

Министерство обороны Российской Федерации
Министерство промышленности и энергетики Саратовской области
ОАО «Тантал», ОАО «Институт критических технологий»
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»

Решением Президиума ВАК Министерства образования и науки РФ издание включено в Перечень ведущих рецензируемых изданий, в которых рекомендуется публикация основных результатов диссертационных исследований на соискание ученой степени доктора и кандидата наук

Гетеромагнитная микроэлектроника

Сборник научных трудов

ВЫПУСК 15

**Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника.
Методические аспекты физического образования**

Под редакцией профессора *А. В. Ляшенко*

Саратов
Издательство Саратовского университета
2013

УДК 621.382.029.6
ББК 548.537.611.44
Г44

Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. науч. тр. / под ред.
Г44 проф. А. В. Ляшенко. – Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2013. –
Вып. 15 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Методические
аспекты физического образования. – 152 с. : ил.

В сборнике представлены материалы по эксплуатации, технологиям производства и калибровок гетеромагнитного датчика углового положения объекта, магнитометрии слабых магнитных полей, расчётам тепловых характеристик элементов радиоэлектронной аппаратуры, управлению дисперсиями различных типов волн в ферритах и магнетонных кристаллах, технологии получения туннельных переходов на пленках ферромагнитных металлов, моделированию генераторов и частотных модуляторов, проблемам изготовления постоянных магнитов с высокими эксплуатационными характеристиками, методическим аспектам физического образования.

Для специалистов-разработчиков, экспертов, работающих в области микро- и наноэлектроники, а также аспирантов и студентов.

Редакционная коллегия:

А. А. Игнатьев, д-р физ.-мат. наук, проф. (отв. редактор); *М. Н. Куликов*, канд. физ.-мат. наук, проф. (зам. отв. редактора); *Л. Л. Страхова*, канд. физ.-мат. наук, доц. (отв. секретарь); *С. Ю. Глазьев*, д-р экон. наук, проф., акад. РАН; *В. И. Борисов*, д-р техн. наук, член-корр. РАН; *С. А. Никитов*, д-р физ.-мат. наук, проф., член-корр. РАН; *О. С. Сироткин*, д-р техн. наук, проф., член-корр. РАН; *О. Ю. Гордашникова*, д-р экон. наук, проф.; *А. Н. Плотников*, д-р экон. наук, проф.; *Е. А. Наумов*, *Л. С. Сотов*, д-р техн. наук, проф.; канд. экон. наук, проф.; *А. А. Солопов*, канд. экон. наук; *С. П. Кудрявцева*, канд. техн. наук, доц.; *С. В. Овчинников*, канд. физ.-мат. наук, доц.; *В. А. Малярчук*, канд. техн. наук, доц.; *А. Л. Хвалин*, канд. техн. наук, доц.; *Б. А. Медведев*, канд. физ.-мат. наук, доц.; *Л. А. Романченко*, канд. техн. наук, доц.; *А. С. Краснощекова*, зам. нач. КБ КТ по общим вопросам (референт ОАО «Институт критических технологий»)

УДК 621.382.029.6
ББК 548.537.611.44

*Памяти
доктора физико-математических наук
профессора А. В. Прозоркевича
посвящается*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий выпуск сборника посвящён памяти А. В. Прозоркевича – профессора кафедры общей физики Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. В этот выпуск вошли материалы по применению гетеромагнитного датчика определения углового положения объекта, магнитометрии слабых магнитных полей, расчёту тепловых сопротивлений элементов радиоэлектронной аппаратуры с локализованным тепловыделением, по характеристикам надёжности катода в марковских моделях эмиссионных процессов, дисперсионным характеристикам различных типов магнитостатических волн, моделированию многочастотных генераторов и частотных модуляторов, по задачам теории случайных и хаотических процессов, технологии спекания магнитов, методическим аспектам физического образования.

Ответственный редактор
доктор физико-математических наук,
профессор *А. А. Игнатьев*

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, КОМПЬЮТЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 621.317; 629.052

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ГЕТЕРОМАГНИТНОГО ДАТЧИКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛОВОГО ПОЛОЖЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ОБЪЕКТА ОТНОСИТЕЛЬНО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

**А. А. Игнатьев, Е. А. Каюшкина*, М. Н. Куликов,
А. В. Прозоркевич, Н. В. Решетников***

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : kof@sgu.ru

*ОАО «Институт критических технологий»
Россия, 410040, Саратов, пр. 50 лет Октября, 110А
E-mail : kbkt@renet.ru

Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований возможности определения по измерению компонент магнитного поля Земли углового положения в пространстве летящего и вращающегося объекта.

Ключевые слова: автономная навигация, гетеромагнитный датчик, магнитное поле Земли.

Possibility Application of Heteromagnetic Sensor for Determining the Angular Position of a Rotating Object Comparatively a Magnetic Field of the Earth

**A. A. Ignatiev, E. A. Kayushkina, M. N. Kulikov,
A. V. Prozorkevich, N. V. Reshetnikov**

The results of theoretical and experimental studies of the possibility of determining by measuring the Earth's magnetic field components the angular position off flying in space and rotating object in the reference frame of the object.

Key words: autonomous navigation, heteromagnetic sensor, magnetic field of the Earth.

Одной из задач автономной навигации, когда движущийся объект не излучает и не принимает никаких сигналов, является определение его ориентации в пространстве. Возможный вариант решения заключается в определении углов ориентации объекта по отношению к направлению магнитного или гравитационного поля Земли [1–3].

В работе рассматривается задача определения углового положения движущегося и вращающегося вокруг одной из своих осей объекта по измерению компонент индукции магнитного поля Земли датчиками, жестко связанными с объектом.

Вектор индукции \mathbf{B} магнитного поля Земли на рис. 1 представлен в двух системах координат: геомагнитной, в которой ось x_0 направлена на магнитный север, а ось z_0 – вертикально вниз, и системе координат хуз движущегося объекта, в которой ось x совмещена с направлением его движения.

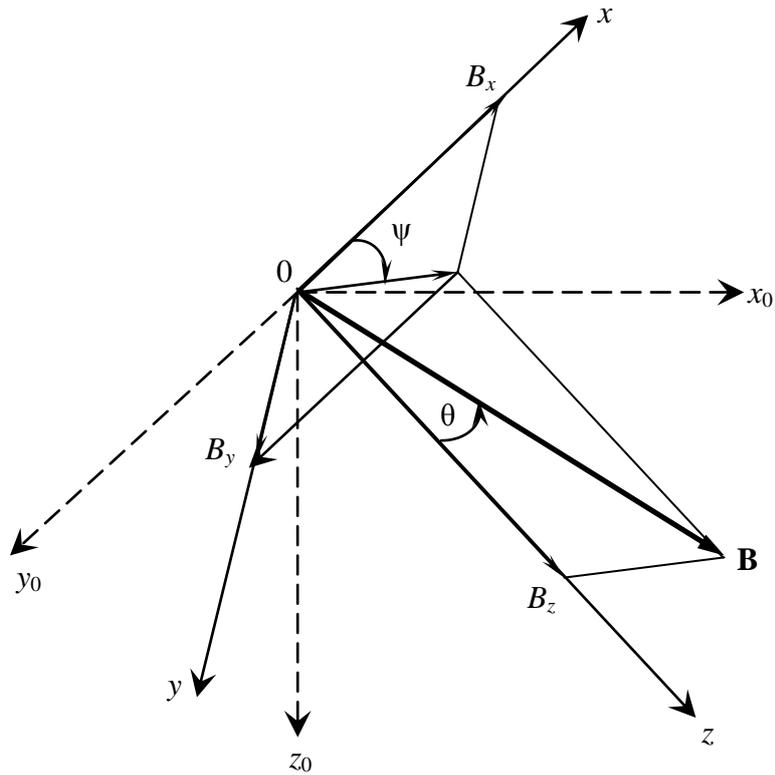


Рис. 1. Магнитное поле Земли в геомагнитной системе и системе координат объекта

Для обозначения углов ориентации вектора \mathbf{B} на рис. 1 использованы обозначения, обычно применяемые в навигации. В системе координат объекта проекции вектора \mathbf{B} имеют вид

$$\begin{aligned} B_x &= B \sin \theta \cdot \cos \psi, \\ B_y &= B \sin \theta \cdot \sin \psi, \\ B_z &= B \cos \theta. \end{aligned} \quad (1)$$

При повороте объекта вокруг оси x на угол φ компоненты магнитного поля во вращающейся с объектом системе координат (рис. 2) принимают вид

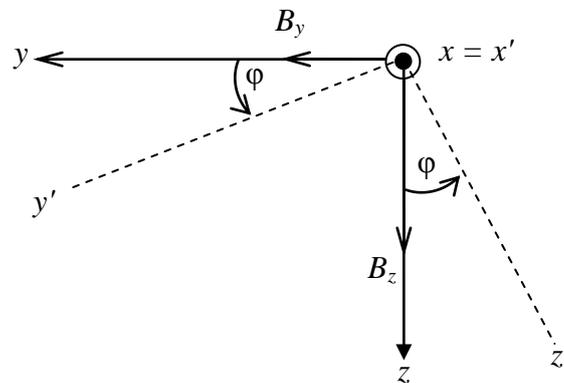


Рис. 2. Система координат, вращающаяся вместе с объектом вокруг оси x

$$\begin{aligned}
B'_x &= B_x, \\
B'_y &= B_y \cos \varphi + B_z \sin \varphi, \\
B'_z &= -B_y \sin \varphi + B_z \cos \varphi.
\end{aligned} \tag{2}$$

С учётом (1) компоненты поля во вращающейся вокруг оси $x' = x$ системе координат будут равны:

$$\begin{aligned}
B'_x &= B \sin \theta \cdot \cos \psi, \\
B'_y &= B \sin \theta \cdot \sin \psi \cdot \cos \varphi + B \cos \theta \cdot \sin \varphi, \\
B'_z &= -B \sin \theta \cdot \sin \psi \cdot \sin \varphi + B \cos \theta \cdot \cos \varphi.
\end{aligned} \tag{3}$$

Если объект вращается вокруг оси x с угловой скоростью ω , так что $\varphi = \omega t$, то из (3) получим:

$$\begin{aligned}
B'_x &= B \sin \theta \cdot \cos \psi, \\
B'_y &= B \sin \theta \cdot \sin \psi \cdot \cos \omega t + B \cos \theta \cdot \sin \omega t, \\
B'_z &= -B \sin \theta \cdot \sin \psi \cdot \sin \omega t + B \cos \theta \cdot \cos \omega t.
\end{aligned} \tag{4}$$

Так как $\cos \omega t = \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$, то B'_y и B'_z можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
B'_y &= B \sin \theta \cdot \sin \psi \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) + B \cos \theta \cdot \sin \omega t, \\
B'_z &= -B \sin \theta \cdot \sin \psi \cdot \sin \omega t + B \cos \theta \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).
\end{aligned}$$

Сумма двух синусоидальных колебаний с одной и той же частотой ω , амплитудами A_1 и A_2 , начальными фазами φ_1 и φ_2 является также синусоидальным колебанием с амплитудой A_{\perp} и начальной фазой φ_0 :

$$A_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + A_2 \sin(\omega t + \varphi_2) = A_{\perp} \sin(\omega t + \varphi_0),$$

$$\text{где } A_{\perp} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}, \quad \text{tg } \varphi_0 = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}.$$

В нашем случае имеем:

$$\begin{aligned}
B'_y &= A_{\perp} \sin(\omega t + \varphi_{0y}), \\
B'_z &= A_{\perp} \cos(\omega t + \varphi_{0z}),
\end{aligned} \tag{5}$$

где

$$\begin{aligned}
A_{\perp} &= B \sqrt{\sin^2 \theta \cdot \sin^2 \psi + \cos^2 \theta}, \\
\text{tg } \varphi_{0y} &= \frac{\sin \theta \cdot \sin \psi}{\cos \theta} = \text{tg } \theta \cdot \sin \psi, \\
\text{tg } \varphi_{0z} &= -\frac{\cos \theta}{\sin \theta \cdot \sin \psi} = -\text{ctg } \varphi_{0y} = \text{tg}\left(\varphi_{0y} - \frac{\pi}{2}\right).
\end{aligned} \tag{6}$$

Из соотношений (5) и (6) видно, что компоненты поля B'_y и B'_z равны по модулю и сдвинуты по фазе на $\frac{\pi}{2}$, так что с теоретической точки зрения достаточно рассмотреть одну компоненту, например B'_y . С практической точки зрения измерение второй компоненты B'_z магнитного поля Земли дает возможность уменьшить погрешность определения амплитуды B_{\perp} за счет усреднения измеренных значений A_y и A_z .

Из соотношения (5) следует, что при определенном сочетании углов θ и ψ амплитуда регистрируемой поперечной (по отношению к оси вращения) составляющей индукции магнитного поля $B_{\perp} = A_{\perp}$ обращается в ноль. Это означает, что в пространстве существует ось нечувствительности, при движении вдоль которой амплитуда измеряемого сигнала точно равна нулю. Эта ось нечувствительности определяется следующими значениями углов $\theta_{\text{нч}}$ и $\psi_{\text{нч}}$:

$$\begin{aligned}\theta_{\text{нч}} &= \frac{\pi}{2}, \\ \psi_{\text{нч}} &= 0,\end{aligned}\tag{7}$$

причем равенства должны выполняться одновременно.

В этом случае изделие должно двигаться точно по силовой линии индукции магнитного поля. Такая ситуация соответствует движению точно на магнитный север или юг в горизонтальной плоскости на магнитном экваторе с наклоном вниз в Северном полушарии и с наклоном вверх в Южном, равным примерно географической широте местности.

На практике вокруг оси нечувствительности будет существовать некоторый конус нечувствительности, в пределах которого амплитуда поперечной составляющей индукции магнитного поля меньше предела чувствительности ΔB_{\perp} измерительного устройства.

Оценим границы конуса нечувствительности $\Delta\psi_{\text{нч}}$ и $\Delta\theta_{\text{нч}}$, считая эти значения малыми величинами.

В этом случае $\psi = \pm \Delta\psi_{\text{нч}}$, а $\theta = \frac{\pi}{2} \pm \Delta\theta_{\text{нч}}$, так что $\sin^2\psi \approx (\Delta\psi_{\text{нч}})^2$, $\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \pm \Delta\theta_{\text{нч}}\right) = \sin^2(\Delta\theta_{\text{нч}}) \approx (\Delta\theta_{\text{нч}})^2$, $\sin^2\left(\frac{\pi}{2} \pm \Delta\theta_{\text{нч}}\right) \approx 1$, тогда

$$\Delta B_{\perp} = B\sqrt{(\Delta\psi_{\text{нч}})^2 + (\Delta\theta_{\text{нч}})^2}.$$

Если допустить, что $|\Delta\psi_{\text{нч}}| = |\Delta\theta_{\text{нч}}| = \Delta\theta_{\text{нч}}$, то $\Delta B_{\perp} = \sqrt{2} \cdot B \cdot \Delta\theta_{\text{нч}}$ и

$$\Delta\theta_{\text{нч}} \text{ (рад)} = \frac{\Delta B_{\perp}}{\sqrt{2}B},\tag{8}$$

или
$$\Delta\theta_{\text{нч}} (\text{град}) = \frac{180}{\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{\Delta B_{\perp}}{B}. \quad (9)$$

Из соотношения (9) следует, что для получения конуса нечувствительности не более $0,5^{\circ}$ необходимо иметь разрешающую способность

$$\frac{\Delta B_{\perp}}{B} \approx 0,01.$$

Так как $B'_y = A \sin(\omega t + \varphi_{0y})$, где φ_{0y} определяется соотношением $\text{tg } \varphi_{0y} = \text{tg } \theta \cdot \sin \psi$, то $\varphi_{0y} = 0$ и $B'_y = 0$ будет соответствовать моменту прохождения измерительной оси датчика горизонтальной плоскости только в двух частных случаях: $\theta = 0$ (объект летит в направлении, перпендикулярном вектору \mathbf{B}) или $\psi = 0$ (объект летит на магнитный север или юг). Во всех остальных случаях ($\varphi_{0y} \neq 0$) значение $B'_y = 0$ уже не будет соответствовать моменту прохождения измерительной оси датчика горизонтальной плоскости.

Таким образом, для определения углового положения объекта в вертикальной или горизонтальной плоскостях в общем случае необходима дополнительная информация для определения значений углов θ и ψ и расчета φ_{0y} . Такую дополнительную информацию можно получить, например, используя еще два дополнительных датчика, измерительные оси которых направлены под разными, но известными углами по отношению к оси объекта.

Для проверки теоретической модели были проведены экспериментальные исследования.

В качестве магнитометра использовался одноосный гетеромагнитный датчик, преобразующий изменение внешнего магнитного поля в изменение частоты СВЧ-автогенератора с резонатором в виде сферы из железиттриевого граната (ЖИГ), помещенной в поле постоянного магнита [4, 5]. Частота выходного сигнала датчика регистрировалась цифровым частотомером GFC-8270H.

В проведенном эксперименте вращение датчика в неподвижном относительно Земли магнитном поле имитировалось вращением магнитного поля, равного магнитному полю Земли, вокруг неподвижного датчика. Внешний вид испытательного стенда показан на рис. 3.

