

М. П. АФАНАСЕНКО, Р. Я. БЕРКМАН
(Львов)

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ШУМОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТНЫХ МОДУЛЯТОРАХ И КОЛЬЦЕВЫХ ФЕРРОЗОНДАХ

Магнитомодуляционные элементы (ММЭ) — магнитные модуляторы (ММ), стержневые и кольцевые феррозонды (СФЗ и КФЗ), — нашли широкое применение в современной автоматике и измерительной технике при создании высокочувствительных преобразовательных устройств [1, 2]. Основным фактором, ограничивающим достижение порога чувствительности (НПЧ) таких устройств, является магнитный шум, возникающий в сердечнике ММЭ при его перемагничивании [1—4]. Исследование магнитных шумов можно условно разделить на два больших направления, одно из которых связано с исследованием природы нестабильности процессов перемагничивания ферромагнетиков, обусловленных различием в физико-химических свойствах самого материала сердечника, а второе — это исследование зависимости уровня магнитных шумов для наиболее используемых в сердечниках материалов от изменения конструктивных и эксплуатационных параметров ММЭ, обусловленных целевым назначением устройств на их основе.

В настоящей статье на основе развитого авторами ранее метода расчета магнитного потока в сердечниках ММЭ в неоднородных магнитных полях [5—7] дан расчет коэффициента корреляции магнитных шумов вдоль кольцевого сердечника и произведено сопоставление уровня магнитных шумов в единицах полезного сигнала кольцевых ММЭ с различным способом нанесения измерительных обмоток.

Следует отметить, что рассматриваемые процессы весьма сложны и для их математического анализа, даже весьма приближенного, приходится прибегать к грубым упрощениям. При этом можно выделить две части общей задачи, которые могут быть рассмотрены практически независимо друг от друга: а) анализ временных процессов в сердечниках [4, 8, 9]; б) пространственное распределение шумов по длине магнитопровода [1, 10, 11].

Решение первой задачи позволяет оценить абсолютный уровень шума в единицах измеряемого сигнала, если известны характеристики элементарных скачков; найти изменение уровня шумов при вариации геометрических параметров и условий возбуждения магнитомодуляционных устройств.

Решение задачи о пространственном распределении шумов представляет самостоятельный интерес. В частности, оно дает возможность сопоставить уровень магнитных шумов ММ и КФЗ, приведенных к од-

ной единице измерения — напряженности измеряемого магнитного поля. Такое сопоставление заслуживает внимания, так как в литературе [12] в отношении уровня магнитных шумов КФЗ высказывалось мнение об их принципиальном преимуществе, по сравнению с обычными СФЗ.

Поскольку основная цель статьи — исследование пространственной корреляции магнитных шумов в характерном частном случае (для кольцевого сердечника), то для аппроксимации временных процессов примем простую и общепринятую в литературе [4, 9, 13] физическую модель: $\mu = \text{const}$ (линейно-ломаная аппроксимация $B-M$ кривой), перемагничивание равномерное, импульсы перемагничивания от доменов не перекрываются, статистически независимы, флюктуирует объем домена или амплитуда импульса магнитного потока при перемагничивании, так как в этом случае форма импульсов отдельных доменов одинакова.

Следует признать, что некоторые исходные положения этой модели плохо соблюдаются в реальных устройствах, например, даже при перемагничивании на средних частотах звукового диапазона импульсы э. д. с. отдельных скачков Баркгаузена в действительности должны перекрываться. Известно, [8], однако, что длительность скачка в металлических ферромагнетиках определяется токами Фуко, что соответствует линейному преобразованию спектра шумов. Поэтому в рамках квазилинейной модели (полагая, как обычно в литературе, что выходная э. д. с. во всех случаях может быть определена алгебраической суммой отдельных скачков) факт перекрытия не отразится на пространственных характеристиках процесса.

