m} \right]^{2n-1} - m \times \right.$$

$$\times \left. \left[\frac{\sqrt{1+(k\alpha_1 H_m)^2}-1}{k\alpha_1 H_m} \right]^{2n-1} \right\}. \qquad (3)$$

На рис. 1—6 представлены кривые зависимости $\frac{\Delta E_{2n-1}}{2Sw\omega b_1}$ от относительного значения поля возбуждения $\alpha_1 H_m$, построенные по формуле (3) при различных значениях k и m. Из кривых видно, что, если $k \geqslant m$ (см. рис. 5, 6), амплитуда э. д. с. некомпенсации каждой гармоники с ростом поля возбуждения плавно стремится к величине $(1-m)2Sw\omega b_1$. Для значений $k<m$ (см. рис. 1—4) при определенных $\alpha_1 H_m$ величины амплитуд ряда гармоник э. д. с. некомпенсации имеют максимум. Причем, если $m>1$ (см. рис. 3—4), наблюдается переход функции $\frac{\Delta E_{2n-1}}{2Sw\omega b_1}$ через нуль, а когда $\alpha_1 H_m \to \infty$, то $\frac{\Delta E_{2n-1}}{2Sw\omega b_1} \to -(1-m)$.

Значение $\alpha_1 H_m$, соответствующее максимальной величине амплитуды э. д. с. некомпенсации каждой гармоники, при заданной неидентичности магнитных характеристик сердечников m и k для случая $k<m$ может быть определено из следующего уравнения, полученного из условия $\frac{d\left(\frac{\Delta E_{2n-1}}{2Sw\omega b_1}\right)}{d(\alpha_1 H_m)} = 0$:

$$k\left[\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1\right]\left[1+(k\alpha_1 H_m)^2\right]^{\frac{1}{2(2n-1)}} = \sqrt[2n-1]{m} \times$$

$$\times \left[\sqrt{1+(k\alpha_1 H_m)^2}-1\right]\left[1+(\alpha_1 H_m)^2\right]^{\frac{1}{2(2n-1)}}. \qquad (4)$$

Приравняв (3) нулю, нетрудно найти величины $\alpha_1 H_m$, при которых э. д. с. некомпенсации нечетных гармоник оказываются равными нулю. Эти величины $\alpha_1 H_m$ наиболее просто вычисляются графическим решением уравнений (3) и (4).

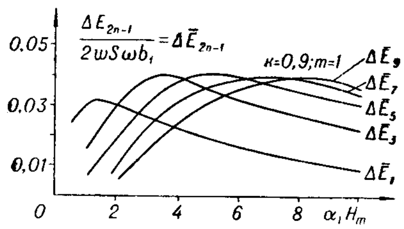

Рис. 1.

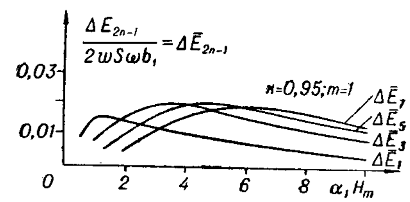

Рис. 2.

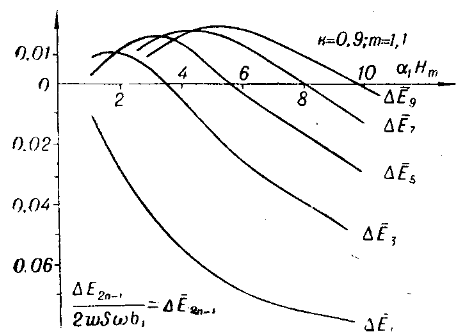

Рис. 3.

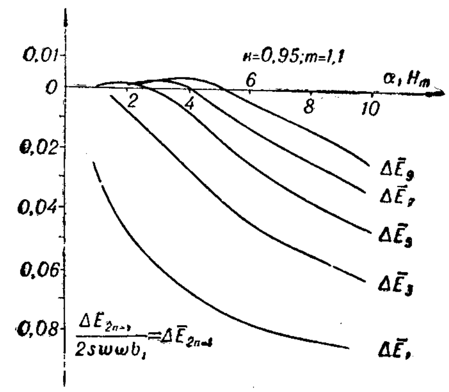

Рис. 4.