За счет поворота вручную или от электродвигателя рамки, в оправках которой на расстоянии 250 мм симметрично располагались два магнита, осуществлялось вращение магнитного поля. Ось магнитов при этом совпадала с расположением магниточувствительного элемента датчика. Датчик крепился на платформе (рис. 4), положение которой в пространстве можно было изменять в двух взаимно ортогональных плоскостях, тем самым изменяя положения измерительной оси датчика относительно оси вращения магнитного поля. Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 5.



Рис. 3. Внешний вид испытательного стенда



Рис. 4. Внешний вид датчика в испытательном стенде

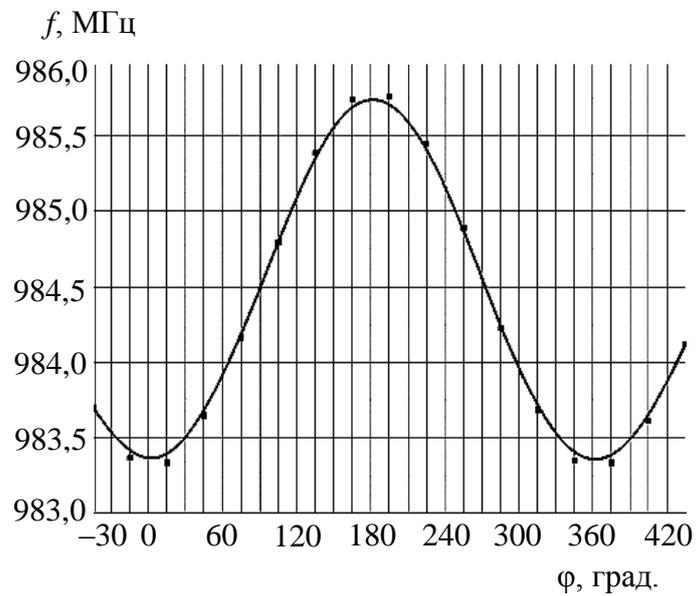


Рис. 5. Зависимость частоты выходного сигнала датчика от угла поворота магнитного поля

Видно, что выходной сигнал в соответствии с теорией является синусоидальным.

Для нахождения угла поворота φ по измерению частоты выходного сигнала f датчика необходимо провести его калибровку.

Калибровка позволяет получить аналитическую связь частоты f и угла поворота φ объекта

$$f = f_0 + \Delta f_m \sin \varphi, \quad (10)$$

где

$$f_0 = \frac{f_{max} + f_{min}}{2}, \quad (11)$$

$$\Delta f_m = \frac{f_{max} - f_{min}}{2}. \quad (12)$$

Тогда текущее значение угла поворота φ_i объекта будет определяться соотношением

$$\sin \varphi_i = \frac{f_i(\varphi_i) - f_0}{\Delta f_m}, \quad (13)$$

где f_i – текущее значение частоты выходного сигнала датчика, так что

$$\varphi_i = \arcsin \frac{f_i - f_0}{\Delta f_m} \quad (\text{если } f_{i+1} < f_i \text{ и } f_i > f_0), \quad (14)$$

$$\varphi_i = 180^\circ - \arcsin \frac{f_i - f_0}{\Delta f_m} \quad (\text{если } f_{i+1} < f_i \text{ и } f_i > f_0), \quad (15)$$

$$\varphi_i = 360^\circ - \arcsin \frac{f_i - f_0}{\Delta f_m} \quad (\text{если } f_{i+1} > f_i \text{ и } f_i < f_0). \quad (16)$$

Если в силу погрешностей измерений окажется, что $\frac{f_i - f_0}{\Delta f_m} > 1$, то углу φ присваивается значение 0° или 360° , если $\frac{f_i - f_0}{\Delta f_m} < 0$ и $\left| \frac{f_i - f_0}{\Delta f_m} \right| > 1$, то углу присваивается значение 180° .

Экспериментальная и теоретическая зависимость амплитуды изменения частоты Δf_m выходного сигнала датчика как функции угла наклона θ его измерительной оси относительно вектора магнитного поля показана на рис. 6. Видно, что в соответствии с теорией при углах θ , близких к 90° , объект попадает в конус нечувствительности.

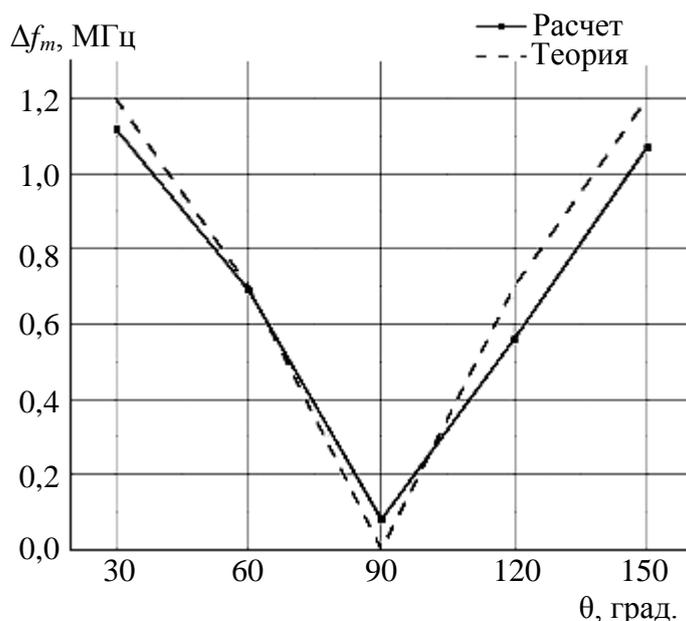


Рис. 6. Экспериментальная и теоретическая зависимость амплитуды изменения частоты выходного сигнала датчика от угла наклона θ его измерительной оси

Таким образом, результаты исследования показывают справедливость проведенных теоретических оценок и возможность использования гетеромагнитных датчиков для построения системы определения углового положения вращающихся объектов относительно магнитного поля Земли.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Белоглазов И. Н., Джанджгава Г. И., Чигин Г. П. Основы навигации по геофизическим полям. М. : Наука, 1985. 379 с.
2. Михлин Б. З., Селезнев В. П., Селезнев А. В. Геомагнитная навигация. М. : Машиностроение, 1976. 379 с.
3. Семевский Р. Б., Аверкиев В. В., Яроцкий В. А. Специальная магнитометрия. СПб. : Наука, 2002. 228 с.
4. Гурзо В. В., Игнатъев А. А., Ляшенко А. В., Сотов Л. С. Векторный магнитометр малых магнитных полей // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. докл. и ст. науч.-техн. совещ. Вып. 1. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2004. С. 47–50.
5. Игнатъев А. А., Куликов М. Н., Норов Ю. В., Сотов Л. С., Тугушов Д. В. Экспериментальное исследование векторного магнитоэлектронного магнитометра // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. докл. и ст. II и III науч.-техн. совещ. Вып. 2. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2005. С. 97–109.

УДК 537.81; 681.586

МАГНИТОМЕТРИЯ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А. А. Игнатъев, М. Н. Куликов, А. В. Маханьков, **А. В. Прозоркевич**

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : kof@sgu.ru

Представлен краткий обзор основных методов измерения магнитных полей. Основное внимание уделяется измерению относительно слабых магнитных полей на уровне магнитного поля Земли и очень слабых полей вплоть до уровня полей биологических объектов.

Ключевые слова: магнитометр, магнитометрический преобразователь, измерительные методы.

Magnetometry of Weak Magnetic Fields

А. А. Ignatiev, M. N. Kulikov, A. V. Makhankov, **A. V. Prozorkevich**

A brief overview of the main methods for measuring magnetic fields is presented. The focus is on the measurement of relatively weak magnetic fields at the level of the magnetic field of the Earth and the very weak fields down to the fields of biological objects.

Key words: magnetometer, magnetic sensor, measurement methods.

Измерение магнитных полей составляет важный раздел метрологии и находит множество применений как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях [1].

Магнитометры – устройства для измерения магнитного поля – могут классифицироваться по различным признакам: физическому явлению или эффекту, на котором основан принцип их действия; областям применения; условиям эксплуатации; степени информативности (скалярные, векторные, тензорные). Наиболее распространена классификация магнитометров по физическому явлению, используемому в измерительных преобразователях прибора. По данной классификации магнитометры можно условно разделить на две большие группы: квантовые и классические (рис. 1).

К классическим относят датчики, принцип работы которых можно объяснить с классической точки зрения. К таким датчикам относятся индуктивные, феррорезонансные, механические, магниторезистивные, основанные на эффектах Холла или Фарадея [2].

К квантовым причисляют датчики, чей принцип работы основан на чисто квантовых эффектах, на которых построены магнитометры протонные, на эффектах Оверхаузера или Джозефсона, с оптической накачкой и др. [3, 4].

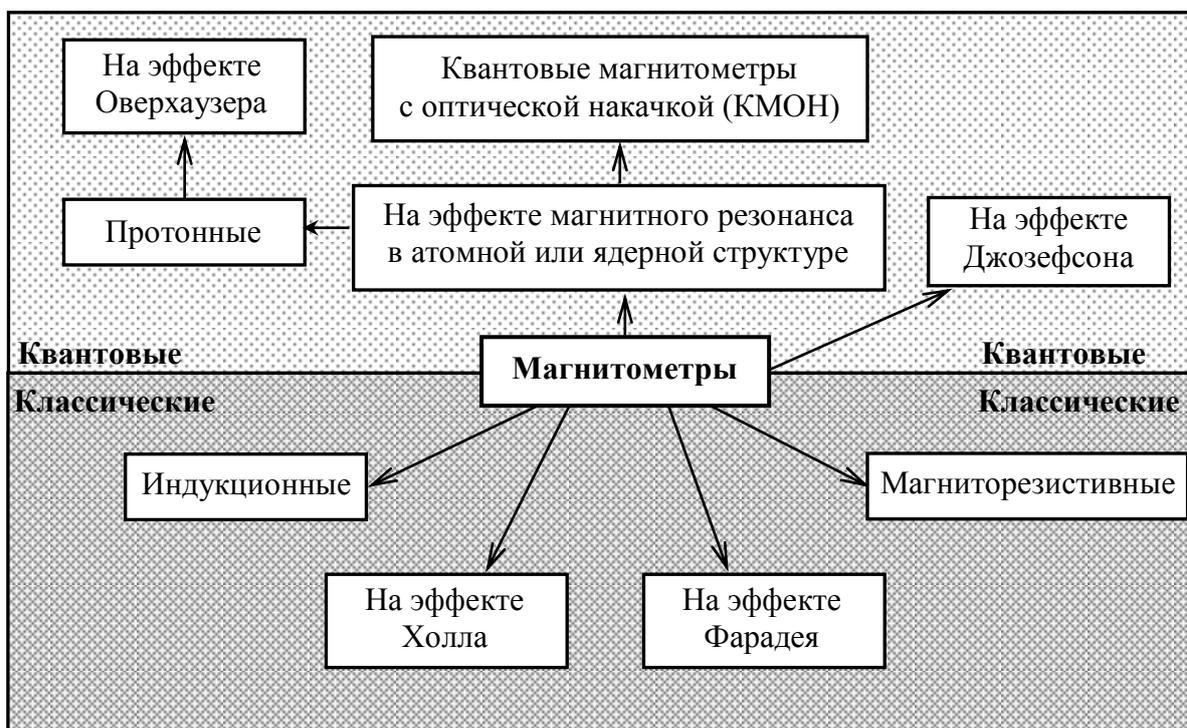


Рис. 1. Классификация магнитометров по физическому явлению, используемому в измерительных преобразователях прибора

Преимуществом квантовых преобразователей магнитного поля является их высокая чувствительность к слабым магнитным полям. Но все датчики данной группы не чувствительны к направлению магнитного поля, т. е. измеряют только величину поля.

Классические преобразователи чувствительны к направлению магнитного поля, сравнительно просты по конструкции и поэтому более распространены [5, 6].

Классические преобразователи магнитного поля

Основными типами классических магнитометров являются механические, индукционные, магнитооптические и гальваномагнитные.

Механические (магнитостатические) магнитометры основаны на измерении механического момента \mathbf{J} , действующего на индикаторный магнит прибора в измеряемом поле. Момент \mathbf{J} в магнитометрах различной конструкции сравнивается с одним из моментов сил:

- кручения кварцевой нити (действующие по этому принципу кварцевые магнитометры и универсальные магнитные вариометры на кварцевой растяжке обладают чувствительностью $G \sim 1$ нТл);
- тяжести (магнитные весы с $G \sim 10\text{--}15$ нТл);
- действующий на вспомогательный эталонный магнит, установленный в определённом положении (оси индикаторного и вспомогательного магнитов в положении равновесия перпендикулярны). В этом случае, определяя дополнительно период колебания вспомогательного магнита в поле \mathbf{H}_i , можно измерить абсолютную величину \mathbf{H}_i (абсолютный метод Гаусса).

Основное назначение магнитостатических магнитометров – измерение компонент и абсолютной величины напряжённости геомагнитного поля, градиента поля, а также магнитных свойств веществ [7].

В основе индукционных магнитометров лежит явление электромагнитной индукции. В этих устройствах используется связь между потоком индукции магнитного поля и индуцированной в контуре прибора электродвижущей силой (ЭДС) [8–12].

Принцип работы магнитооптических магнитометров – использование эффекта изменения оптических свойств веществ под действием магнитного поля (эффект Фарадея) [13].

Гальваномагнитные магнитометры основаны на использовании эффектов (Холла, магниторезистивного, магнитоконцентрационного, магнитодиодного), возникающих при одновременном воздействии на полупроводник электрического и магнитного полей.

Наиболее широкое практическое применение для измерения магнитной индукции постоянных, переменных и импульсных полей получили магнитометры с измерительными преобразователями на основе эффекта Холла, обладающие линейной зависимостью возникающей ЭДС от величины магнитного поля в широком диапазоне его значений и имеющие чувствительность $\sim 10^{-7}\text{--}10^{-6}$ Тл. Тесламетры Холла применяются для контроля магнитных систем электроизмерительных и электронных приборов, измерения магнитной индукции в зазорах электродвигателей, генераторов, электромагнитных реле, определения и анализа полей рассеяния источников постоянных, переменных и импульсных магнитных полей [14–17].

Отдельно можно выделить магнитометры, использующие явление ферромагнитного резонанса в ферритах, в которых магниточувствительным параметром является частота выходного сигнала СВЧ-автогенератора с резонатором из железиттриевого граната. Подобные магнитометры часто на-

зывают гетеромагнитными [18–20]. По чувствительности к малым магнитным полям такие магнитнометры близки к феррозондовым. Их достоинствами являются малые размеры и возможность установки на движущихся объектах, внутри работающих двигателей и механизмов.

Очень распространенными классическими преобразователями магнитного поля являются тонкопленочные магниторезисторы ввиду своей компактности, высокой надежности и долгого срока службы. Датчики данной группы могут работать в широком диапазоне температур, уступая по этому параметру, пожалуй, только датчику Холла.

Тонкопленочные магниторезисторы представляют собой полупроводниковую подложку с нанесенной на нее методом тонкопленочной технологии слоя магниточувствительного материала (пермаллоя или сплава кобальта с никелем) в виде полоски, геометрические размеры которой должны удовлетворять следующим условиям: толщина пленки на много меньше ее ширины, а ширина, в свою очередь, много меньше длины. В этом случае вектор намагниченности пленки \mathbf{M} будет иметь преимущественное направление вдоль полоски, совпадающее с направлением тока в отсутствие внешнего поля, которое можно достигнуть и за счет приложения внешнего смещающего и насыщающего поля (например, от обмотки с током или постоянного магнита).

Пермаллоевая тонкая пленка обладает анизотропным магнитосопротивлением, т. е. ее сопротивление изменяется в зависимости от ее ориентации относительно внешнего поля. Внешнее магнитное поле \mathbf{H} поворачивает вектор намагниченности пленки \mathbf{M}_0 на угол α , значение которого зависит от направления и величины этого поля (рис. 2).

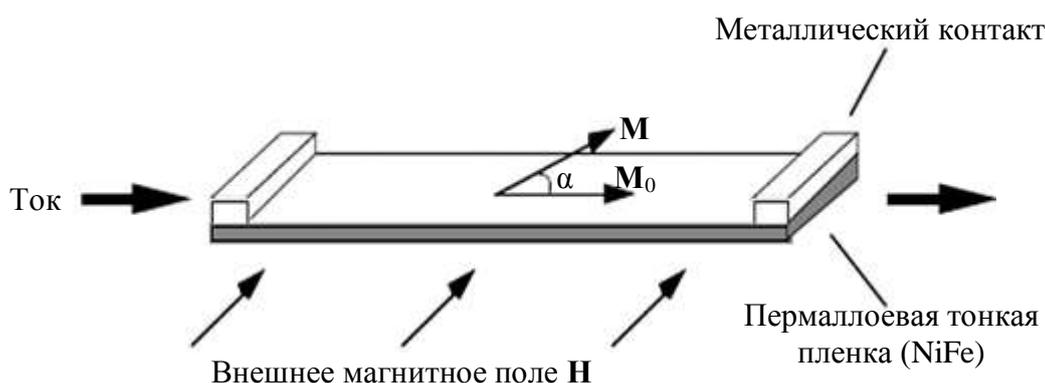


Рис. 2. Изменение свойств пермаллоя во внешнем магнитном поле

Сопротивление пленки определяется формулой

$$R = R_0 + \Delta R \cdot \cos^2 \alpha,$$

согласно которой углу $\alpha = 90^\circ$ соответствует минимальное сопротивление R_0 пленки, а углу $\alpha = 0^\circ$ (отсутствие поля) – максимальное значение сопро-

тивления; ΔR составляет обычно 2–3% от R_0 в зависимости от свойств материала пленки [21–22].