Переходя к анализу шумовых процессов в сердечнике кольцевого ММЭ, определим коэффициент корреляции [14] между величинами потокоцеплений двух измерительных катушек $[\Psi_{ш1}(t)$ и $\Psi_{ш2}(t)]$, произвольно расположенных на сердечнике ММЭ:

$$K_r = \frac{\overline{\Psi_{ш1}(t) \Psi_{ш2}(t)}}{\sqrt{\overline{\Psi_{ш1}^2(t)} \overline{\Psi_{ш2}^2(t)}}}. \quad (1)$$

С учетом сделанных допущений шумовую часть магнитной индукции в кольцевом сердечнике ММЭ при перемагничивании одиночного домена можно представить так:

$$dB_{шj}(t, \varphi) = dB_{mj} h(t) h(\varphi - \varphi_j), \quad (2)$$

где φ — координата точки наблюдения; φ_j — координата j -го домена; dB_{mj} — флюктуация амплитуды импульса перемагничивания j -го домена относительно исходного среднего значения; $h(t)$ — безразмерная величина, характеризующая форму импульса; $h(\varphi - \varphi_j)$ — безразмерная величина, характеризующая закон изменения $dB_{шj}$ по кольцу.

Зная $dB_{шj}$ за счет одного домена, можно определить потокоцепление с элементом измерительной обмотки $dW_n = \rho K_w(\rho\varphi_n) d\varphi_n$, где $K_w(\rho\varphi_n)$ — закон изменения плотности намотки витков измерительной обмотки; ρ и φ_n — полярные координаты элемента измерительной обмотки (рис. 1).

Рассмотрим две идентичные узкие измерительные катушки $(K_w(\rho\varphi_{ni}) = \frac{W_{ni}}{\rho} \delta(\varphi - \varphi_{ni}))$, где i — номер катушки), расположенные произвольно на сердечнике, для которых определим шумовую компоненту потокоцепления от перемагничивания одиночного j -го домена:

$$d\Psi_{ши}(t, \varphi_j) = sW_{ni} dB_{mj} h(t) h(\varphi_{ni} - \varphi_j), \quad (3)$$

где s — площадь поперечного сечения сердечника, W — число витков i -й измерительной обмотки.

В общем случае имеем ансамбль доменов, которые перемагничиваются последовательно и имеют флюктуацию dB_{mj} . Выделив из них группу с одинаковым dB_{mj} при $j=k$, входящие в формулу (1) средние значения можно записать в виде

$$\overline{\Psi_{\text{ш1}}(t, \varphi) \Psi_{\text{ш2}}(t, \varphi)} = \frac{2s^2 W_n^2 dB_{mk}^2}{T} \int_0^{T/2} h^2(t) dt \sum_{j=1}^N h(\varphi_{\text{ш1}} - \varphi_j) \times \times h(\varphi_{\text{ш2}} - \varphi_j), \quad (4)$$

где T — период перемагничивания сердечника. Так как за время T все домены сердечника перемагничиваются дважды (в прямом и обратном направлениях), в качестве времени усреднения выбрано $T/2$.

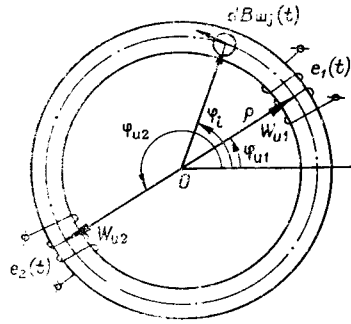


Рис. 1. Схема магнитомодуляционного элемента с кольцевым сердечником.

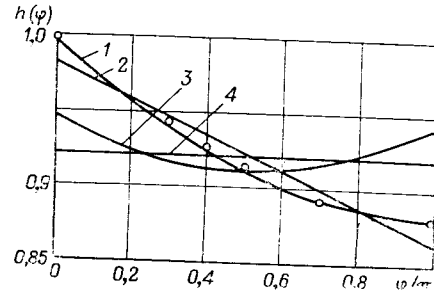


Рис. 2. Распределение магнитного потока по сердечнику кольцевого магнитомодуляционного элемента от точечного источника:

1 — кривая $h(\varphi)$ (кружками нанесены экспериментальные данные, снятые для типового КФЗ [6]); 2 — кривая $\Delta K_0(\varphi)$; 3 — зависимость $\Delta K_1(\varphi)$; 4 — среднее значение распределения $h(\varphi)$.