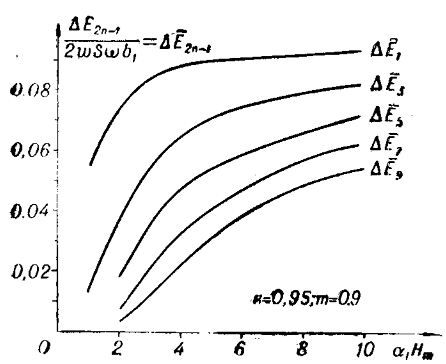

Рис. 5.

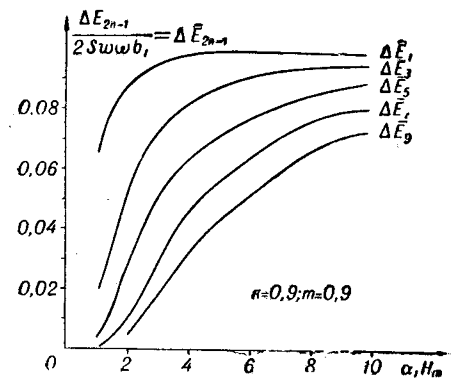

Рис. 6.

В ряде работ [2, 6] указывается, что наибольшей по величине и практически определяющей остаточное напряжение ММ (ММД), собранного по дифференциальной схеме, является первая гармоника. Однако, как показывает анализ выражения (3) и кривых рис. 1—6, это не всегда справедливо. Так, если $m>k$, то при некоторых значениях k и $\alpha_1 H_m$ высшие гармоники, особенно третья, больше, чем первая. Кроме того, даже в том случае, когда первая гармоника преобладает, э. д. с. некомпенсации высших гармоник незначительно отличается по величине от первой. Таким образом, при исследовании вопроса о соотношении между избирательностью систем и требуемой точностью подбора пар сердечников ММ (ММД) необходимо учитывать весь спектр остаточного напряжения.

С целью установления указанного соотношения примем, что помеха в виде остаточного напряжения нечетных гармоник выше остальных мешающих измерению факторов, т. е. она определяет порог чувствительности устройства. Тогда для измерения магнитного поля H_0 требуется выполнение следующего условия:

$$\frac{\bar{E}_{2n}}{\bar{E}_{2n-1}} \geqslant \varepsilon_0, \tag{5}$$

где $\bar{E}_{2n} = |H_0 G_{2n} \dot{K}_{f2n} \dot{K}_{д2n}\, c|$ — напряжение полезного сигнала любой четной гармоники на выходе системы;

$\bar{E}_{2n-1} = \left|\sum\limits_{n=1}^{\infty} \Delta \dot{E}_{2n-1} \dot{K}_{f2n-1} \dot{K}_{д2n-1}\right|$ — напряжение, обусловленное э. д. с. некомпенсации ΔE_{2n-1} (3) на выходе системы; ε_0 — требуемое превышение полезного сигнала на выходе системы над остаточным напряжением нечетных гармоник; $\dot{K}_{f2n-1}$ и $\dot{K}_{д2n-1}$; $\dot{K}_{f2n}$ и $\dot{K}_{д2n}$ — соответственно комплексные коэффициенты передачи избирательной и детекторной схем по нечетным и четным гармоникам; G_{2n} — чувствительность полуэлемента ММ (ММД) по четным гармоникам, определяемая следующим образом [7]:

$$G_{2n} = \frac{4Sw\omega b_1 n \alpha_1}{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}} \left[\frac{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1}{\alpha_1 H_m}\right]^{2n}; \tag{6}$$

c — коэффициент, учитывающий увеличение чувствительности двухстержневого датчика по сравнению с ММ (ММД), имеющим один полуэлемент [8].