При сплошном покрытии подложки сопротивление датчика является нелинейной функцией изменения направления вектора намагниченности. Чтобы избавиться от этого недостатка, используют чувствительные элементы, состоящие из магниторезистивных пленок пермаллоя, осажденных на кремниевую пластину в виде полосок. Четыре таких резистора включаются в мостовую схему (рис. 3).

В этом случае сопротивление резистора будет меняться линейно при изменении направления намагниченности. Результирующий дифференциальный сигнал будет линейной функцией амплитуды внешнего магнитного поля, нормального к оси полосы в ее плоскости.

Для увеличения чувствительности датчика каждое плечо моста с алюминиевыми переключками формируют из нескольких магниторезистивных пленок, параллельно ориентированных на подложке. Такие мостовые датчики с зазубренными полосами применяются для измерения скорости, углов поворота, тока и слабых полей. Их основные характеристики: высокая чувствительность, линейность, возможность определить направление поля.

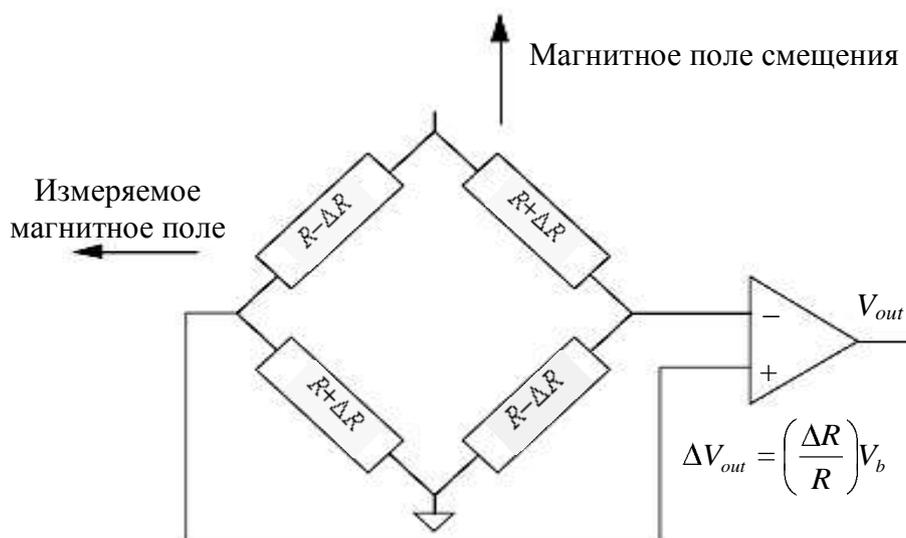


Рис. 3. Мостовая схема соединения магниторезистивных датчиков

Принцип действия данного моста следующий. Питание моста вызывает протекание тока через резисторы. Измеряемое поле поворачивает вектор намагниченности в двух противоположно размещенных резисторах в направлении тока, что, в свою очередь, приводит к увеличению сопротивления, а в оставшихся двух противоположно размещенных резисторах – к снижению сопротивления. В линейном приближении выходной сигнал становится пропорциональным приложенному полю [23].

Начало развитию квантовой магнитометрии положили работы Блоха [24], а также Паккарда и Вариана [25, 26], основанные на экспериментах по измерению ядерного магнитного момента [27, 28]. В данных работах была предложена идея измерять магнитное поле по частоте свободной прецессии магнитного момента протона. Так были созданы протонные магнитометры. Протонные магнитометры стали первыми измерителями магнитного поля, характеризующимися свойствами абсолютности, т. е. способностью производить вычисления, опираясь только на фундаментальные константы (в данном случае гиромагнитное соотношение протона) и измеряемые величины (например, частоту).

Позднее была продемонстрирована возможность более чем тысячекратного увеличения степени поляризации протонного спина ядра за счет применения метода динамической поляризации ядер [29–31]. Основанный на этом принципе магнитометр получил название магнитометр Оверхаузера.

Начало радиооптическим квантовым методам измерения магнитного поля положили два события, произошедшие практически одновременно в середине XX в.: изобретение Ф. Биттером оптического детектирования магнитного резонанса [32] и открытие А. Кастлером принципа оптической накачки [33, 34].

Благодаря этим двум событиям началось бурное развитие квантовой магнитометрии, приведшее к созданию семейства квантовых магнитометров с оптической накачкой (КМОН). Эти устройства позволили добиться необычайно высоких абсолютной точности и чувствительности измерения магнитного поля (см., например, обзоры [35–40]). Не имея себе равных по абсолютной точности, квантовые магнитометры по вариационной чувствительности могут превосходить даже магнитометры, построенные на основе сверхпроводящих квантовых датчиков (СКВИД) [41, 42]. Впрочем, конкуренция между двумя этими классами устройств скорее номинальная – слишком сильно различаются физические принципы их действия и, как следствие, области применения.

Квантовые магнитометры являются измерителями напряжённости магнитного поля, а СКВИД-магнитометры – приращения магнитного потока, проходящего через сверхпроводящий контур, поэтому их показаниям не свойственна абсолютность (хотя сейчас предпринимаются попытки создания на их основе устройств для измерения абсолютной величины поля [43]).

Протонные квантовые магнитометры применяют для геофизических исследований (в обсерваториях, на море, при аэромагнитных и спутниковых измерениях, для решения задач вулканологии, археологии и др.). Их достоинства: абсолютность измерений, высокая стабильность коэффициента преобразования величины магнитного поля в частоту; независимость этого коэффициента от внешних условий; высокая точность измерения частоты, превосходящая точность измерения других физических величин. Недостатки: малая величина сигнала, невозможность непрерывного режима работы (циклический характер работы), значительная погрешность при поворотах прибора.

Как известно, элементарные частицы материи, в том числе атомные ядра, обладают собственным магнитным моментом. Атомное ядро прецессирует вокруг направления внешнего магнитного поля с частотой, определяемой соотношением Лармора. Гиромагнитное отношение (отношение магнитного момента к механическому) ядер каждого изотопа является атомной константой, не зависящей от внешних факторов (температуры, давления, влажности и т. п.). Следовательно, измеряя частоту прецессии атомных ядер, можно определить напряжённость магнитного поля, в котором они находятся. Это явление положено в основу протонных (ядерных) магнитометров. *Ларморову прецессию* можно представить как конусообразное движение вектора магнитного момента частицы вокруг вектора внешнего магнитного поля, подобное движению вокруг вертикальной оси вращения волчка, получившего боковой удар. Если создать дополнительное магнитное поле, перпендикулярное к основному полю, и вращать дополнительное поле вокруг основного с частотой Ларморовой прецессии (синхронно с прецессией магнитного момента частицы), то наступит явление резонанса, т. е. будет достигнута наибольшая амплитуда прецессионного движения.

Для измерения магнитного поля удобнее всего использовать простейшие атомные ядра – протоны, так как они в жидкостях дают наиболее острый и интенсивный резонанс. Если поместить образец с протонами (например, сосуд с водой или спиртом) в катушку индуктивности, то в последней возникает ЭДС с частотой, равной частоте прецессии протонов. Однако интенсивность сигнала будет настолько мала, что его очень трудно зафиксировать.

В методе свободной ядерной индукции для увеличения сигнала жидкость с протонами временно поляризуется вспомогательным сильным постоянным магнитным полем, приблизительно перпендикулярным магнитному полю Земли. После достижения поляризации (для воды через 3 с) поле быстро выключают. Время выключения должно быть значительно меньше периода ларморовой прецессии. После этого вектор магнитного момента начнёт прецессировать вокруг направления вектора магнитного поля Земли с частотой, пропорциональной напряжённости поля. Интенсивность сигнала при прочих равных условиях пропорциональна напряжённости поляризующего поля, однако через некоторое время интенсивность сигнала уменьшается до прежней величины, поэтому вспомогательное поле включают периодически, так что измерения можно проводить только дискретно.

Магнитное поле протонным магнитометром измеряется в два этапа:

– первый – режим поляризации, при котором рабочее вещество подвергается воздействию сильного магнитного поля, чтобы намагнитить (т. е. выстроить в линию) протоны;

– второй – фактическое измерение частоты прецессии для определения величины магнитного поля.

На каждом этапе используют ту же самую катушку индуктивности и для поляризации рабочего вещества, и для регистрации сигнала прецессии

протонов. Точность измерения частоты прецессии определяет точность измерения величины магнитного поля.

Таким образом, ядерно-резонансный датчик генерирует затухающую ЭДС, частота которой строго пропорциональна напряжённости измеряемого поля. При использовании современных микроконтроллеров задача преобразования частоты прецессии протонов в величину индукции магнитного поля легко решается [44–45].

По сравнению с вышеописанным *протонный магнитометр Оверхаузера* имеет значительные преимущества. В нем используется динамическое высокочастотное (ВЧ) возбуждение электронов с одновременной динамической поляризацией протонов в особой среде – растворе свободных радикалов. В таком растворе образуются свободные неспаренные электроны, которые динамически возбуждаются высокочастотным электромагнитным полем и захватываются вращающимися протонами. Такая электрон-протонная подсистема обладает дискретными двухспиновыми энергетическими уровнями, при резонансном насыщении которых магнитный спиновый момент начинает преобладать над электрическим и препятствовать электронному типу связей. Магниточувствительность динамически поляризованных протонов резко возрастает. В результате раствор становится парамагнитным и повышенно магнитовосприимчивым к внешним статическим и динамическим магнитным полям.

Недостатком магнитометра Оверхаузера является ограниченное время жизни специальных протон содержащих растворов (несколько лет), а также некоторая статическая и динамическая погрешности прибора вследствие предварительного ВЧ-возбуждения протонов.

Сверхпроводящий квантовый интерферометр, использующий эффект Джозефсона (СКВИД). Рекордно высокой чувствительностью ($\sim 10^{-16}$ Тл) обладают сверхпроводящие магнитометры, работающие на стационарном эффекте Джозефсона. С их помощью проводятся измерения сверхслабых магнитных полей, создаваемых головным мозгом, сердцем и мышцами человека, а также выполняются геофизические исследования и уникальные физические эксперименты.

В качестве измерительного преобразователя в таких магнитометрах используется СКВИД постоянного или переменного тока. В магнитометрах со СКВИД постоянного тока приращение внешнего магнитного потока преобразуется в осциллирующее напряжение на контактах чувствительного элемента: при измерении подсчитывается полное число осцилляций напряжения за время наложения потока. В магнитометрах со СКВИД переменного тока осциллирующими функциями магнитного потока являются полная индуктивность сверхпроводящего кольца и, следовательно, напряжение на связанном с ним высокочастотном колебательном контуре. В сверхпроводящих магнитометрах достигнут рекордный уровень чувствительности 10^{-15} Тл на частотах 0–1 Гц.

Недостатком магнитометров со СКВИД является необходимость поддержания условий сверхпроводимости в объеме чувствительного эле-

мента с помощью жидкого гелия или азота. Это усложняет конструкцию прибора и делает неудобной его эксплуатацию в полевых условиях.

Общим недостатком квантовых магнитометров является их низкое быстродействие, что может приводить к пропуску объектов поиска при быстром сканировании [46–50].

Квантовые магнитометры с оптической накачкой (КМОН) в качестве рабочего вещества используют *пары щелочных металлов (Cs, Rb, Na, K) и инертных газов*. Сущность заключается в облучении их поляризованным монохроматическим светом, длина волны которого соответствует одной из спектральных линий используемого элемента. Возбуждаясь, атомы уходят на верхние уровни и через короткое время (≈ 1 мкс) скапливаются на одном энергетическом подуровне, переходы с которого запрещены. Ориентировка их магнитных осей будет одинаковой, что приведет к прецессии электронов относительно геомагнитного поля на частоте Лармора, как в протонных магнитометрах. В результате прецессии будет колебаться и интенсивность света. Если сигнал с фотоэлемента усилить и подать на катушку, намотанную на колбу с рабочим веществом, то получим автоподстраиваемый резонансный осциллятор. Измерив его частоту, можно рассчитать величину поля. Существуют некоторые нюансы в теории и много вариантов схемотехнических реализаций.

КМОН по сравнению с протонными магнитометрами более чувствительные и дорогие, они потребляют на порядок больше электроэнергии, менее прочные, требуют определенной осторожности в обращении, работают в более узком диапазоне температур. Они применяются преимущественно для снятия карты магнитных аномалий, последующего обнаружения и идентификации взрывоопасных предметов.

Иногда КМОН используется совместно с протонным магнитометром, выполняющим роль базовой станции, регистрирующей флуктуации магнитного поля Земли в целях исключения их из результатов измерений. Протонные магнитометры по сравнению с КМОН имеют на 1–2 порядка меньшую чувствительность ($\sim 0,1$ нТл) и быстродействие (частота преобразования ≤ 1 Гц), обладают нестабильностью и даже теряют работоспособность при больших градиентах измеряемого поля, однако они дешевле и не боятся тряски и вибрации.

Магнитометр, работающий на эффекте Оверхаузера, сохраняя положительные качества протонного, имеет более высокое быстродействие (частота преобразования ≤ 5 Гц), чувствительность, близкую к КМОН ($\sim 0,02$ – $0,03$ нТл), однако ему свойственны меньшее время жизни рабочего вещества и повышенная систематическая погрешность за счет влияния блока СВЧ [51].

У скалярных КМОН отсутствует ось чувствительности, поэтому они не могут определять направление вектора индукции магнитной аномалии \mathbf{B} . Однако это качество позволяет конструировать более точные градиентометры.

Самогенерирующий цезиевый магнитометр – самое простое и распространенное квантовое устройство, использующее два сверхтонких

уровня ^{135}Cs (с полными угловыми моментами $F = 3$ и $F = 4$), которые в магнитном поле расщепляются на 7 и 9 подуровней. Частоты магнитных резонансов между смежными магнитными подуровнями одного сверхтонкого уровня в магнитном поле Земли различаются примерно на 7 Гц. Поэтому множество резонансов фактически сливается в один общий несимметричный резонанс шириной около 50 Гц, что по шкале магнитного поля составляет приблизительно 15 нТл (рис. 4).

Магнитометр работает по схеме молекулярного генератора частоты с усилителем в петле обратной связи. Излучение (под углом $(45 \pm 15^\circ)$ к направлению измеряемого магнитного поля) цезиевой лампы осуществляет накачку паров цезия в кювете с парафиновым покрытием, а также выполняет функции регистрации резонанса. Усиленный сигнал с выхода фотодетектора направляется в катушку приемника. Шумовые компоненты излучения вызывают «затравочный» сигнал на частоте ларморовой прецессии, который дополнительно усиливается, сдвигается по фазе и снова подается через петлю обратной связи на кювету. В результате возникает самогенерация на частоте совокупного резонанса в состоянии $F = 4$ (устройства, реализованные по такой схеме, называют также спиновыми генераторами). Частота генерации приблизительно пропорциональна напряженности внешнего магнитного поля с коэффициентом пропорциональности около $3,5 \text{ Гц нТл}^{-1}$.

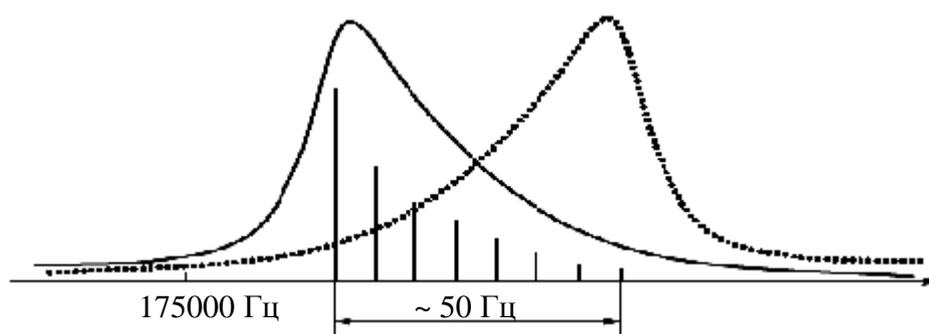


Рис. 4. Схема, поясняющая возникновение асимметрии линии магнитного резонанса ^{135}Cs в магнитном поле Земли

Цезиевые магнитометры находят широкое применение в градиентометрических схемах, как стационарных, так и размещаемых на подвижных наземных и воздушных носителях. Такие магнитометры измеряют поперечную компоненту магнитного поля в рабочем диапазоне: $15 \times 10^{-6} - 10^{-4}$ Тл. В работах [52, 53] приведены данные о создании магнитометров с чувствительностью $100 \text{ фТл Гц}^{-1/2}$ и $15 \text{ фТл Гц}^{-1/2}$ (в поле 2 мкТл), точностью $\sim 2 \text{ нТл}$ и разрешающей способностью $1 \text{ пТл Гц}^{-1/2}$ при времени измерения 10–100 с.

Достоинствами цезиевых магнитометров являются простота и высокая надежность, поэтому среди квантовых магнитометров они являются самыми распространенными.