Внутри рассматриваемого ансамбля число перемагничиваемых доменов велико, т. е. можем считать что $N \rightarrow \infty$, а их распределение по длине кольца равновероятно. Тогда формулу (4) можем представить

$$\overline{\Psi_{\text{ш1}}(t, \varphi) \Psi_{\text{ш2}}(t, \varphi)} = \frac{2s^2 W_n^2 dB_{mk}^2}{T} \int_0^{T/2} h^2(t) dt \int_0^{2\pi} h(\varphi_{\text{ш1}} - \varphi) \times \times h(\varphi_{\text{ш2}} - \varphi) d\varphi. \quad (5)$$

Аналогичным образом можем записать выражение, входящее в знаменатель формулы (1):

$$\overline{\Psi_{\text{ш1}}^2(t, \varphi)} = \frac{2s^2 W_n^2 dB_{mk}^2}{T} \int_0^{T/2} h^2(t) dt \int_0^{2\pi} h^2(\varphi_{\text{ш1}} - \varphi) d\varphi. \quad (6)$$

Подставляя найденные выражения (5) и (6) в (1), получаем следующую формулу для коэффициента корреляции:

$$K_r = \frac{\int_0^{2\pi} h(\varphi_{\text{ш1}} - \varphi) h(\varphi_{\text{ш2}} - \varphi) d\varphi}{\sqrt{\int_0^{2\pi} h^2(\varphi_{\text{ш1}} - \varphi) d\varphi \int_0^{2\pi} h^2(\varphi_{\text{ш2}} - \varphi) d\varphi}}. \quad (7)$$

Если теперь выделить следующую группу импульсов с каким-то другим значением флюктуирующего параметра dB_{mj} , например при $j=p$, то, проделав аналогичные операции, можно получить формулу для определения коэффициента корреляции, идентичную (7). Поскольку потокосцепления для каждой из групп представляют некоррелируемые между собой случайные величины, то нетрудно показать, что суммарный коэффициент корреляции для потокосцепления при перемагничивании доменов сердечника будет определяться тем же выражением (7). Действительно, если мы имеем ансамбль попарно коррелированных случайных величин X_j и Y_j , причем коэффициент корреляции для всех j одинаков, то коэффициент корреляции для суммы X_j и суммы Y_j будет тем же самым, если каждый ансамбль (например, X_j) состоит из независимых величин.

Выражение (7) можно упростить, если принять, что $\varphi_{n2} = \varphi_{n1} + \Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ — угол разноса катушек и $\varphi_{n1} = 0$, т. е. центр одной из катушек совмещен с началом отсчета:

$$K_r = \frac{\int_0^{2\pi} h(\varphi) h(\varphi - \Delta\varphi) d\varphi}{\int_0^{2\pi} h^2(\varphi) d\varphi}. \quad (7a)$$

Зависимости $h(\varphi)$ и $h(\varphi - \Delta\varphi)$ для кольцевого сердечника рассчитаны нами в работах [5, 6] и могут быть представлены в следующем виде (рис. 2):

$$h(\varphi - \Delta\varphi) = 1 - 2\alpha \frac{\varphi - \Delta\varphi + n2\pi}{\pi} + \alpha \left(\frac{\varphi - \Delta\varphi + n2\pi}{\pi} \right)^2, \quad (8)$$

где

$$n = \begin{cases} 1 & \text{при } \varphi - \Delta\varphi < 0; \\ 0 & \text{при } \varphi - \Delta\varphi > 0; \end{cases} \quad (9)$$

$$\alpha = 1 - F(\pi); \quad F(\pi) = \frac{2e^{-\frac{\rho\pi}{r \sqrt{\frac{\mu_{dm}}{2} \ln \frac{4\rho}{r}}}}}{1 + e^{-\frac{2e\rho\pi}{r \sqrt{\frac{\mu_{dm}}{2} \ln \frac{8\rho}{r}}}}}$$

r — эквивалентный радиус сечения сердечника ММЭ; $r = \sqrt{\frac{s}{\pi}}$; μ_{dm} — максимальная дифференциальная магнитная проницаемость сердечника ММЭ.