Из (5) следует, что максимальное значение магнитного поля H_0, которое еще может быть измерено устройством, имеющим в качестве первичного преобразователя ММ (ММД), будет определяться с учетом (5), (6) и (3) из выражения:

$$H_{0\,\min} = \frac{\varepsilon_0 \left| \sum\limits_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[\frac{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1}{\alpha_1 H_m}\right]^{2n-1} - m \left[\frac{\sqrt{1+(k\alpha_1 H_m)^2}-1}{k\alpha_1 H_m}\right]^{2n-1} \right\} \times \right.}{\frac{2cn\alpha_1}{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}} \left[\frac{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1}{\alpha_1 H_m}\right]^{2n} \times} \to$$

$$\to \frac{\times e^{j\varphi_{2n-1}} \dot{K}_{f2n-1} \dot{K}_{д2n-1} \Big|}{\times \left| \dot{K}_{f2n} \dot{K}_{д2n} \right|}, \tag{7}$$

где φ_{2n-1} — фазовый сдвиг э. д. с. некомпенсации $(2n-1)$ гармони-

При построении измерительных систем с использованием ММД иногда нужно разделить требования, предъявляемые к усилительно-избирательной и детекторной частям системы. Учитывая это, рассмотрим случай, представляющий большой практический интерес, когда важно установить связь между требованиями к усилительно-избирательной части системы и неидентичности характеристик сердечников ММ (ММД). Тогда в (7) $K_{д2n} = K_{д2n-1} = 1$. Принимая во внимание, что наибольшее распространение получили ММД с выходом на удвоенной частоте возбуждения, выражение (7) можно записать в виде

$$H_{0\,\min} = \frac{\varepsilon_0 \left| \sum\limits_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[\frac{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1}{\alpha_1 H_m} \right]^{2n-1} - m \left[\frac{\sqrt{1+(k\alpha_1 H_m)^2}-1}{k\alpha_1 H_m} \right]^{2n-1} \right\} \times e^{j\varphi_{2n-1}} \dot{K}_{f2n-1} \right|}{\frac{2c\alpha_1 K_{f2}}{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}} \times \left[\frac{\sqrt{1+(\alpha_1 H_m)^2}-1}{\alpha_1 H_m} \right]^2}. \qquad (8)$$

Используя соотношения (8) для любого поля возбуждения ММ (ММД), известной избирательности схемы по соответствующей гармонике $\frac{K_{f2n-1}}{K_{f2}}$, выбранного материала сердечников и их размеров α_1 и c, при заданной величине измеряемого поля и превышения сигнала второй гармоники над нечетными (ε_0), можно определить требования к точности подбора пар сердечников полуэлементов (m и k). Для облегчения вычислений целесообразно строить кривые зависимости некоторой величины $\frac{\alpha_1 H_0 c}{\varepsilon_0} \frac{K_{f2}}{K_{f2n-1}}$ в функции от k при различных значениях m.

На рис. 7 в качестве примера представлены такие кривые, учитывающие только первую (штриховые линии) и третью (сплошные линии) гармоники э. д. с. некомпенсации и построенные для случая оптимального поля возбуждения по второй гармонике $\alpha_1 H_m = 2{,}19$. Так, если неидентичность магнитных характеристик двух сердечников ММД выражается величинами $m=0{,}95$ и $k=0{,}95$ и требуется определить соотношение коэффициентов передачи избирательной системы по второй и третьей гармоникам, т. е. $\frac{K_{f2}}{K_{f3}}$, необходимое для измерения поля $H_0 = 10^{-3}$ *а/м* при $\varepsilon_0 = 2$, $\alpha_1 = 0{,}01$ *м/а* и $c = 1{,}75$, то, поскольку из рис. 7 $\frac{\alpha_1 H_0 c}{\varepsilon_0} \frac{K_{f2}}{K_{f2n-1}} = 0{,}088$, $\frac{K_{f2}}{K_{f3}} = 10^4$. Пользуясь рис. 7, нетрудно решить и обратную задачу, т. е. определить требуемую точность подбора пар сердечников. Если определяется точность подбора пар сердечников по избирательности всей системы, включая и детекторную схему, то необходимо пользоваться выражением (7), учитывая конкретные схемы, характеризующиеся определенными соотношениями между