К недостаткам можно отнести ориентационные сдвиги частоты при изменении угла между его оптической осью и вектором магнитного поля

(для снижения их медленных дрейфов прибегают к тщательной стабилизации интенсивности света накачки, температуры рабочего объема и уровня радиочастотного поля).

Магнитометр, использующий переход между подуровнями в сверхтонкой структуре спектра (СТС-магнитометр). Возбуждение магнитного резонанса в таком магнитометре происходит между магнитными подуровнями, относящимися к разным сверхтонким уровням (в отличие от предыдущего примера, где магнитные подуровни относились к одному сверхтонкому уровню).

Сверхтонкая оптическая накачка атомов ^{87}Rb осуществляется методом оптической фильтрации. Неполяризованный свет лампы, содержащей изотоп ^{87}Rb , проходит фильтр, представляющий собой кювету с парами ^{85}Rb . Свет накачки по многожильному световоду поступает в датчик. В датчике наполненная буферным газом цилиндрическая ячейка диаметром около 40 мм и длиной 50 мм помещена в открытый резонатор, представляющий собой согласованный с антенной-излучателем участок цилиндрического волновода. Ячейка с резонатором находится в термостате и поддерживается при постоянной температуре порядка 45°C .

Сигналы M_z -резонансов детектируются низкочастотным фотоприемником, на который по световоду поступает свет от датчика. Далее сигнал обрабатывается микропроцессорным блоком. Благодаря использованию цифровых схем синтеза частоты и обработки сигнала низкочастотная аналоговая электроника (кроме входного усилителя фототока) вообще исключена из схемы прибора: в системах слежения за резонансом функции обычных синхронных детекторов и интеграторов переданы микропроцессору с 10-разрядным аналогоцифровым преобразователем, который управляет двумя 48-разрядными синтезаторами частоты. Использование микропроцессора и управляемых синтезаторов частоты в петле обратной связи позволяет решить проблему измерения частот двух магнитных резонансов с точностью 10^{-8} .

Помимо автоподстройки частоты, микропроцессор осуществляет начальный поиск и захват обоих резонансов, усреднение и индекацию результатов измерений, контроль состояния блоков прибора, прием команд пользователя и т. д. Для управления прибором и сбором/обработкой данных используется удобный программный интерфейс. Для возбуждения сигнала магнитного резонанса в сверхтонкой структуре рубидия ^{87}Rb необходимо синтезировать два СВЧ-сигнала, симметрично (с точностью до 1 Гц) отстоящих от частоты F_0 . В основе схемы синтеза лежит принцип балансной модуляции высокочастотного опорного сигнала. Относительно низкочастотные цифровые синтезаторы частоты формируют два сигнала F_1 и F_2 с частотами в окрестности 5,3 МГц, в результате смешения которых с частотой опорного генератора 90 МГц, умноженной на 76 ($F_H = 76 \times 90 = 6840$ МГц), генерируется СВЧ-поле, содержащее две частоты $F_+ = F_H - F_1$ и $F_- = F_H - F_2$, которые преобразуются петлями обратной связи в резонансные частоты соответствующих переходов.

Частота опорного кварцевого генератора выбирается максимально высокой (90 МГц) с целью минимизации фазовых шумов, возникающих при умножении частоты. На долговременную стабильность балансного магнитометра стабильность частоты F_H практически не влияет в силу сбалансированности схемы синтеза, однако нестабильность генератора, используемого для тактирования синтезаторов частоты, полностью переносится в долговременную нестабильность (абсолютную погрешность) прибора. Поэтому для синхронизации микропроцессора и синтезаторов частоты в схему включается дополнительный высокостабильный опорный кварцевый генератор 20 МГц, характеризующийся долговременными дрейфами на уровне 10^{-8} – 10^{-7} в сутки, что при измерении магнитного поля с индукцией 50 мкТл соответствует абсолютной ошибке измерения 0,5–5 пТл. В приборе также предусмотрена возможность синхронизации синтезаторов частоты внешним высокостабильным генератором частоты.

Для одновременного детектирования сигналов двух СТС-переходов в одном оптическом канале используется прямоугольная ступенчатая частотная модуляция обеих резонансных компонент СВЧ-поля (частоты модуляции равны в обоих каналах, а фазы модуляции сдвинуты на 90°). Благодаря этому, а также тому, что оба сигнала проходят через один низкочастотный тракт, обеспечиваются одинаковый динамический отклик каналов и соответственно балансность схемы. Сигнал с фотоприемника цифровым способом детектируется, причем выбор фазы опорного напряжения позволяет выделить сигналы, соответствующие переходам F_+ и F_- , и тем самым реализовать две независимые петли обратной связи. Следует отметить, что аналоговый низкочастотный тракт для двух петель слежения одинаков, поскольку ничего, кроме усилителя фототока общего для них, не содержит, что автоматически гарантирует равенство фазовых задержек для двух петель (рис. 5).

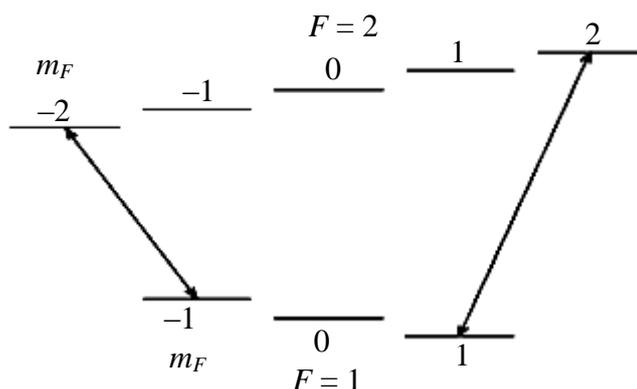


Рис. 5. Схема уровней, используемых в балансном СТС-магнитометре (расстояния даны не в масштабе)

СТС-магнитометр наиболее подходит для геологической аэроразведке. Он измеряет продольную компоненту магнитного поля, поэтому является более точным, хотя и более медленным, работает в диапазоне полей 10^{-7} – 10^{-3} Тл, кратковременная чувствительность 6 пТл за 0,1 с, точность ~ 1 пТл [54].

Магнитометры, использующие переходы в сверхтонкой структуре спектра, обладают рядом достоинств.

Во-первых, благодаря тому что g -факторы нижнего и верхнего сверхтонких уровней основного состояния щелочных металлов имеют противоположные знаки, зеемановская структура большинства СТС-переходов оказывается разрешенной уже в сверхслабых полях порядка 10^{-7} Тл. Этим обусловлена принципиальная способность СТС-магнитометра работать в диапазоне магнитных полей порядка 10^{-7} – 10^{-3} Тл.

Во-вторых, в случае СТС-магнитометра может быть применена спектрально-селективная, а не поляризационная накачка, так что для накачки обеих резонансных линий (D_1 , D_2) можно использовать один источник, что упрощает и делает менее затратной оптическую часть магнитометра. Важно, что свет накачки при этом может быть направлен произвольно относительно магнитного поля, что позволяет реализовать магнитометр без «мертвых зон».

В-третьих, систематические ошибки такого магнитометра могут быть подавлены до уровня ~ 1 пТл, что возможно при использовании так называемой балансной модификации магнитометра, позволяющего измерять частоты переходов между двумя симметричными парами магнитных уровней.

Однако следует заметить, что данный вид магнитометров не лишен недостатков. Низкое быстродействие, необходимость работы в СВЧ-диапазоне, а также одновременное измерение двух частот переходов приводит к существенному усложнению электронной части прибора.

В ядерном гелиевом магнитометре атомы ^3He слабым разрядом переводятся в метастабильное триплетное состояние 2^3S_1 , в котором они подвергаются оптической накачке с использованием линий резонансного триплета $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$. Накачка метастабильных атомов гелия всегда происходит в условиях буферного газа, роль которого играют атомы гелия в основном состоянии. При этом различные составляющие триплета реализуют накачку в противоположные стороны, которая при равенстве интенсивностей становится невозможной (как и в случае накачки щелочных атомов линиями резонансного дублета с одинаковой интенсивностью). На самом деле интенсивность этих линий всегда отличается, поэтому ориентация атомов гелия происходит достаточно эффективно. Для повышения эффективности накачки, которая благодаря изотопическому сдвигу возбуждает преимущественно линию D_0 ($2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$) изотопа ^3He , может использоваться лампа с разрядом в парах ^4He . Резкое увеличение степени ориентации достигается при лазерной накачке излучением, резонансным с D_0 -линией.

Ядерный гелиевый магнитометр измеряет продольную компоненту магнитного поля и обладает чувствительностью 50 пТл в полосе 70 Гц [55]. Наиболее интенсивно разработка ядерного гелиевого магнитометра идёт во Франции (Laboratoire CIRIL-ISMRA, Caen).

К достоинствам гелиевого магнитометра относят очень узкую линию резонанса и его способность после цикла накачки работать автономно в невозмущенных условиях почти целые сутки.

Недостатки: низкое быстродействие, большой вес и габариты (для съема сигнала требуются многокилограммовые индукционные катушки), большая чувствительность к радиочастотным помехам и гироскопическим ошибкам.

Магнитометр с оптической накачкой. Принцип действия основан на возбуждении атомов ^4He до метастабильного состояния 2^3S_1 прямой оптической накачкой, использовании M_z -резонанса и оптического детектирования M_z -сигнала. Резонанс в зеемановской структуре метастабильного состояния вызывается либо наложением резонансного переменного магнитного поля, либо (при лазерной накачке гелия) амплитудной или частотной модуляцией лазерного излучения (параметрический резонанс).

Данный магнитометр позволяет реализовать схемы для измерения как поперечной, так и продольной компонент магнитного. Чувствительность такого магнитометра лежит в диапазоне 1–4 пТл $\text{Гц}^{-1/2}$. Достоинства: отсутствие необходимости термостатирования датчика и соответственно немедленная готовность прибора к работе после включения; относительно большая ширина линии магнитного резонанса (≈ 1000 Гц), которая позволяет реализовать в простой M_z -схеме достаточно высокое быстродействие (большая ширина линии резонанса имеет и обратную сторону в виде заметных систематических ошибок, связанных, прежде всего, со световыми сдвигами); линейная зависимость частоты резонанса от магнитного поля.

Принцип действия *щелочно-гелиевого магнитометра* основан на эффекте передачи спиновой поляризации при атомных столкновениях частиц в условиях щелочно-гелиевой газоразрядной плазмы. Разрешающая способность данного магнитометра 0,01 нТл. Высокая точность и малая ориентационная зависимость показаний делают щелочно-гелиевый магнитометр одним из наиболее перспективных устройств, предназначенных для измерения геомагнитного поля и его вариаций.

Калиевый магнитометр, работающий на изолированной узкой спектральной линии. В отличие от цезия и прочих щелочных металлов, калий в магнитном поле Земли имеет почти полностью разрешенную систему магнитных резонансов (рис. 6, спектральные линии 1–4 – переходы внутри зеемановской структуры уровня $F = 2$: 1 – $m_F = 2 \leftrightarrow m_F = -1$; 2 – $m_F = -1 \leftrightarrow m_F = 0$; 3 – $m_F = 0 \leftrightarrow m_F = 1$; 4 – $m_F = 1 \leftrightarrow m_F = 1$; линии 5, 6 – переходы внутри зеемановской структуры уровня $F = 1$: 5 – $m_F = -2 \leftrightarrow m_F = 0$; 6 – $m_F = 0 \leftrightarrow m_F = 1$) в основном состоянии, что позволяет выделить одну изолированную линию и игнорировать (в значительной степени) прочие линии спектра. Положение вершины такой линии уже практически не зависит от условий накачки. Во всяком случае, величина этой зависимости измеряется несколькими пикотеслами, а не нанотеслами, как в случае слитной линии цезия. Этот фактор определяет привлекательность использования калия в прецизионной метрологии магнитных полей.

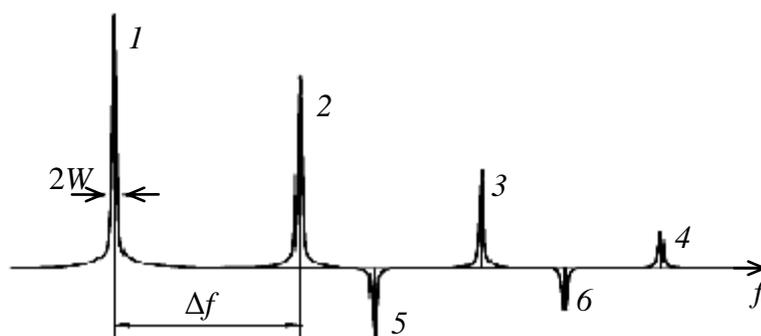


Рис. 6. Спектр магнитных резонансов изотопов калия (^{39}K , ^{41}K) в земном поле ($B \approx 50$ мкТл, $f \approx 350$ кГц): $2W \approx 1$ Гц – полная ширина линии резонанса; Δf – расщепление линий магнитного резонанса (в земном поле $\Delta f \approx 0,5$ кГц для ^{39}K и $\Delta f \approx 1$ Гц для ^{41}K)

Используя такой калиевый магнитометр, можно реализовать схемы для измерения как продольной, так и поперечной компоненты магнитного поля, как и в случае гелиевого магнитометра с оптической накачкой.

Достоинства калиевого магнитометра: максимальная ошибка измерения не превышает 0,3 нТл, что является прямым следствием узости резонанса и минимума влияния соседних линий; нечувствительность к ориентации измеряемого магнитного поля.

В метрологии требования к одновременной реализации быстродействия и высокой точности измерения часто приводят к противоречию, которое разрешается объединением двух измерительных устройств разного типа в одну систему (M_x – M_y -тандем), в которой показания быстрого устройства корректируются с помощью второго, медленного, но более точного устройства.

M_x – M_y -тандем состоит из двух КМОН: один из них построен по схеме спинового генератора (M_x -КМОН), выходная частота которого автоматически следует за индукцией внешнего магнитного поля, а другой (M_y -КМОН) работает по схеме пассивного радиоспектрометра, подстраиваемого петлей обратной связи к выбранной линии магнитного резонанса. При этом M_y -КМОН использует спектр магнитного резонанса с разрешенной структурой линий, что обеспечивает повышенную точность измерения частоты резонанса в отличие от M_x -КМОН, который генерирует в окрестности группы неразрешенных линий, и поэтому ему свойственны значительные систематические ошибки.

Точность измерения магнитного поля тандема зависит от типа применяемого в схеме магнитометра и может достигать 0,1 нТл [56].

M_x – M_y -тандем, работающий на четырехквантовом резонансе. В работе [57] описана схема Cs-K-тандема, отличающегося от предшественников сразу по нескольким параметрам: вместо двух датчиков применяется один с Cs-K-ячейкой; в качестве M_y -резонанса используется четырехквантовый резонанс подуровня $m_f = -2 \leftrightarrow m_f = 2$ $F = 2$ основного состояния K; впервые использованы особые свойства резонанса высшей (для уровня

$F = 2$) кратности ($n = 4$), который практически не смещается переменным полем, а его частота (в отличие от частоты всех остальных) строго линейно зависит от индукции постоянного магнитного поля.

Калиевый магнитометр на изолированной узкой линии с подавленным спин-обменным уширением. Как известно [58, 59], спин-обменные процессы, сохраняя полный момент системы, разрушают когерентность в системе, при возрастании температуры спин-обменное уширение увеличивается пропорционально концентрации атомов в рабочей ячейке. Это делает бессмысленными попытки увеличить чувствительность квантового магнитометра за счёт повышения температуры (и, как следствие, концентрации) атомов в ячейке. Однако в 1973 г. Хаппер и Танг экспериментально обнаружили, что спин-обменное уширение можно уменьшить, увеличивая концентрацию атомов в сверхслабых магнитных полях (т. е. в условиях, когда скорость спин-обмена превышает ларморовскую частоту) [57]. Через четыре года этот эффект получил теоретическое обоснование [59]. Экспериментально были получены чувствительности порядка $1 \text{ фТл Гц}^{1/2}$ в диапазоне частот от 10 Гц до 150 Гц при объёме ячейки $0,3 \text{ см}^3$ и магнитных полях, не превышающих $0,2 \text{ мГс}$ [60].

В последнее время особое внимание уделяется магнитометрам, использующим алмазы с азотно-замещенными вакансиями (*NV-центр*) [61] для измерения наноразмерных магнитных сред. *NV-центр* – это точечный дефект, при котором атом углерода удален из решетки, а полученная «дырка» связана с атомом азота. Тонкая структура *NV-центра* представляет собой спиновый триплет. Поле расщепляет зеемановские подуровни $m_s = \pm 1$ при $\Delta = 2\pi \times 2,87 \text{ ГГц}$, что позволяет использовать методы электронного парамагнитного резонанса даже после исчезновения внешнего поля. При оптической накачке *NV-центра* зеленым цветом проявляется спин-зависимая флюоресценция, которая делает возможным оптическое обнаружение спина [62].

Новые направления создания высокочувствительных магнитометров

Магнитометр, работающий на эффекте электроиндуцированной прозрачности. Уширение линии магнитного резонанса и ее сдвиг при асимметрии спектрального контура излучения накачки относительно спектрального контура резонансной линии прямо пропорциональны интенсивности накачки. К сожалению, данные об осуществлении этого проекта, оценки чувствительности и других характеристик такого устройства в литературе отсутствуют.