Подставляя значение h из (8) в (7a) с учетом условия (9), получаем

$$K_r = 1 - \gamma, \quad (10)$$

где

$$\gamma = \frac{\alpha^2 \Delta\varphi^2 (4\pi^2 - 4\pi\Delta\varphi + \Delta^2\varphi)}{6\pi^4 \left(1 - \frac{4}{3}\alpha + \frac{8}{15}\alpha^2 \right)},$$

откуда видно, что коэффициент корреляции при $\Delta\varphi = 2n\pi$, где $n=0, 1, 2, \dots$, максимален и равен $K_r = 1$ и при $\Delta\varphi = (2n+1)\pi$ минимален, что соответствует физической картине явления.

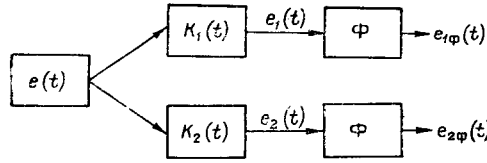


Рис. 3. Схема модели, объясняющая возникновение шумового сигнала в кольцевом ММЭ с двумя измерительными обмотками.

При определении уровня магнитных шумов на выходе измерительной обмотки интерес представляет не весь частотный спектр шумового сигнала, а только узкая его часть вблизи рабочей частоты, которой для четно-гармонических ММ и КФЗ чаще всего является вторая гармоника частоты напряжения возбуждения. Найдем выражение для коэффициента корреляции шумовых сигналов в этой области частот. Для этого рассмотрим модель, эквивалентную возбуждаемому кольцевому сердечнику с двумя диаметрально разнесенными измерительными катушками (рис. 3): источник флюктуационной э. д. с. работает на двухканальную цепь с коэффициентами передачи $K_1(t)$ и $K_2(t)$, на каждом из выходов которой имеется узкополосный фильтр на частоту $2\omega_0$ с шириной полосы $\Delta\omega$.

Коэффициенты передачи каналов представляем в следующем виде:

$$K_1(t) = K + \Delta K_0(t) + \Delta K_1(t); \quad K_2(t) = K_0 + \Delta K_0(t) - \Delta K_1(t), \quad (11)$$

где в соответствии с (8): $K_0 = 1 - 2\alpha/3$;

$$\Delta K_0(t) = \frac{\alpha}{6} - \frac{\alpha\varphi}{\pi} + \frac{\alpha\varphi^2}{\pi^2}; \quad \Delta K_1(t) = \frac{\alpha}{2} - \frac{\alpha\varphi}{\pi}.$$

Мгновенное значение каждой из величин $K_1(t)$ и $K_2(t)$ определяется угловой координатой домена, перемагничивающегося в данный момент времени t . Так как координата может изменяться произвольным образом в пределах всей окружности кольца за весьма малый промежуток времени между перемагничиванием двух доменов спектр величин ΔK_i весьма широк. В среднем все значения φ в интервале $0 \div 2\pi$ равновероятны, вследствие чего

$$\overline{\Delta K_0(t)} = \overline{\Delta K_1(t)} = 0, \quad \text{а} \quad \overline{\Delta K_0^2(t)} = \sigma_0 \quad \text{и} \quad \overline{\Delta K_1^2(t)} = \sigma_1.$$

Определим коэффициент корреляции для широкополосных сигналов $e_1(t)$ и $e_2(t)$ на входе фильтров Ф:

$$e_{1,2}(t) = e(t) [K_0 + \Delta K_0(t) \pm \Delta K_1(t)], \quad (12)$$

где $e(t)$ — сигнал широкополосной шумовой э. д. с., подаваемый на вход двухканальной системы.