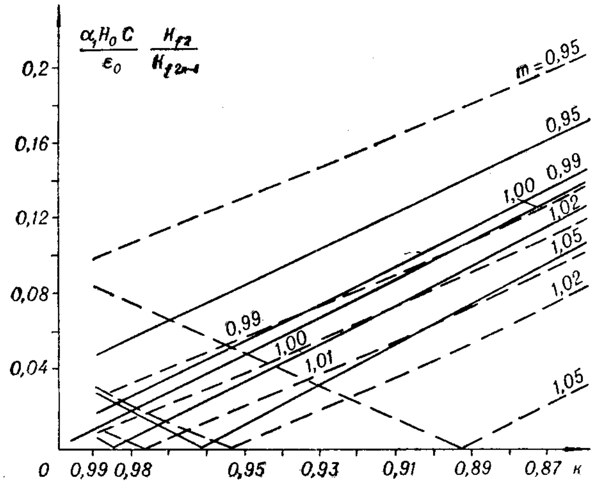

Рис. 7.

$K_{f1} K_{д1}$ и $K_{f3} K_{д3}$, $K_{f5} K_{д5}$, $K_{f7} K_{д7}$ и т. д. При этом n должно быть таким, чтобы соответствующая ему э. д. с. высшей нечетной гармоники существенно влияла на точность подбора пар сердечников ММ (ММД).

ВЫВОДЫ

Показано, что на входе избирательной системы в зависимости от поля возбуждения и степени неидентичности магнитных характеристик сердечников наибольшей по величине может быть э. д. с. как первой, так и более высоких нечетных гармоник.

Получено выражение (7), являющееся основным расчетным соотношением, устанавливающим связь между избирательностью системы, магнитными параметрами ММ (ММД), измеряемым полем и требованиями к точности подбора пар сердечников ММ (ММД).

Предложено с целью облегчения расчетов пользоваться кривыми зависимости величины $\frac{\alpha_1 H_0 c}{\varepsilon_0}$ $\frac{K_{f2n}}{K_{f2n-1}}$ в функции k при различных значениях m.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность канд. техн. наук Г. А. Штамбергеру за ряд ценных советов и замечаний, высказанных при постановке и обсуждении результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Автоматизация производства и промышленная электроника, т. 1. М., «Советская энциклопедия», 1964.
2. М. А. Розенблат. Магнитные усилители, ч. II. М., «Советское радио», 1960.

3. M. Wurm. Beiträge zur Theorie und Praxis des Feldstärkedifferenzmessers für magnetische Felder nach Förster.— Zeitschrift für angewandte Physik, 1950, Bd. 11, H. 5.
4. Б. М. Рогачевский. О нечетных гармониках э. д. с. на выходе магнитомодуляционных датчиков.— Автометрия, 1966, № 4.
5. Ю. Ф. Пономарев. Феррозонды с продольным возбуждением в малых переменных полях.— Геофизическое приборостроение, вып. 10. Л., Гостоптехиздат, 1961.
6. И. В. Чеблоков. Остаточные напряжения в двухстержневом феррозонде и методы их уменьшения.— Геофизическое приборостроение, вып. 7. Л., Гостоптехиздат, 1960.
7. Н. Н. Зацепин. Гармоники э. д. с. феррозондов с продольным возбуждением при измерении однородного постоянного магнитного поля.— Геофизическое приборостроение, вып. 7. Л., Гостоптехиздат, 1960.
8. М. А. Розенблат. К расчету магнитомодуляционных датчиков напряженности магнитного поля.— Электричество, 1957, № 7.

Поступила в редакцию
13 августа 1966 г.