Магнитометр, использующий эффект когерентного пленения населенности (КПН или *CPT – coherent population trapping*). Этот эффект также относится к разряду эффектов электроиндуцированной прозрачности. Чувствительность этого магнитометра 4 пТл при времени измерения от 1 с и более [63].

Магнитометр, работающий на эффекте нелинейного магнитооптического вращения. Нелинейный эффект магнитооптического вращения (нелинейный эффект Фарадея) заключается в зависимости угла вращения поляризации квазирезонансного света от величины магнитного поля и интенсивности света в отличие от линейного эффекта Фарадея, для которого характерно отсутствие зависимости угла вращения поляризации от интенсивности света. Линейный эффект Фарадея, который связан с наличием зеемановского расщепления, объясняется разницей коэффициентов преломления для двух встречных циркулярных компонент линейно поляризованного света вблизи соответствующих зеемановских переходов. Ширина дисперсионных кривых, которыми описывается линейный эффект, определяется доплеровской шириной линии (порядка нескольких сотен мегагерц). Нелинейный эффект Фарадея возникает при достаточно большой интенсивности света для того, чтобы этот свет мог резонансным образом изменить свойства среды. В результате (как и во многих других примерах использования лазерной нелинейной спектроскопии) при весьма интенсивной накачке могут регистрироваться узкие резонансы [64, 65].

По оценкам авторов [66–69], такой магнитометр может обеспечить чувствительность порядка 10^{-11} Гс·Гц^{-1/2} (или 1 фТл·Гц^{1/2}) в сверхслабых магнитных полях 100 нТл [70].

Магнитометр, использующий «квантовые биения» с когерентным возбуждением уровней зеемановской структуры. В работе [71] описан прием, позволяющий существенно улучшить характеристики квантового магнитометрического устройства, использующего атомные структуры со сложным зеемановским спектром. Эффект квантовых биений возникает при возбуждении модулированным светом, который впервые демонстрировался еще в работах середины прошлого века [72, 73]. Принудительное создание когерентности между зеемановскими подуровнями позволяет (для паров калия) увеличить степень спиновой поляризации в 6 раз (экспериментально реализовано увеличение в 3,9 раза) по сравнению с принципиально достижимой при «классической» оптической накачке, причем это увеличение достигается без дополнительного уширения линии магнитного резонанса.

Были предложены и опробованы два способа создания когерентной суперпозиции зеемановских подуровней: с помощью модуляции лазерного излучения или переменного поля, создаваемого обычными радиокатушками.

Первый, всецело оптический, способ предполагает накачку лазерным лучом, модулированным как на ларморовской частоте (что обеспечивает собственно возбуждение магнитного резонанса), так и (дополнительно) на частоте квадратичного расщепления уровня $F=2$ основного состояния атома К. В спектральном представлении такая модуляция соответствует гребенке гармоник, разделенных частотными промежутками. Это разделение приводит к тому, что магнитный резонанс эффективно и когерентно возбуждается на всех зеемановских подуровнях и с периодом $2/\nu_{rev}$ возникает сигнал квантовых биений, который регистрируется пробным лазером.

Спектр магнитного резонанса при таком возбуждении представляет собой симметричный узкий резонанс на ларморовской частоте уровня $F = 2$ (строго пропорциональной магнитному полю), окруженный гармониками, отстоящими на $n2\nu_{rev}$ ($n = 1, 2, \dots$), причём амплитуда соседних гармоник близка к амплитуде центрального резонанса.

Второй способ эквивалентен первому, за исключением того, что для накачки используется немодулированное лазерное излучение, а для возбуждения резонанса и создания когерентной суперпозиции зеемановских подуровней применяется (как и в классической схеме КМОН) переменное магнитное поле, дополнительно модулированное на частоте квадратичного зеемановского расщепления.

Преимущество использования эффекта «квантовых биений» с когерентным возбуждением (в обоих его способах) заключается в том, что центральный резонанс не подвержен сдвигу из-за наличия соседних резонансов, причём это его свойство сохраняется при любых наклонах луча накачки по отношению к магнитному полю. Очевидным недостатком является необходимость привязки к центральному резонансу из большого набора резонансов с практически одинаковой амплитудой.

Большой потенциальный интерес для квантовой магнитометрии представляет применение оптической накачки в быстроразвивающейся области лазерного охлаждения атомов [74, 75, 76]. Благодаря практически полному отсутствию многих характерных для «тёплых» атомов механизмов релаксации магнитного момента, магнитометрические схемы, реализованные на «холодных» атомах, могли бы характеризоваться крайне узкими линиями. В качестве примера можно привести работу [77], в которой в дипольной нерезонансной оптической ловушке достигнуто время хранения атомов лития – 300 с при температуре 0,3 мК.

Краткое сравнение существующих источников магнитных полей и некоторых магнитометров, которые могут быть использованы для их обнаружения, представлено в таблице.

Величина магнитного поля, Тл	Источник магнитного поля	Тип магнитометра
10^{-4} – 10^{-7}	Геомагнитное поле	Холловский датчик
10^{-8}	Городские магнитные помехи	Феррозонд, гетеромагнитный датчик
10^{-9}	Порог магнитобиологических реакций	Феррозонд, гетеромагнитный датчик
10^{-10}	Сигнал электрического органа рыб, геомагнитный шум, сердце, ферромагнитные включения	Индукционный
10^{-11}	Мышцы скелетные, глаз	Магнитометр с оптической накачкой
10^{-12}	Фоновая и вызванная активность мозга	Магнитометр с оптической накачкой
10^{-13}	Клетчатка глаза	Магнитометр с оптической накачкой

Таким образом, каждый из описанных выше магнитометров имеет свой порог чувствительности, свои достоинства и недостатки, занимает соответствующую нишу и область применения для регистрации и измерения слабых магнитных полей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чечерников В. И. Магнитные измерения. М. : Изд-во Моск. ун-та, 1969. 387 с.
2. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. Л. : Энергия, 1972. 400с.
3. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
4. Кудрявцев В. Б., Лысенко А. П., Тищенко Н. М. Прецизионные преобразователи электрических сигналов и угловых перемещений на принципах квантовой магнитометрии. М. : Энергия, 1971. 120 с.
5. Александров Е. Б. Прогресс в квантовой магнитометрии для геомагнитных исследований // УФН. 2010. Т. 180, № 5. С. 509–519.
6. Александров Е. Б., Вершовский А. К. Современные радиооптические методы квантовой магнитометрии // Там же. 2009. Т. 179. С. 605–637.
7. Бондаренко В. М., Демура Г. В., Ларионов А. М. Общий курс геофизических методов разведки. М. : Недра, 1986. 63 с.
8. Афанасьев Ю. В. Феррозонды. М. : Энергия, 1969. 168 с.
9. Семенов Н. М., Яковлев Н. И. Цифровые феррозондовые магнитометры. Л. : Энергия, 1979. 168 с.
10. Панин В. В., Степанов Б. М. Практическая магнитометрия. М. : Машиностроение, 1978. 109 с.
11. Семевский Р. Б., Аверкиев В. В., Яроцкий В. А. Специальная магнитометрия. СПб. : Наука, 2002. 228 с.
12. Гордин В. М. Очерки по истории геомагнитных измерений. М. : ИФЗ РАН, 2004. 162 с.
13. Сухоруков Ю. П., Лошкарева Н. Н., Ганьшина Е. Л., Кауль А. Р., Горбенко О. Ю., Фатиева К. А. Гигантское изменение оптического поглощения пленки $\text{La}_{0,35}\text{Pr}_{0,35}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ вблизи перехода металл–изолятор и возможности его использования // ПЖТФ. 1999. Т. 25. С. 6–13.
14. Кобус А., Тушинский Я. Датчики Холла и магниторезисторы. М. : Энергия, 1971. 352 с.
15. Tumanski S. Thin Film Magnetoresistive Sensors. Bristol; Philadelphia : Institute of Physics Publishing, 2001. 576 p.
16. Касаткин С. И., Васильева Н. П., Муравьев А. М. Многослойные тонкопленочные магниторезистивные элементы. Тула : Институт проблем управления РАН, 2001. 188 с.
17. Ripka P. Magnetic sensors and magnetometers. London : Artech House, 2001. 494 p.
18. Игнатьев А. А., Ляшенко А. В., Солопов А. А. Гетеромагнитная микроэлектроника за 2000–2002 гг. Многофункциональная генерация. Усиление. Магниточувствительные режимы // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. докл. и ст. науч.-техн. совещ. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2004. Вып. 1 : Многофункциональные комплексированные устройства и системы СВЧ- и КВЧ-диапазонов. С. 5–32.
19. Гурзо В. В., Игнатьев А. А., Ляшенко А. В., Сотов Л. С., Маринин А. В., Плешков В. В. Векторный магнитометр малых магнитных полей // Там же. С. 50–52.
20. Игнатьев А. А., Куликов М. Н., Норов Ю. В., Сотов Л. С., Тугушов Д. В. Экспериментальное исследование векторного магнитоэлектронного магнитометра малых магнитных полей // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. докл. и ст. II и III науч.-

- техн. совещ. 2004 г. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2005. Вып. 2 : Методы проектирования магнитоэлектронных устройств. С. 114–126.
21. *Егизарян Г. А., Стафеев В. И.* Магнитодиоды, магнитотранзисторы и их применение. М. : Радио и связь, 1988. 106 с.
 22. *Бараночников М. А.* Микромагнитоэлектроника : в 2 т. М. : ДМК Пресс, 2001. Т. 1. 544 с.
 23. *Bharat B., Caruso M.* Magnetic sensor cross-axis effect. URL: <http://honeywell.com> (дата обращения: 15.11.2013).
 24. *Bloch F.* Nuclear Induction // *Phys. Rev.* 1946. № 70. P. 460–474.
 25. *Bloch F., Hansen W. W., Packard M.* Nuclear induction // *Ibid.* P. 474.
 26. *Packard M., Varian R.* Free nuclear induction in the earth's magnetic field // *Ibid.* 1954. № 93. P. 941.
 27. *Rabi I. I.* Space Quantization in a Gyating Magnetic Field // *Ibid.* 1937. № 51. P. 652–654.
 28. *Rabi I. I., Zacharias J. R., Millman S., Kusch P.* A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment // *Ibid.* 1938. № 53. P. 318.
 29. *Overhauser A. W.* Paramagnetic Relaxation in Metals // *Ibid.* 1953. № 89. P. 689–700.
 30. *Overhauser A. W.* Polarization of Nuclei in Metals // *Ibid.* № 92. P. 411–415.
 31. *Carver T. R., Slichter C. P.* Polarization of Nuclear Spins in Metals // *Ibid.* P. 212.
 32. *Bitter F.* The Optical Detection of Radiofrequency Resonance // *Phys. Rev.* 1949. № 76. P. 833.
 33. *Kastler A. J.* Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique // *Ibid.* 1950. № 11. P. 255.
 34. *Kastler A. J.* Optical Methods of Atomic Orientation and of Magnetic Resonance // *Opt. Soc. Am.* 1957. № 47. P. 460.
 35. *Александров Е. Б.* Оптическая магнитометрия // *Оптико-механическая промышленность.* 1988. № 12. С. 26.
 36. *Alexandrov E. B., Bonch-Bruevich V. A.* Optically pumped atomic magnetometers after three decades // *Opt. Eng.* 1992. № 31. P. 711–717.
 37. *Alexandrov E. B., Bonch-Bruevich V. A., Yakobson N. N.* Magnetometers based on the optical pumping of atoms – status and prospects // *Sov. J. Opt. Technol.* 1993. № 60. P.756–765.
 38. *Alexandrov E. B., Balabas M. V., Pazgalev A. S., Vershovskii A. K., Yakobson N. N.* Double-resonance atomic magnetometers : from gas discharge to laser pumping // *Laser Phys.* 1996. № 6. P. 244–251.
 39. *Alexandrov E. B.* Recent Progress in Optically Pumped Magnetometers // *Phys. Scripta.* 2003. № 105. P. 27.
 40. *Budker D.* Romalis Optical magnetometry M // *Nature Phys.* 2007. № 3. P. 227–234.
 41. *Jaklevic R. C., Lambe J., Silver A. H., Mercereau J. E.* Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling // *Phys. Rev. Lett.* 1964. № 12. P. 159.
 42. *Снигурев О. В.* Сверхчувствительная сквид-магнитометрия // *УФН.* 1999. Т. 169. С. 221–223.
 43. *Carelli P., Castellano M. G., Flacco K., Leoni R., Torrioli G.* An absolute magnetometer based on dc Superconducting Quantum Interference // *Devices Europhys. Lett.* 1997. № 39. P. 569.
 44. *Бородин П. М., Мельников А. В.* Ядерный магнитный резонанс в земном поле. М. : Наука, 1972. 449 с.
 45. *Померанцев Н. М.* Физические основы квантовой магнитометрии. М. : Наука, 1972. 448 с.
 46. *Кадыкова Г. Н.* Сверхпроводящие материалы. М. : МИЭМ, 1990. 36 с.
 47. *Волков А. Ф., Заварицкий Н. В., Надь Ф. Я.* Электронные устройства на основе слабосвязанных сверхпроводников. М. : Сов. радио, 1979. 136 с.

48. Ван-Дузер Т., Тернер Ч. У. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. М. : Радио и связь, 1984. 344 с.
49. Холодов Ю. А., Козлов А. Н., Горбач А. М. Магнитные поля биологических объектов. М. : Наука, 1987. 145 с.
50. Введенский В. Л. Ожогин В. И. Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм. М. : Наука, 1986. 200 с.
51. Jaklevic R. C., Lambe J., Silver A. H., Mercereau J. E. Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling // Phys. Rev. Lett. 1964. № 12. P. 159.
52. Bison G., Wynands R., Weis A. A laser-pumped magnetometer for the mapping of human cardiomagnetic fields // Appl. Phys. 2003. № 76. P. 325.
53. Groeger S., Schenker J.-L., Wynands R., Weis A. A high-sensitivity laser-pumped M_x -magnetometer // Eur. Phys. J. D. 2006. № 38. P. 239.
54. Александров Е. Б., Вершовский А. К., Пазгалева А. С. Магнитометр на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре ^{87}Rb // ЖТФ. 2006. № 7. P. 103.
55. Moreau O. B., Gilles Ch. H., Hamel J., Noel E. Magnetometre a ^3He pompe par diode laser // J. Physique. 1997. Vol. III, № 7. P. 99.
56. Pulz E., Jackel K.-H., Einthe H.-J. A new optically pumped tandem magnetometer : principles and experiences // Sci. Technol. 1999. № 10. P. 1025.
57. Aleksandrov E. B., Balabas M. V., Vershovskii A. K., Pazgalev A. S. A new model of a quantum magnetometer r: A single-cell Cs-K tandem based on four-quantum resonance in ^{39}K atoms // Tech. Phys. 2000. № 45. P. 931.
58. Happer W., Tang H. Spin-Exchange Shift and Narrowing of Magnetic Resonance Lines in Optically Pumped Alkali Vapors // Phys. Rev. Lett. 1973. № 31. P. 273.
59. Happer W., Tam A. C. Long-Range Interactions between cw Self-Focused Laser Beams in an Atomic Vapor // Ibid. 1977. № 16. P. 278.
60. Seltzer S. J., Romalis M. V. Unshielded three-axis vector operation of a spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer // Appl. Phys. Lett. 2004. № 85. P. 4804.
61. Hall L. T., Hill C. D., Cole J. H., Hollenberg L. C. Ultra-sensitive Diamond Magnetometry Using Optimal Dynamic Decoupling // Phys. Rev. 2010. № 82. P. 82.
62. Taylor J. M., Cappellaro P., Childress L., Jiang L., Budker D., Hemmer P. R., Yacoby A., Walworth R., Lukin D. High-sensitivity diamond magnetometer with nanoscale resolution // Nature Phys. 2008. № 4. P. 810–816.
63. Stähler M., Knappe S., Affolderbach C., Kemp W., Wynands R. Picotesla magnetometry with coherent dark states // Europhys. Lett. 2001. № 54. P. 323–328.
64. Козлов М. Г. Эффект Фарадея в сильном лазерном поле // Оптика и спектроскопия. 1989. № 67. С. 789.
65. Smirnov V. S., Tumaikin A. M., Yudin V. I. Coherent stationary states under the interaction of atoms with elliptically polarized light. Coherent population trapping : (General theory) // Sov. Phys. JETP. 1989. № 69. P. 913.
66. Budker D., Yashchuk V., Zolotarev M. Ultra-narrow features in magneto-optical rotation // Phys. Rev. Lett. 1998. № 81. P. 5788.
67. Budker D., Kimball D. F. Optical Magnetometry Cambridge UK. Cambridge University Press, 2013. P. 429.
68. Budker D., Michael R. Optical magnetometry // Nature Phys. 2007. Vol. 3. P. 227–234.
69. Budker D. Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms // Rev. Mod. Phys. 2002. Vol. 74. P. 1153–1201.
70. Budker D., Kimball D. F., Rochester S. M., Yashchuk V. V., Zolotarev M. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation // Phys. Rev. 2000. № 62. P. 043403.