Составляя среднее значение величин, входящих в формулу для коэффициента корреляции, а также учитывая, что всегда можно записать

$$e^2(t) = \{e^2(t) + [e^2(t) - e^2(t)]\} \quad \text{и} \quad \overline{e^2(t) - e^2(t)} = 0,$$

$$\begin{aligned} \text{получаем} \quad \overline{e_1(t) e_2(t)} &= \frac{2}{T_0} \int_0^{T/2} e^2(t) \{ [K_0 + \Delta K_0(t)]^2 - \Delta K_1^2(t) \} dt = \\ &= \overline{e^2(t)} (K_0^2 + \sigma_0 - \sigma_1), \end{aligned} \quad (13)$$

так как для независимых случайных сигналов средние значения от смешанных произведений величин K_0 , $\Delta K_0(t)$ и $\Delta K_1(t)$ равны нулю [14, 15]. Аналогично

$$\overline{e_{1,2}^2(t)} = \overline{e^2(t)} (K_0^2 + \sigma_0 + \sigma_1). \quad (13a)$$

Подставляя в формулу (1) найденные значения, получим

$$K_r = \frac{K_0^2 + \sigma_0 - \sigma_1}{K_0^2 + \sigma_0 + \sigma_1}. \quad (1a)$$

Если определить параметры K_0 , σ_0 и σ_1 и подставить в (1a), то найдем выражение, идентичное (10).

При прохождении сигналов $e_1(t)$ и $e_2(t)$ через фильтры на выходе каналов будем иметь следующие компоненты сигнала:

$$e_{1,2}(t)_\Phi = e_{0\Phi} + e_{0\Delta\Phi} \pm e_{1\Delta\Phi}, \quad (14)$$

где $e_{0\Phi} = K_0 e(t)_\Phi$; $e_{0\Delta\Phi} = [\Delta K_0(t) e(t)]_\Phi$; $e_{1\Delta\Phi} = [\Delta K_1(t) e(t)]_\Phi$; $e(t)_\Phi$ — составляющая э. д. с. $e(t)$ в полосе пропускания фильтра.

Известно [2—4], что спектр шумового напряжения охватывает широкую область частот вверх и вниз от частоты возбуждения и имеет в средней части почти постоянную плотность. Спектр величин $\Delta K_0(t)$ и $\Delta K_1(t)$ также широкополосный с практически равномерной плотностью, так как вероятность возникновения импульса от перемагничиваемого домена одинакова в любом месте кольца.

Для определения коэффициента корреляции сигналов на выходе каждого из каналов воспользуемся теоремой о спектре мощности произведения двух функций времени, например, $e(t)$ и $\Delta K_1(t)$ или $e(t)$ и $\Delta K_0(t)$ [16]:

$$G_{12}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_1(\nu) G_2(\omega - \nu) d\nu, \quad (15)$$

где $G_1(\omega)$ — спектр мощности, например, функции $e(t)$; $G_2(\omega)$ — спектр мощности функции $\Delta K_0(t)$, причем $G_1(\omega) \neq 0$ при $\omega_1 < \omega < \omega_2$; $G_2(\omega) \neq 0$ при $\omega_3 < \omega < \omega_4$; $G_3(\omega) \neq 0$ при $\omega_5 < \omega < \omega_6$, где $G_3(\omega)$ — спектр мощности функции $\Delta K_1(t)$; ω_1 и ω_2 , ω_3 и ω_4 , ω_5 и ω_6 — граничные частоты соответствующих спектров мощности, и, кроме того, $\omega_1 \ll 2\omega_0 \ll \omega_2$ и $\omega_2 \ll 2\omega_0 \ll \omega_4$, $\omega_5 \ll 2\omega_0 \ll \omega_6$. В дальнейшем примем, что $\omega_1 = \omega_3 = \omega_5 = 0$ и $\omega_2 < \omega_4$ и $\omega_2 < \omega_6$. Тогда будем иметь

$$G_{12}(\omega) \approx \frac{G_1(\omega) G_2(\omega) \omega_2}{\pi}. \quad (15a)$$

Эффективное значение э. д. с. шума определяется выражением [16]

$$E_{\text{ш}} = \sqrt{\int_0^{\omega_i} G_i(\omega) d\omega}, \quad (16)$$

откуда

$$G_1(\omega) = \frac{E_{\text{ш}0}^2}{\omega_2}; \quad G_3(\omega) = \frac{\Delta K_1^2}{\omega_4}; \quad G_2(\omega) = \frac{\Delta K_0^2}{\omega_6}. \quad (16a)$$

На основании (15a) и (16a) получаем выражение для спектра мощности отдельных составляющих сигналов на выходе фильтра:

$$G_{12} = \frac{E_{\text{ш}0} \Delta K_0^2}{\pi \omega_2^2}; \quad G_{13} = \frac{E_{\text{ш}0} \Delta K_1^2}{\pi \omega_2}. \quad (17)$$

Интересующие нас эффективные значения этих компонент сигнала в каждом канале в соответствии с (16) имеют вид:

$$E_{0\Phi} = E_{\text{ш}0} K_0 \sqrt{\frac{\Delta \omega_0}{\pi \omega_2}}; \quad E_{0\Delta\Phi} = E_{\text{ш}0} \Delta K_0 \sqrt{\frac{\Delta \omega}{\pi \omega_2}}; \\ E_{1\Delta\Phi 1,2} = E_{\text{ш}0} (\pm \Delta K_1) \sqrt{\frac{\Delta \omega}{\pi \omega_2}}. \quad (16б)$$

Так как компоненты $e_{0\phi}, e_{0\Delta\phi}, \dots, e_{1\Delta\phi}$ некоррелированы, для коэффициента корреляции шумовых сигналов на выходе фильтров получим опять выражение (10). Таким образом, в нашем случае коэффициент корреляции для всего шумового сигнала и для соответствующих узкополосный «вырезок» вблизи измеряемой частоты одинаков.

Напряжение шумов на частоте $2\omega_0$ на выходе измерительных обмоток ММЭ можно представить как сумму когерентной и некогерентной частей [14]:

$$\begin{aligned} e_1(t) &= e_{ш0}(t) \sin 2\omega_0 t + e_{ш1}(t) \sin 2\omega_0 t = e_{ш0} \sin 2\omega_0 t [1 + \lambda_{ш1}(t)]; \\ e_2(t) &= e_{ш0}(t) \sin 2\omega_0 t + e_{ш2}(t) \sin 2\omega_0 t = e_{ш0} \sin 2\omega_0 t [1 + \lambda_{ш2}(t)], \end{aligned} \quad (18)$$

причем $\overline{\lambda_{ш1}(t)} = \overline{\lambda_{ш2}(t)} = 0$, а $\overline{\lambda_{ш1}^2(t)} = \overline{\lambda_{ш2}^2(t)} \ll 1$.

Находя соответствующие средние значения величин, входящих в формулу (1), последнюю с учетом (10) можно записать так:

$$\frac{1}{1 + \overline{\lambda_{ш}^2(t)}} \approx 1 - \gamma, \quad (19)$$

откуда

$$\overline{\lambda_{ш1}^2(t)} = \overline{\lambda_{ш2}^2(t)} \approx \gamma. \quad (20)$$

Для согласного (модуляторного) включения измерительных обмоток уровень шума в единицах измеряемого сигнала составляет

$$H_{ш+}^* = \frac{2E_{ш0}}{S} = \frac{E_{ш+}}{S}, \quad (21)$$

где $E_{ш0}$ — эффективное значение когерентной составляющей шумового напряжения в формуле (18); S — чувствительность ММЭ к напряженности циркулярного поля, т. е. модуляторная чувствительность ММЭ [6].

Аналогичные рассуждения для встречного (зондового) включения измерительных обмоток приводят к следующему выражению для уровня магнитных шумов:

$$H_{ш-}^* = \frac{E_{ш-}}{S_0} \approx \frac{E_{ш0} \sqrt{2\gamma}}{S_0}, \quad (22)$$

где S_0 — чувствительность ММЭ к напряженности внешнего поля, т. е. зондовая чувствительность ММЭ.