71. *Seltzer S. J., Meares P. J., Romalis M. V.* Synchronous optical pumping of quantum revival beats for atomic magnetometry // *Phys. Rev.* 2007. № 75. P. 89.
72. *Bell W. E., Bloom A. L.* Optically driven spin precession // *Phys. Rev. Lett.* 1961. № 6. P. 280–281.
73. *Александров Е. Б.* Оптика и спектроскопия // *Ibid.* 1963. № 14. P. 436.
74. *Wieman C. E., Wineland D. J., Pritchard D. E.* Atom Cooling, Trapping and Quantum Manipulation // *Rev. Mod. Phys.* 1999. № 71. P. 253.
75. *Higbie J. M., Sadler L. E., Inouye S., Chikkatur A. P., Leslie S. R., Moore K. L., Savalli V., Stamper-Kurn D. M.* Direct Nondestructive Imaging of Magnetization in a Spin-1 Bose-Einstein Gas // *Phys. Rev. Lett.* 2005. № 95. P. 050401.
76. *Ketterle W., Martin A., Joffe M. A., Pritchard D. E.* Slowing and cooling atoms in isotropic laser light // *Ibid.* 1992. № 69. P. 2483–2486.
77. *Phillips W. D.* Laser cooling and trapping of neutral atoms // *Rev. Mod. Phys.* 1998. № 70. P. 721.

УДК 621.382.017

ФОРМУЛЫ ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ С ЛОКАЛИЗОВАННЫМ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЕМ

С. В. Овчинников, А. А. Солопов*

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : omf@sgu.ru

*ОАО «Тантал»
Россия, 410040, Саратов, пр. 50 лет Октября, 110А
E-mail : solopov@tantal-2.renet.ru

Представлена теплофизическая модель многослойных элементов цилиндрической формы с локализованными источниками и стоками тепла. Модель предназначена для расчета тепловых сопротивлений компонентов электронной аппаратуры и реализована в виде ФОРТРАН-программ.

Ключевые слова: теплофизическая модель, слоистая цилиндрическая структура, локализованное тепловыделение, аналитическое решение, ФОРТРАН-программы.

The Method for Analytical Calculation of Thermal Resistances of Solid State Electronics Cylindrical Elements with Localized Heat

S. V. Ovchinnikov, A. A. Solopov

The thermophysical model of sandwich structure cylindrical elements is presented. This model is intended for calculation of thermal resistance of solid state electronics elements. It takes into account localized surface heat dissipation and heat sinks. The model is implemented as a set of FORTRAN programs.

Key words: thermophysical model, sandwich cylindrical structure, localized heat dissipation, analytical solution, FORTRAN programs.

В настоящей работе рассмотрена линейная задача стационарной теплопроводности и получены аналитические выражения для расчета тепловых сопротивлений многослойных цилиндрических элементов с локализованным тепловыделением и локализованными стоками тепловой энергии.

Аналогичная задача для линейной теплофизической модели слоистой прямоугольной структуры представлена ранее в [1].

Модель многослойной цилиндрической структуры показана на рисунке. Цилиндрическая N -слойная структура имеет внешний радиус R . Ось z направлена перпендикулярно плоскости слоев и для удобства введена для каждого слоя своя:

$$0 \leq z_1 < H_1; \dots 0 \leq z_i < H_i; \dots 0 \leq z_N < H_N,$$

где H_i ($i = 1, 2, \dots, N$) – толщина i -го слоя.

Вся поверхность модели считается адиабатически изолированной, за исключением трех локализованных областей на торцах цилиндра:

- область стока тепла в виде кольца на нижнем торце (при $z_1 = 0$) с внутренним радиусом r_{10} и внешним радиусом r_{20} ;
- круговой источник тепла на верхнем торце цилиндра (при $z_N = H_N$) с радиусом r_H ;
- кольцевой сток тепла на верхнем торце с внутренним радиусом r_{1N} и внешним радиусом r_{2N} .

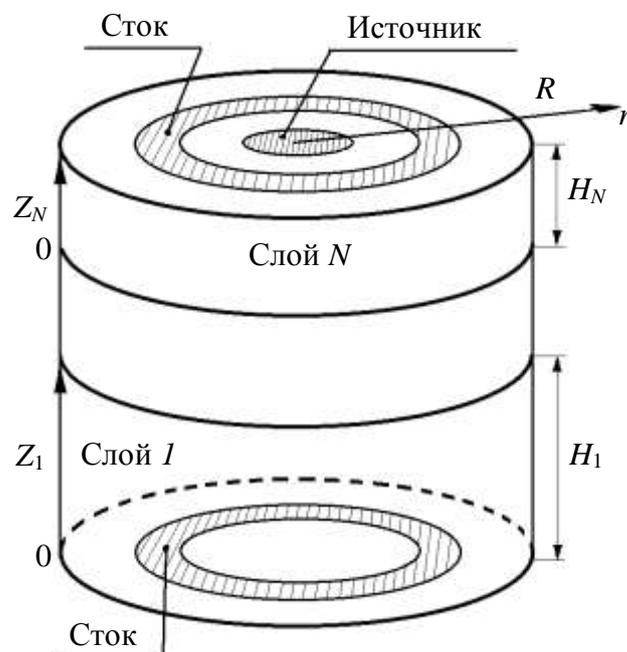


Рис. 1. Графическое представление теплофизической модели цилиндрического элемента с кольцевыми источником и стоками тепла

В круговом источнике тепла выделяется тепловая мощность P_T , часть которой (P_1) уходит из модели через нижнее кольцо, а другая часть (P_N) – через верхнее кольцо. Очевидно, что $P_T = P_1 + P_N$.

Таким образом, для рассматриваемой модели стационарная задача теплопроводности формулируется следующим образом:

$$\frac{\partial^2 T_i(r, z_i)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_i(r, z_i)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_i(r, z_i)}{\partial z_i^2} = 0; \quad i = 1, 2, \dots, N; \quad (1)$$

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial z_1} \right|_{z_1=0} = \begin{cases} \frac{P_1}{\pi \lambda_1 (r_{20}^2 - r_{10}^2)}, & r_{10} \leq r \leq r_{20}; \\ 0, & \text{вне стока;} \end{cases} \quad (2)$$

$$T_i \Big|_{z_i=H_i} = T_{i+1} \Big|_{z_{i+1}=0}; \quad \lambda_i \left. \frac{\partial T_i}{\partial z_i} \right|_{z_i=H_i} = \lambda_{i+1} \left. \frac{\partial T_{i+1}}{\partial z_{i+1}} \right|_{z_{i+1}=0} = 0; \quad i = 1, 2, \dots, N-1; \quad (3)$$

$$\left. \frac{\partial T_N}{\partial z_N} \right|_{z_N=H_N} = \begin{cases} \frac{P_T}{\pi \lambda_N r_H^2}, & 0 \leq r \leq r_H; \\ \frac{-P_N}{\pi \lambda_N (r_{2N}^2 - r_{1N}^2)}, & r_{1N} \leq r \leq r_{2N}; \\ 0, & \text{вне источника и стока;} \end{cases} \quad (4)$$

$$\text{для всех } i \quad \left. \frac{\partial T_i}{\partial r} \right|_{r=R} = 0. \quad (5)$$

В задаче (1)–(5) $T_i(r, z_i)$ – температурное поле в i -м слое модели; λ_i – коэффициент теплопроводности материала i -го слоя.

Формальное решение задачи (1)–(5) получено методом конечных интегральных преобразований:

$$T_i(r, z_i) = D_{0i} + C_{0i} z_i + \sum_{n=1}^{\infty} C_{ni} \exp(-\mu_n z_i/R) + D_{ni} \exp(-\mu_n (H_i - z_i)/R) \cdot J_0(\mu_n r/R) \quad (6)$$

где μ_n – корни характеристического уравнения $J_1(\mu) = 0$; $J_0(\mu)$ и $J_1(\mu)$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков.

Постоянные интегрирования D_{0i} , C_{0i} , D_{ni} и C_{ni} ищутся из систем алгебраических уравнений, проистекающих из граничных условий (2)–(4).

Необходимо отметить, что при принятых граничных условиях решение (6) определено с точностью до произвольной постоянной D_{01} . Однако для вычисления тепловых сопротивлений как температурного перепада между дву-

мя областями модели при единичном тепловом потоке между ними величина этой постоянной не имеет значения. Поэтому формально положим $D_{01} = 0$.

Тогда для определения указанных произвольных постоянных будем иметь следующие системы линейных алгебраических уравнений.

Для нулевых членов суммирования ($n = 0$):

$$\begin{aligned}
 D_{01} &= 0; \quad C_{01} = \frac{P_1}{\pi \lambda_1 R^2}; \\
 &\dots\dots \\
 C_{0i+1} &= \frac{\lambda_i}{\lambda_{i+1}} C_{0i}; \\
 D_{0i+1} &= D_{0i} + C_{0i} H_i; \quad i = 1, 2, \dots, N-1; \\
 &\dots\dots \\
 C_{0N} &= \frac{P_N}{\pi \lambda_N R^2}.
 \end{aligned} \tag{7}$$

Для определения постоянных под знаком суммы ($n > 0$):

$$\begin{aligned}
 -C_{n1} D_{n1} \cdot \exp(-\mu_n H_1 / R) &= \frac{2P_1 \cdot \left[J_1(\mu_n r_{02} / R) - r_{01} J_1(\mu_n r_{01} / R) \right]}{\pi \lambda_1 (\mu_n^2 - r_{01}^2) J_0^2(\mu_n)}, \\
 &\dots\dots \\
 C_{ni} \exp(-\mu_n H_i / R) - C_{ni+1} + D_{ni} - D_{ni+1} \exp(-\mu_n H_{i+1} / R) &= 0; \\
 -C_{ni} \exp(-\mu_n H_i / R) + \frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i} C_{ni+1} + D_{ni} - \frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i} D_{ni+1} \exp(-\mu_n H_{i+1} / R) &= 0; \\
 &\dots\dots \quad i = 1, 2, \dots, N-1; \\
 C_{nN} \cdot \exp(-\mu_n H_N / R) + D_{nN} &= \frac{2}{\pi \lambda_N \mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} \cdot \left[\frac{P_T}{r_{II}} J_1(\mu_n r_{II} / R) - \right. \\
 &\left. - \frac{P_N \cdot \left[J_1(\mu_n r_{2N} / R) - r_{1N} J_1(\mu_n r_{1N} / R) \right]}{r_{2N}^2 - r_{1N}^2} \right].
 \end{aligned} \tag{8}$$

Система (7) решается путем прямой подстановки, а система (8) – методом Гаусса с выбором ведущего элемента.

Число слагаемых в ряду (6) при практических расчетах ограничивается по признаку сходимости Лейбница знакопеременных рядов. В компьютерной программе, реализующей алгоритм (6), слагаемые группируются в последовательные знакопеременные члены в соответствии с переменной знака функции $J_0(\mu)$, а абсолютная погрешность вычислений определяется величиной первого из отбрасываемых таких сгруппированных членов ряда.

На основе выражения (6) можно вычислить 3 характерных тепловых сопротивлений:

– на участке «круговой источник–кольцевой сток на противоположном торце»;

– на участке «круговой источник–кольцевой сток на этом же торце модели»;

– на участке «кольцевой источник–кольцевой сток на противоположном торце».

Для этого вычисляются средние температуры по областям соответствующих источников/стоков тепла.

Средняя температура центрального источника на верхнем торце модели

$$\langle T_{\text{ист}} \rangle = D_{0N} + C_{0N} H_N + \frac{2R}{r_H} \sum_{n=1}^{\infty} C_{nN} \exp \left[\mu_n H_N / R \right] + D_{nN} \frac{J_1(\mu_n r_H / R)}{\mu_n}. \quad (9)$$

Средняя температура кольцевого источника на верхнем торце модели

$$\langle T_{\text{сток}} \rangle_{z_N=H_N} = D_{0N} + C_{0N} H_N + \frac{2R}{r_{2N}^2 - r_{1N}^2} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_{nN} \exp \left[\mu_n H_N / R \right] + D_{nN} \frac{r_{2N} J_1(\mu_n r_{2N} / R) - r_{1N} J_1(\mu_n r_{1N} / R)}{\mu_n}. \quad (10)$$

Средняя температура кольцевого источника на нижнем торце модели

$$\langle T_{\text{сток}} \rangle_{z_1=0} = D_{01} + \frac{2R}{r_{20}^2 - r_{10}^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_{n1} + D_{n1} \exp \left[\mu_n H_1 / R \right] \times \\ \times \frac{r_{20} J_1(\mu_n r_{20} / R) - r_{10} J_1(\mu_n r_{10} / R)}{\mu_n}. \quad (11)$$

Тогда тепловое сопротивление модели на участке «круговой источник–кольцевой сток на противоположном торце»

$$R_{T1} = \frac{1}{P_T} \left| \langle T_{\text{ист}} \rangle - \langle T_{\text{сток}} \rangle_{z_1=0} \right| \text{ при } P_N = 0 \text{ и } P_0 = P_T.$$

Тепловое сопротивление на участке «круговой источник–кольцевой сток на этом же торце модели»

$$R_{T2} = \frac{1}{P_T} \left| \langle T_{\text{ист}} \rangle - \langle T_{\text{сток}} \rangle_{z_N=H_N} \right| \text{ при } P_0 = 0 \text{ и } P_N = P_T.$$

Наконец, тепловое сопротивление на участке «кольцевой источник–кольцевой сток на противоположном торце» вычисляется при условии, что круговой источник отсутствует ($P_T = 0$), в качестве теплового источника выступает кольцо на верхнем торце модели, причем численно должно выполняться условие $P_N = -P_0$ – смена знака необходима для формального перехода от стока тепла к источнику. Тогда

$$R_{T3} = \frac{1}{|P_N|} \left| \langle T_{\text{сток}} \rangle_{z_N=H_N} - \langle T_{\text{сток}} \rangle_{z_0=0} \right|.$$

Отметим, что при компьютерной реализации предлагаемой модели удобно проводить вычисления функций Бесселя первого рода с помощью полиномиальных аппроксимации, приведенных в [2] и имеющих абсолютную погрешность не более 10^{-7} . Там же представлены аналитические процедуры нахождения корней характеристических уравнений $J_0(\mu) = 0$ и $J_1(\mu) = 0$.

Представленная модель поэлементно реализована в виде совокупности ФОРТРАН-программ [3] и используется при анализе тепловых режимов специфических электронных модулей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Овчинников С. В., Ляшенко А. В. Обобщенная модель для аналитического расчета температурных полей и тепловых сопротивлений элементов твердотельной радиоэлектроники // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. науч. тр. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2012. Вып. 12 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Методические аспекты физического образования. Экономика в промышленности. С. 11–18.

2. Справочник по специальным функциям с формулами графиками и таблицами. М. : Наука, 1979. 832 с.

3. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2004610986 Р. Программа расчета стационарного теплового сопротивления конструктивных элементов мощного магнитоэлектронного транзистора в виде многослойного цилиндра / заявителя Овчинников С. В., Игнатъев А. А., Ляшенко А. В., Солопов А. А. ; правообладатель : ОАО «Тантал». – № 2004610414 ; заявл. 26.02.2004 ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 21.04.04.

УДК 621.37; 621.391

ХАРАКТЕРИСТИКИ НАДЕЖНОСТИ КАТОДА В МАРКОВСКИХ МОДЕЛЯХ ЭМИССИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

В. М. Аникин, А. В. Муштаков

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : AnikinVM@info.sgu.ru

Предложены теоретические оценки надежности катодов электровакуумных приборов, учитывающие два фактора: случайное изменение структуры эмиссионной поверхности и ограниченность эмиссионного ресурса.

Ключевые слова: электронная эмиссия, надежность катода.

Characteristics of Cathode Reliability by Markov Approximation of Random Emission Processes

V. M. Anikin, A. V. Mushtakov

Theoretical estimations for the reliability of the cathode with structure destruction and limited emissive resources are considered.

Key words: electron emission, reliability of a cathode.

Продолжительность работы любого катодного узла электровакуумных приборов всегда случайна и конечна. С физической точки зрения это связано, прежде всего, с тем, что в процессе работы происходят как изменение структуры катода (это особенно характерно для полевых эмиттеров), так и невосполняемый расход его активного вещества. Случайный характер вылета электронов с катода, физические процессы, происходящие на его поверхности, связанные с миграцией и диффузией атомов, ионной бомбардировкой, случайными изменениями работы выхода электронов и т. д., обуславливают шумовые флуктуации тока, которые собственно и влияют на характеристики работы электровакуумного прибора и его долговечность.

Существуют разнообразные физико-математические модели, раскрывающие механизмы функционирования катода в плане диффузии, расходования активных веществ и т. д. (см., например, [1, 2]). Эти модели очень важны при конструировании надежных источников эмиссии. Здесь мы не будем детально рассматривать упомянутые сложные процессы, а рассмотрим варианты математических моделей эмиссии и надежности катодов в рамках теории марковских случайных процессов. Характерной особенностью марковских моделей является возможность получения аналитических результатов для вероятностных характеристик надежности (времени жизни) катода.

Для автоэлектронных катодов существенны процессы изменения структуры, что дает основания для привлечения к описанию флуктуационных процессов и надежности характеристик катодов марковских моделей рождения и гибели или чистой гибели [3]. Моделирование же процесса деградации катода, причиной которого становится «истощение» активного вещества – поставщика электронов, в рамках марковского процесса требует построение модели, предусматривающей наличие так называемого «поглощающего состояния». При случайных изменениях структуры эмитирующей поверхности возможно введение стационарных и нестационарных моделей, при явном же придании катоду свойства ограниченности эмиссионного ресурса принципиальной оказывается нестационарная модель, учитывающая, в частности, изменение среднего тока эмиссии и его статистических характеристик более высокого порядка.

*Модели надежности автоэлектронного эмиттера,
учитывающие изменение его структуры*

Надежность катодного узла при моделировании случайных изменений во времени структуры эмитирующей поверхности ассоциируется с существованием определенного числа центров автоэлектронной эмиссии. Состояние катода определяется числом функционирующих центров эмиссии. Марковская модель строится по схеме процесса чистого рождения и гибели с интенсивностями «рождения» нового (восстановления старого) центра эмиссии и «гибели» действовавшего центра эмиссии в случайный момент времени. Когда эти интенсивности примерно одинаковы, можно говорить о стационарности процесса «мерцания» эмиссионных центров. Соответст-

вующие модели смены эмиссионных состояний и вероятностные характеристики процесса эмиссии (средние значения, автокорреляционные функции и винеровские спектры) для отдельного центра эмиссии и ансамбля отдельных эмиссионных центров получены в [4–16]. Функция надежности эмиттера (времени безотказной работы ансамбля микро- и наноразмерных центров автоэлектронной эмиссии) определяется вероятностью существования в рассматриваемый момент времени «критического» числа действующих эмиссионных центров.

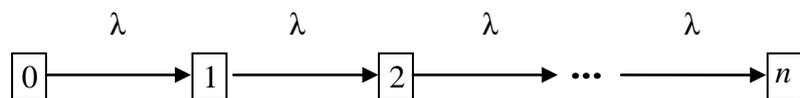
Нестационарные модели эмиссионного процесса в рамках марковских моделей рождения и гибели применяют, когда интенсивности процессов рождения и гибели эмиссионных центров отличаются. Если преобладающей оказывается интенсивность рождения эмиссионных центров, то такую модель можно соотнести с переходным процессом вхождения катода в рабочий режим. В противном случае говорят о моделировании процесса деградации эмиттера.

*Модель катода с конечным эмиссионным ресурсом
как марковская модель с поглощающим состоянием*

Более подробно остановимся на модели, которая изначально основана на предположении конечности эмиссионного ресурса катода и особенностях решения надежностных задач в рамках данной модели [17–19].

Ток эмиссии $I(t)$ в силу существования эмиссионных флуктуаций следует трактовать как *нестационарный случайный процесс*, определенный на *случайном интервале* $(0, T)$, где под T понимается время жизни катода – случайная величина, подчиняющаяся определенному закону распределения.

Предположим, что положение эмиттерной системы в момент времени t ассоциируется с состоянием S_k , если за это время эмиттировано k электронов. Концепция марковской модели процесса эмиссии с ограниченным ресурсом должна включать наличие состояния отказа S_n . Эта ситуация реализуется в вероятностной схеме, характеризуемой следующим графом с интенсивностью перехода λ , где λ – среднее число электронов, покидающих катод в единицу времени:



Этот граф можно интерпретировать как конечный фрагмент марковской схемы чистого размножения (рождения) или своеобразную схему чистой гибели, в которой состояние отказа имеет номер n , а не 0, как в классической схеме чистой гибели [3].

Введенному графу отвечает *конечная* система уравнений Колмогорова относительно вероятностей $P_k(t) = P \{ S(t) = S_k \} = P \{ N(t) = k \}$ состояния катода в момент времени t :

$$\begin{cases} \frac{dP_0}{dt} = -\lambda P_0, \\ \frac{dP_k}{dt} = \lambda P_{k-1} - \lambda P_k, \quad k = 1, 2, \dots, n-1, \\ \frac{dP_n}{dt} = \lambda P_{n-1}, \end{cases} \quad (1)$$

где P_0 – вероятность начального состояния модели.

Воспользуемся стандартным приемом решения системы дифференциальных уравнений (1), введя производящую функцию $P(z, t)$ для вероятностей состояния $P_k(t)$, представляющую полином степени n относительно комплексного параметра z

$$P(z, t) = \sum_{k=0}^n P_k(t) z^k. \quad (2)$$

Функция (2) является аналитической по z во всей плоскости z . Данное обстоятельство сыграет решающую роль при аналитическом нахождении как $P(z, t)$, так и системы уравнений для вероятностей состояния (1). Умножая уравнение (1) на z^k и суммируя полученные результаты по k от 0 до $n-1$, найдем

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial t} = \lambda(z-1)P(z, t) + \lambda(1-z)z^n P_n(t). \quad (3)$$

Уравнение (3) имеет структуру, отличающуюся от структуры уравнений для производящих функций вероятностного процесса с бесконечным числом состояний: помимо искомой производящей функции $P(z, t)$ в него входит вероятность последнего допустимого в модели состояния $P_n(t)$ с непосредственной надежностной интерпретацией в форме интегрального закона распределения $F(t)$ случайного времени жизни катода T , ибо

$$P_n(t) = P\{T < t\} \equiv F(t). \quad (4)$$

С учетом (4) уравнение (3) переписется как

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial t} = \lambda(z-1)P(z, t) + \lambda(1-z)z^n F(t). \quad (5)$$

Поскольку производящая функция (2) может быть представлена в виде

$$P(z, t) = z^n F(t) + \sum_{k=0}^{n-1} P_k(t) z^k,$$

уравнение (5) формально не замкнуто относительно $P(z, t)$ и $F(t)$. Тем не менее соотношение (5) может быть использовано для определения обеих

этих функций! Это возможно благодаря свойству аналитичности функции $P(z, t)$ относительно первого аргумента. В самом деле, подвергая (5) одностороннему преобразованию Лапласа, найдем:

$$P^*(z, s) = \frac{P(z, 0) + \lambda(1-z)z^n F^*(s)}{s - \lambda(z-1)}, \quad (6)$$

где

$$P^*(z, s) = L P(z, t) = \int_0^{\infty} P(z, t) e^{-st} dt,$$

$$F^*(s) = L F(z, t) = \int_0^{\infty} F(t) e^{-st} dt$$

– изображения по Лапласу для функций $P(z, t)$ и $F(t)$ в комплексной области s соответственно.

Для начального состояния эмиттерной системы S_0 , т. е. для $P_0(0) = 1$ и $P(z, 0) = 1$, получим из (6) следующее изображение для производящей функции:

$$P^*(z, s) = \frac{1 + \lambda(1-z)z^n F^*(s)}{s - \lambda(z-1)}. \quad (7)$$

Так как изображение $P^*(z, s)$ является аналитической функцией для всех z при $\text{Re } s > 0$, то корни знаменателя выражения (7) должны быть также и корнями его числителя. Поскольку знаменатель обращается в ноль, когда

$$z = z_0 = \frac{s + \lambda}{\lambda},$$

то интегральный закон времени жизни катода имеет изображением по Лапласу функцию

$$F^*(s) = \frac{\lambda^n}{s(s + \lambda)^n}. \quad (8)$$

Обратное преобразование от (8) приводит к представлению интегрального и дифференциального законов времени жизни катода как непрерывной случайной величины в виде закона Эрланга n -го порядка:

$$F(t) = \int_0^t \frac{\lambda^n t^{n-1}}{(n-1)!} e^{-\lambda t} dt;$$

$$f(t) = \frac{dF(t)}{dt} = \frac{\lambda^n t^{n-1}}{(n-1)!} e^{-\lambda t}. \quad (9)$$

Используя (8), можно теперь найти замкнутое выражение для изображения по Лапласу производящей функции вероятностей состояния эмиссионной системы $P(z, t)$:

$$P^*(z, s) = \frac{1 + \lambda(1-z) \frac{(\lambda z)^n}{s(s+\lambda)^n}}{s - \lambda(z-1)} = \sum_{k=0}^{n-1} \frac{\lambda^k}{(s+\lambda)^{k+1}} z^k + \frac{\lambda^n}{s(s+\lambda)^n} z^n. \quad (10)$$

Из (10) следует, что изображения по Лапласу для вероятностей состояния эмиссионной системы и ее отказа имеют соответственно вид

$$L P_k(t) = \frac{\lambda^k}{(s+\lambda)^{k+1}}, \quad k=0, 1, 2, \dots, n-1, \quad (11)$$

$$L P_n(t) = \frac{\lambda^n}{(s+\lambda)^n}. \quad (12)$$

Находя для (11) и (12) обратное преобразование Лапласа, получим выражения для вероятностей состояний $P_k(t)$ и времени безотказной работы $P_n(t)$:

$$P_k(t) = \frac{(\lambda t)^k}{k!} e^{-\lambda t}, \quad k=0, 1, 2, \dots, n-1, \quad (13)$$

$$F(t) = P_n(t) = 1 - \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(\lambda t)^k}{k!} e^{-\lambda t}. \quad (14)$$

Связь среднего тока эмиссии с функцией надежности катода

Среднее количество эмитированных электронов находится с помощью безусловных вероятностей (13) и (14) для состояний эмиссионной системы:

$$M N(t) = \overline{N(t)} = \sum_{k=0}^n k P_k(t) = \sum_{k=0}^{n-1} k P_k(t) + n P_n(t). \quad (15)$$

Для (15) можно получить компактное интегральное выражение, введя изображение по Лапласу для среднего $\overline{N(t)}$:

$$L \overline{N(t)} = \frac{\lambda}{s} \left(\frac{1}{s} - \frac{\lambda^n}{s(s+\lambda)^n} \right) = \frac{1}{s} \left(\frac{1}{s} - F^*(s) \right).$$

Здесь функция $F^*(s)$, определяемая формулой (8), имеет смысл изображения закона распределения времени жизни катода. Следовательно, функция

$$P^*(s) = \frac{1}{s} - F^*(s)$$

является изображением по Лапласу для функции надежности катода

$$P(t) = P\{T > t\} \stackrel{\bar{}}{=} 1 - P\{T < t\} \stackrel{\bar{}}{=} 1 - F(t), \quad (16)$$

определяющей вероятность функционирования катодной системы в момент времени t . Таким образом, для среднего числа эмитированных электронов имеем в области изображений

$$L \overline{N(t)} = \frac{\lambda}{s} P^*(s),$$

что в области оригиналов приводит к представлению выражения для среднего числа эмитированных зарядов через интеграл от функции надежности катода

$$\overline{N(t)} = \lambda \int_0^t P(t) dt. \quad (17)$$

Из (17) следует выражение для среднего значения тока эмиссии в момент времени t

$$\overline{I(t)} = e \frac{d}{dt} \overline{N(t)} = e\lambda P(t) = I_0 P(t), \quad (18)$$

где e – заряд электрона, а величина $I_0 = e\lambda$ интерпретируется как средний ток эмиссии в начальный момент времени ($P(0) = 1$).

Соотношения для усредненных характеристик эмиссии (17) и (18) включают явную зависимость величин от времени, отражая нестационарность модели с конечным эмиссионным ресурсом. При этом данные изменения определяются *функцией надежности* катодной системы (16). Последнее обстоятельство небезынтересно для прогнозирования надежности катода по току эмиссии.

Асимптотические значения надежности характеристик катода

Интегральный закон $F(t)$ распределения времени безотказной работы катода определяется формулой (14), которая содержит большое число слагаемых и с достаточной степенью наглядности не отражает характер зависимости этой функции от времени t и входящих в формулу параметров n и λ . Поэтому целесообразно найти также и некоторые приближенные формулы для $F(t)$, каждая из которых годилась бы для определенного диапазона изменения времени и названных параметров. Речь идет, таким образом, о привнесении в анализ методов теории возмущений (асимптотических методов), предусматривающих выделение безразмерных параметров и осуществление предельных переходов по одному или нескольким малым параметрам.

Перепишем плотность распределения времени работы, введя безразмерное время

$$\bar{t} = \frac{t}{T_0} = \frac{\lambda t}{n},$$

$$T_0 = \frac{n}{\lambda},$$

где T_0 – среднее время жизни катода, т. е. \bar{t} – количество T_0 на интервале $(0, t)$. Тогда вероятностный закон (14) для времени жизни катода переписывается как

$$f(t, n, \lambda) dt = \frac{\lambda^n t^{n-1}}{(n-1)!} e^{-\lambda t} dt = \frac{(n\bar{t})^{n-1}}{(n-1)!} e^{-n\bar{t}} n d\bar{t} = \psi(\bar{t}) d\bar{t}, \quad (19)$$

чему соответствует изображение по Лапласу

$$\Psi(s, n) = L \psi(\bar{t}) = \int_0^{\infty} e^{-s\bar{t}} \psi(\bar{t}) d\bar{t} = \frac{n^n}{(s+n)^n} = \frac{1}{(1+s/n)^n}. \quad (20)$$

Для определения асимптотического вида функций (19) и (20) сначала удобнее исследовать асимптотические свойства преобразования Лапласа для функции (20). Очевидно, что верны следующие предельные соотношения:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \Psi(s, n) = \exp\left(\ln \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{(1+s/n)^n}\right) = \exp\left(\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\ln(1+s/n)}{(-1/n)}\right) = e^{-s};$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \psi(\bar{t}) = \delta(\bar{t} - 1) = \delta\left(\frac{\lambda t}{n} - 1\right) = \frac{n}{\lambda} \delta\left(t - \frac{n}{\lambda}\right).$$

При рассмотрении предельных переходов предполагается, что отношение числа n эмитируемых электронов к интенсивности эмиссии λ ограничено (иначе, $\lambda = O(n)$, $n \rightarrow \infty$), т. е. существует предел $T_0 = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n}{\lambda}$. Тогда асимптотические выражения для дифференциального и интегрального законов распределения времени безотказной работы катода, а также функции надежности катода примут специфические представления через функцию Дирака и ступенчатообразные функции:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} f(t, n, \lambda) = \delta(t - T_0);$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} F(t, n, \lambda) = \int_0^t \delta(t - T_0) dt = \begin{cases} 0, & t < T_0, \\ 1, & t > T_0; \end{cases}$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P(t) = 1 - \lim_{n \rightarrow \infty} F(t, n, \lambda) = \begin{cases} 1, & t < T_0, \\ 0, & t > T_0. \end{cases}$$

Итак, при соответствующих параметрах λ и n асимптотическая модель описывает основной эффект – конечность времени жизни катода. Используя другие предельные переходы (при фиксировании другой величины) можно детальнее изучить локальные свойства функций $F(t)$ и $P(t)$, в частности их поведение в окрестности точки $T_0 = n/\lambda$.

Введем нормированное время жизни катода

$$T^0 = \frac{T - n/\lambda}{\frac{\sqrt{n}}{\lambda}} = \frac{\sum_{i=1}^n \tau_i^0}{\sqrt{n}}, \quad (21)$$

где $T = \sum_{i=1}^n \tau_i$; τ_i – интервал между соседними вылетами элементарных зарядов, причем все случайные величины τ_i как распределенные по экспоненциальному закону имеют математическое ожидание $M\{\tau_i\} = 1/\lambda$ и дисперсию $\sigma_i^2 = 1/\lambda^2$; $\tau_i^0 = \frac{\tau_i - 1/\lambda}{1/\lambda}$ – случайная величина с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией.

Введем также нормированное время:

$$\begin{aligned} \tilde{t} &= \frac{t - n/\lambda}{\frac{\sqrt{n}}{\lambda}}, \\ t &= \frac{n}{\lambda} + \tilde{t} \frac{\sqrt{n}}{\lambda}, \\ dt &= \frac{\sqrt{n}}{\lambda} d\tilde{t}. \end{aligned}$$

Плотность распределения $\tilde{f}(\tilde{t})$ нормированного времени жизни катода определится из условия инвариантности (при замене переменной) вероятностного элемента: $f(t)dt = \tilde{f}(\tilde{t})d\tilde{t}$.

Определим теперь дифференциальный закон распределения для нормированного времени жизни катода, вычислив предварительно характеристическую функцию этой случайной величины. По определению, характеристическая функция нормированного времени жизни определяется как

$$\begin{aligned}
M \left\{ e^{j\omega T} \right\} &= \int_{-\sqrt{n}}^{\infty} \tilde{f}(\tilde{t}) e^{j\omega \tilde{t}} d\tilde{t} = \int_{-\sqrt{n}}^{\infty} f(t) \frac{dt}{d\tilde{t}} e^{j\omega \frac{t-n/\lambda}{\sqrt{n/\lambda}}} d\tilde{t} = e^{-j\omega \sqrt{n}} \int_0^{\infty} f(t) e^{j \frac{\omega \lambda}{\sqrt{n}}} dt = \\
&= e^{-j\omega \sqrt{n}} M \left\{ e^{j \frac{\omega \lambda}{\sqrt{n}}} \right\} = e^{-j\omega \sqrt{n}} \frac{\lambda^n}{\left(\lambda - j \frac{\omega \lambda}{\sqrt{n}} \right)^n}. \quad (22)
\end{aligned}$$

При выводе (22) учтены выражения для характеристических функций случайных величин τ_i, τ_i^0, T , имеющие соответственно вид

$$\begin{aligned}
M e^{j\omega \tau_i} &= \frac{\lambda}{\lambda - j\omega}, \\
M \left\{ e^{j\omega \tau_i^0} \right\} &= \frac{e^{-j\omega}}{1 - j\omega}, \\
M e^{j\omega T} &= \frac{\lambda^n}{(\lambda - j\omega)^n}.
\end{aligned}$$

Для больших значений n предельное значение характеристической функции (22) нормированного времени жизни катода описывается экспоненциальной функцией:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} M \left\{ e^{j\omega T} \right\} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{e^{-j\omega/\sqrt{n}}}{1 - j\omega/\sqrt{n}} \right\}^n = \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ 1 - \frac{\omega^2}{2n} + O(\omega^3/n^{3/2}) \right\}^n = e^{-\omega^2/2}. \quad (23)$$

Используя обратное преобразование Фурье, получим из (23) выражение для асимптотической плотности распределения нормированного времени жизни в форме нормального закона

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \tilde{f}(\tilde{t}, n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\tilde{t}^2/2}$$

и, следовательно,

$$f(t) dt = \tilde{f}(\tilde{t}, n) d\tilde{t} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\lambda}{\sqrt{n}} \exp \left(-\frac{(t-n/\lambda)^2}{n/\lambda^2} \right) dt.$$

Предельный переход (при $n \rightarrow \infty$) осуществляется при фиксировании $\tilde{t} = \frac{t-n/\lambda}{\sqrt{n/\lambda}}$, что позволяет получить плотность распределения $f(t)$ времени безотказной работы в форме нормального распределения

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(t-T_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

с параметрами $T_0 = \frac{n}{\lambda}$ (среднее время) и $\sigma = \frac{\sqrt{n}}{\lambda}$ (среднее квадратическое отклонение).