Сравним уровень магнитных шумов ММ и КФЭ. Отношение выражений (21) и (22) составляет

$$\frac{H_{ш-}^*}{H_{ш+}^*} = \frac{E_{ш-} S}{E_{ш+} S_0} \approx \frac{S}{S_0} \sqrt{\frac{\gamma}{2}}. \quad (23)$$

Оценим в числах величину отношения $H_{ш-}^*/H_{ш+}^*$ в (23). Для этого определим величину $\sqrt{\gamma/2}$ по формуле (10) при $\Delta\phi = \pi$:

$$\sqrt{\gamma/2} \approx \frac{\alpha}{2\sqrt{3}}.$$

Для $\mu_{дт} \gg 1$ в (8) параметр α можно представить в следующем виде:

$$\alpha \approx \frac{\rho^2 \pi^2}{\mu_{дт} r^2 \ln \frac{4\rho}{r}}.$$

Величина S/S_0 при одинаковых геометрических размерах сердечников

ММ и КФЗ и одинаковом законе изменения $\mu(t)$ в первом приближении определяется как $S/S_0 \approx \mu_{дм}/\mu_{\phi}$, где μ_{ϕ} — проницаемость формы кольцевого сердечника к внешнему полю, направленному в плоскости кольца. Нами показано*, что для КФЗ μ_{ϕ} определяется выражением

$$\mu_{\phi} \approx \frac{2\rho^2}{r^2 \ln \frac{4\rho}{r}}.$$

Подставляя эти параметры в (23), получаем

$$H_{ш-}^*/H_{ш+}^* \approx \frac{\pi^2}{2\sqrt{3}} = 1,4.$$

Экспериментальное сравнение уровня магнитных шумов в единицах измеряемого сигнала было проведено на двухэлементном кольцевом ММЭ с двумя узкими измерительными катушками, диаметрально разнесенными по сердечнику и включаемыми либо согласно (модулятор), либо встречно (кольцевой феррозонд). Параметры ММЭ следующие: размеры сердечника $D_{внутр} = 27$ мм; $D_{внешн} = 30$ мм; толщина $2 \times 0,05$ мм; материал сердечников — пермаллой марки 80НХС; $W_{воз} = 2 \times 215$ вит., ПЭВ-2, $\varnothing = 0,33$ мм; $W_{н} = 90$ вит., ПЭВ-2, $\varnothing = 0,2$ мм; $f_{в} = 10\,000$ Гц. Калибровка производилась подачей эталонного тока в измерительную катушку феррозонда или в равномерную обмотку модулятора. Постоянная катушек феррозонда определялась в кольцах Гельмгольца компенсационным методом. При этом было получено следующее значение $H_{ш-}^*/H_{ш+}^* = 2,2$.

Отличие результатов расчета по формуле (23) от данных эксперимента, по-видимому, связано, с тем, что в эксперименте недостаточно жестко выдержаны требования в отношении идентичности закона изменения $\mu(t)$ и $\mu_{дм}(t)$ при модуляторном и зондовом включениях измерительных обмоток.

Таким образом, уровень магнитных шумов в единицах полезного сигнала при использовании ММ или КФЗ на одинаковых сердечниках представляет собой близкие величины независимо от геометрических параметров сердечника и расположения измерительных обмоток.

Обсуждение полученных результатов. Известные из литературы сведения [1] о том, что шумы магнитного модулятора по кольцу почти полностью коррелированы, наталкивали на мысль об использовании этого явления для создания малошумящих кольцевых зондов, в которых уровень собственных шумов в единицах внешнего однородного поля будет пониженным [12]. При этом молчаливо подразумевалось, что за счет корреляции шумов в двух измерительных обмотках уровень шумов кольцевого феррозонда будет меньше, чем у магнитного модулятора в единицах полезного сигнала.

Полученные в данной работе результаты показывают, что такие попытки несостоятельны. Дело в том, что чувствительность кольцевого феррозонда и уровень собственных шумов одинаково зависят от площади поперечного сечения. Действительно, выходное напряжение кольцевого феррозонда практически от сечения не зависит, уровень магнитных шумов в единицах напряжения, с одной стороны, пропорционален \sqrt{s} , а с другой — коэффициенту корреляции, т. е. уменьшается как $1/\sqrt{s}$, и в результате также от s не зависит. Поэтому увеличение коэффициен-

* М. П. Афанасенко, Р. Я. Беркман. Магнитные элементы с кольцевым сердечником во внешнем магнитном поле.— В сб. «Отбор и передача информации», вып. 27. Киев, «Наукова думка», 1971.

та корреляции шумов при увеличении сечения s отнюдь не приводит к относительному (по сравнению с соответствующим магнитным модулятором) снижению уровня шумов кольцевого феррозонда.

Сопоставление уровня шумов магнитных модуляторов и кольцевых феррозондов показало, что это близкие величины (1,4) в единицах измеряемого поля, а также, что характер этой зависимости от геометрических параметров одинаков.

Выведенное соотношение для коэффициента корреляции шумов двух узких катушек, произвольно размещенных на кольцевом сердечнике, легко может быть обобщено для любого числа произвольно нанесенных обмоток.

На основе разработанной методики возможен сравнительный анализ шумовых характеристик магнитомодуляционных элементов различного назначения, отличающихся конструктивными параметрами и способом нанесения измерительных обмоток.

Полученные результаты, можно (по крайней мере, частично) распространить и на обычные стержневые феррозонды. Действительно, характер распределения потока от точечного источника в тонком кольце с относительно большим μ мало зависит от его формы, поэтому соответствующие соотношения будут приближенно справедливы и для сердечника в форме двух параллельных тонких стержней, достаточно далеко отстоящих друг от друга и соединенных плавными перемычками. Эта система близка по своим свойствам к обычному феррозонду с учетом того обстоятельства, что внешнее равномерное поле воздействует одинаково практически по всей длине сердечника, т. е. при прочих равных условиях шум магнитного модулятора и феррозонда в единицах поля будет одинаковым.

Конечно, реальные условия работы магнитного модулятора и стержневого феррозонда существенно различны, вследствие чего высказанное выше предположение является грубым приближением. Однако возможность хотя бы весьма приближенной оценки порога чувствительности магнитомодуляционных элементов различных типов с единой точки зрения представляет, на наш взгляд, существенный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Розенблат. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М., «Наука», 1968.
2. F. C. Williams, S. W. Noble. The fundamental limitations of the second-harmonic type of magnetic modulator as applied to the amplification of small d. c. signals.— Proc. IEE, 1950, p. II, № 58.
3. Р. Я. Беркман. Собственные шумы феррозондов и методика их исследования.— В сб. «Геофизическое приборостроение», вып. 7. Л., «Недра», 1960.
4. J. A. Grimhansl, R. T. Beyer. Barkhausen Noise and Magnetic Amplifiers. II. Analysis of the Noise.— Journ Appl. Phys., 1949, 20, № 6.
5. М. П. Афанасенко, Р. Я. Беркман. Анализ работы феррозонда в неоднородном измеряемом магнитном поле.— В сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 38. Л., «Недра», 1968.
6. М. П. Афанасенко, Р. Я. Беркман. Кольцевой ферромагнитный сердечник с переменной магнитной проницаемостью во внешнем неоднородном магнитном поле.— В сб. «Теоретическая электроника», вып. 9. Л., ЛГУ, 1970.
7. С. М. Рытов. Магнитный поток, создаваемый диполем, находящимся внутри ферромагнитной круглой проволоки.— ЖТФ, 1954, т. XXVII, вып. 3 (9).
8. К. М. Поливанов, А. М. Родичев, В. А. Игнатченко. Влияние параметров ферромагнетика на измерение эффекта Баркгаузена.— Физика металлов и металловедения, 1960, т. 9, вып. 5.
9. Ф. В. Бункин. К теории эффекта Баркгаузена в периодически меняющемся поле.— Радиотехника и электроника, 1959, № 11.

10. М. Л. Левин. К теории пространственной корреляции шумов циклического перемангничивания.— Сб. памяти А. А. Андропова. М., Изд-во АН СССР, 1955.
11. Л. А. Грачев. О пространственной корреляции шумов циклического перемангничивания. Письма в журнал связи, 1959, XXXV, № 4 «Советское радио», 1957.
16. А. А. Харкевич. Спектры и анализ. М., Физматгиз, 1962.

*Поступила в редакцию
5 июня 1970 г.,
окончательный вариант —
27 мая 1971 г.*