В соответствии с (18) уменьшение среднего нормированного тока эмиссии в рассматриваемой модели описывается функцией надежности катода $P(t)$

$$\tilde{I}(t) = \frac{\overline{I(t)}}{I_0} = P(t) = 1 - F(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{(t-T_0)/\sigma}^{\infty} e^{-x^2/2} dx. \quad (24)$$

Функция (23), будучи инверсной интегральному закону распределения, убывает с ростом аргумента, причем $P(T_0) = 1/2$, а по свойству нормального распределения (мы отождествляем с ним смещенное усеченное нормальное распределение, определенное для сугубо положительных t , считая величину T_0 достаточно большой) все значительные изменения на графике (23) происходят на «трехсигмовом» интервале $\left(\frac{n}{\lambda} - 3\frac{\sqrt{n}}{\lambda}, \frac{n}{\lambda} + 3\frac{\sqrt{n}}{\lambda}\right)$:

на левой границе этого интервала функция надежности и нормированный средний ток равны практически 1, а на правой – нулю.

Измерения нормированного тока в указанном интервале позволяют в принципе определить параметры модели, а следовательно, и надежность характеристики катода, которые через них выражаются. Речь идет о получении оценок (для их обозначения вводится дополнительный значок *) для среднего времени жизни катода и среднего квадратического отклонения по двум измерениям нормированного тока эмиссии.

Предположим, что в момент времени t_{p_1} значение нормированного тока эмиссии равно p_1 , а в момент $t_{p_2} - p_2$. Оценки T_0^* и σ^* будут выражены через квантили стандартного нормального распределения (с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией) следующим образом:

$$\begin{aligned} t_{p_1} &= \sigma^* u_{p_1} + T_0^*, \\ t_{p_2} &= \sigma^* u_{p_2} + T_0^*, \end{aligned}$$

откуда следует, что

$$\begin{aligned} T_0^* &= t_{p_1} - \frac{t_{p_1} - t_{p_2}}{u_{p_1} - u_{p_2}}, \\ \sigma^* &= \frac{t_{p_1} - t_{p_2}}{u_{p_1} - u_{p_2}} u_{p_1}. \end{aligned} \quad (25)$$

Пример. Предположим, что до уровня $p_1 = 0,9$ ток спадает за 700 часов, а до уровня $p_2 = 0,75$ – за 1000 часов. Квантили стандартного нормального распределения, отвечающие уровням вероятности $p_1 = 0,9$ и $p_2 = 0,75$, соответственно равны $u_{0,9} = 1,282$ и $u_{0,75} = 0,674$. Тогда, согласно формулам (25), получим оценку для среднего времени жизни катода и среднего квадратического отклонения этой случайной величины: $T_0^* \approx 1332$ часа, $\sigma^* \approx 493$ часа.

Оценка ожидаемого времени жизни катода

Асимптотическое распределение тока по нормальному закону позволяет определить среднее ожидаемое время жизни *после* определенного времени эксплуатации, а также *интенсивность отказов* $\Lambda(t)$ катода. Последняя характеристика выражается через вероятностные законы для времени жизни и функцию надежности катода [20]:

$$\Lambda(t) = \frac{f(t)}{1 - F(t)} = -\frac{P'(t)}{p(t)}.$$

Интенсивность отказов – плотность условной вероятности отказа в момент t при условии, что до этого момента катод работал безотказно (другими словами, эта характеристика – вероятность того, что катод, проработавший до момента t , откажет в последующую временную единицу). Среднее ожидаемое время жизни катода в «возрасте» t определяется, естественно, только для функционирующих к этому моменту катодов. С первоначальным распределением $f(x)$ плотность оставшегося времени жизни связана соотношением

$$f(x, t) = \begin{cases} 0, & x < t, \\ \frac{f(x)}{P(t)}, & x \geq t, \end{cases}$$

ибо часть катодов, которая откажет после момента времени t , определяется соотношением $\int_t^{\infty} f(x) dx = 1 - F(t) = P(t)$. Отсюда ожидаемая остаточная наработка катода (при записи учтено, что $F(\infty) = 1$), проработавшего время t , выражается как

$$\begin{aligned} e(t) &= \int_t^{\infty} x f(x, t) dx - t = \int_t^{\infty} (x - t) f(x, t) dx = \frac{\int_t^{\infty} (x - t) f(x) dx}{P(t)} = \\ &= \frac{\int_t^{\infty} (x - t) dF(x)}{P(t)} = \frac{\int_t^{\infty} P(x) dx}{P(t)} = \frac{\int_t^{\infty} dx \int_{(x-T_0)/\sigma}^{\infty} e^{-\zeta^2} d\zeta}{\int_{(x-T_0)/\sigma}^{\infty} e^{-\zeta^2} d\zeta}. \end{aligned}$$

Марковские модели смены эмиссионных состояний определяют надежность эмиттера через вероятность существования необходимого числа микро- и наноэмиссионных центров. В рамках модели марковского эмиссионного процесса с поглощающим состоянием время жизни катода с ограниченным эмиссионным ресурсом описывается распределением Эрланга.

В практическом отношении интересен тот момент, что выражение для среднего тока эмиссии включает функцию надежности катода. Эта зависимость может служить основой методики прогнозирования эмиссионных отказов в электровакуумных приборах по измерению эмиссионных и флуктуационных характеристик. Так, по двум измерениям нормированного тока могут быть получены оценки для среднего времени жизни катода и дисперсии времени жизни. А далее, рассматривая эти величины как параметры нормального распределения (условия правомерности его введения рассмотрены), можно оценить и среднее ожидаемое время жизни катода после определенного времени работы, и интенсивность отказов катода.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Roquais J. M., Poret F., le Doze R., Ricaud J. L., Monterrin A., Steinbrunn A.* Barium depletion study on impregnated cathodes and lifetime prediction // *Applied Surface Science*. 2003. Vol. 215, № 1–4. P. 5–17.
2. *Anikin V. M., Barulina Yu. A., Goloubentsev A. F.* Regression equations modeling diffusion processes // *Ibid.* P. 185–190.
3. *Баруча-Рид А. Т.* Элементы теории марковских процессов и их приложения. М., 1969. 511 с.
4. *Anikin V. M., Goloubentsev A. F.* Statistical models of fluctuation phenomena in field emission // *Solid State Electronics*. 2001. Vol. 45, № 6. P. 865–869.
5. *Аникин В. М., Голубенцев А. Ф.* Статистические модели эмиссионных флуктуаций и надежности автоэмиттерных систем // *Радиотехника*. 2003. № 2. С. 55–60.
6. *Аникин В. М.* Статистическое описание автоэмиссионных рельефов // *Радиотехника*. 2005. № 4. С. 26–30.
7. *Голубенцев А. Ф., Аникин В. М., Клименко В. Г.* Статистические модели квазирегулярных радиофизических и оптических структур. Саратов, 1991. 116 с.
8. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Theoretical estimation of low-frequency noise of a semiconductor field emitter // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 1993. Vol. 36, № 9. P. 658–660.
9. *Golubentsev A. F., Anikin V. M.* Markov models of emission distortions for matrix cathodes // *Revue «Le Vide, les Couches Minces»*. Paris, 1994. Suppl. 271. P. 147–150.
10. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Theoretical modeling inhomogeneous field emission area // *The 9th Intern. Vacuum Microelectronics Conference IVMC'96*. St. Petersburg, Russia, July 1996 : *Technical Digest*. St. Petersburg, 1996. P. 102–106.
11. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Statistical Model of bistable fluctuations in field emission // *The 10th Intern. Vacuum Microelectronics Conference IVMC'97*. Kyongju, Korea, Aug. 17–21, 1997 : *Technical Digest*. Kyongju, 1997. P. 362–366.
12. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M., Sinitsyn N. I.* Potential of Markov emission models in estimation of fluctuations properties of FEA // *The 2nd Intern. Vacuum Electron Sources Conf. IVESC'98*. Tsukube, Jupan, July 7–10, 1998 : *Extended Abstracts*. Tsukube, 1998. P. 201–203.

13. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Theoretical estimations of FEA's reliability // The 11th Intern. Vacuum Microelectronics Conf. IVMC'98. Asheville, North Carolina, USA. July 19–24, 1998 : Proceedings. Carolina, 1998. P. 21–22.
14. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* On the spectrum of fluctuations in the field emission // The Intern. University Conference «Electronics and Radiophysics of Ultra-High Frequencies» UHF'99. St. Petersburg, Russia. May 24–28, 1999 : Proceedings. St. Petersburg, 1999. P. 304–306.
15. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Models of instabilities in field emission // Material Research Society Spring Meeting'99. April 5–9, 1999, San Francisco, California, USA. Symposium C. Material Issues in Vacuum Microelectronics II : Book of Abstracts. San Francisco, California, 1999. P. 28.
16. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Chaotic models of fluctuations in field emission // 2000 IEEE Intern. Vacuum Electron Sources Conference. Orlando, Florida, USA, July 10–13, 2000 : Technical Digest. Orlando, Florida, 2000. P. 22.
17. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Statistical model of cathodes with limited emissive resource // The 8th Intern. Vacuum Microelectronics Conf. IVMC'95. Portland, Oregon, USA, July 30 – August 3, 1995 : Technical Digest. Portland, 1995. P. 238–241.
18. *Anikin V. M.* On statistical description of nonstationary emission processes // IEEE Intern. Vacuum Electronics Conf. held jointly with 2006 IEEE Intern. Vacuum Electron Sources Conf. April 25–27, 2006, Monterey, California, USA : Proceedings. Monterey, California, 2006. P. 173–174.
19. *Аникин В. М.* Статистические характеристики нестационарного эмиссионного процесса // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2006. Т. 14, № 3. С. 70–84.
20. *Гнеденко Б. В., Беляев Ю. К., Соловьев А. Д.* Математические методы в теории надежности. Основные характеристики надежности и их статистический анализ. М. : Наука, 1965. 524 с.

УДК 537.613, 537.622.4, 537.621.4, 537.876.4

УПРАВЛЕНИЕ ДИСПЕРСИЕЙ МЕДЛЕННЫХ ВОЛН В ПРОИЗВОЛЬНО НАМАГНИЧЕННОМ ФЕРРИТОВОМ СЛОЕ

А. В. Садовников, К. В. Бубликов, С. В. Гришин

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : SadovnikovAV@gmail.com

В настоящей работе приводится детальное исследование процессов распространения магнитостатических волн в произвольно намагниченной ферритовой плёнке. Подробно рассмотрен вывод тензора высокочастотной магнитной проницаемости. В магнитостатическом приближении получено дисперсионное уравнение металлизированной с обеих сторон плёнки с возможностью задания произвольного намагничивания. Анализируется возможность управления дисперсией и типом волн в зависимости от направления приложенного магнитного поля. Обсуждается методика численного моделирования таких структур.

Ключевые слова: тонкая ферритовая пленка, поверхностная магнитостатическая волна, прямая объемная магнитостатическая волна, обратная объемная магнитостатическая волна, произвольно намагниченная пленка.

Dispersion Control of Slow Surface Waves in Arbitrary Magnetized Ferrite Layer

A. V. Sadovnikov, K. V. Bublikov, S. V. Grishin

The present work focuses on the detailed study of the processes of magnetostatic waves propagation in randomly magnetized ferrite film. The tensor of high-frequency magnetic permeability is derived. Dispersion equation of the metallized on both sides ferrite film with the ability to specify random magnetization is obtained in the magneto-static approximation. The possibility to control the dispersion by the variation of direction of applied magnetic field is analyzed.

Key words: ferrite film, surface magnetostatic wave, straight volume magnetostatic wave, backward volume magnetostatic wave, randomly magnetized film, finite element method.

Ферритовые структуры могут быть использованы в качестве пассивных высокочастотных резонаторов, генераторов, полосно-пропускающих и режекторных перестраиваемых фильтров, линий задержки, ответвителей и элементов устройств магнитной логики [1, 2].

Задача аналитического описания распространения магнитостатических волн (МСВ) в тонких ферритовых плёнках представляется актуальной, так как используемые в настоящее время технологические методы изготовления планарных структур позволяют создавать волноведущие системы на основе ферромагнитных плёнок, свойства которых зависят как от геометрических размеров создаваемой структуры, так и от различных диэлектрических и металлических нагрузок, что позволяет управлять дисперсией распространяющихся в таких структурах волн. Отдельный интерес представляет рассмотрение возможности управления видом и характеристиками волны посредством изменения направления внешнего магнитного поля.

Настоящая работа посвящена изучению процессов распространения МСВ в произвольно намагниченной металлизированной с обеих сторон ферритовой плёнке с рассмотрением возможности управления свойствами волн путём изменения направления намагничивания.

Рассмотрим тонкую ферритовую плёнку (рис. 1), произвольно ориентированную во внешнем поле, причём плёнка однородна и безгранична в плоскости xu и имеет толщину d вдоль оси z .

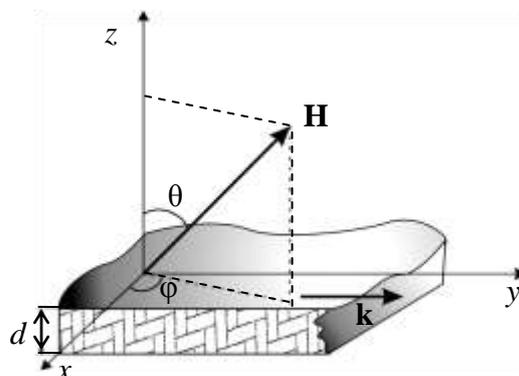


Рис. 1. Схематическое изображение сечения произвольно намагниченной безграничной ферритовой плёнки

Тензор высокочастотной магнитной проницаемости произвольно намагниченного феррита

Известно, что вынужденные колебания вектора намагниченности в ферромагнетике описываются с помощью уравнения Ландау–Лифшица [3, 4, 5], которое позволяет судить о поведении вектора намагниченности \mathbf{M} во внешнем магнитном поле \mathbf{H} от времени t :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad (1)$$

где $\gamma = 2\pi \times 2,8$ МГц/Э – магнитомеханическое отношение.

Будем полагать, что намагниченность и внешнее магнитное поле имеют как постоянную ($\mathbf{M}_0, \mathbf{H}_0$), так и малую переменную (\mathbf{m}, \mathbf{h}), составляющие (т. е. $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|, |\mathbf{h}| \ll |\mathbf{H}_0|$). В этом случае, используя метод комплексных амплитуд, выражения для \mathbf{M} и \mathbf{H} будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(t) &= \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}e^{j\omega t}, \\ \mathbf{M}(t) &= \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}e^{j\omega t}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ω – частота внешнего магнитного поля для \mathbf{H} и она же частота вынуждающей силы для \mathbf{M} .

Подставляя выражения (2) в уравнение движения намагниченности (1), учитывая сонаправленность векторов \mathbf{M} и \mathbf{H} и пренебрегая членами второго порядка малости (линейное приближение), окончательно получим

$$j\omega \mathbf{m} + \gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0] = -\gamma[\mathbf{M}_0 \mathbf{h}]. \quad (3)$$

Раскрывая в уравнении (3) векторные произведения и учитывая сонаправленность векторов \mathbf{M} и \mathbf{H} , получим проекции на оси декартовой системы координат (см. рис. 1). Обозначив $\omega_H = \gamma H_0$, окончательное решение уравнения (3) относительно m_x, m_y, m_z примет вид

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{1}{\omega^2 - \omega_H^2} M_0 \gamma [-h_x (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) + h_y \{ j\omega \cos \theta + \omega_H \cos \varphi \sin^2 \theta \sin \varphi + \\ &+ \omega_H \cos \varphi \sin^2 \theta \sin \varphi \} + h_z (\omega_H \cos \theta \cos \varphi \sin \theta + j\omega \sin \theta \sin \varphi)], \\ m_y &= \frac{1}{\omega^2 - \omega_H^2} M_0 \gamma [-h_x \{ j\omega \cos \theta + \omega_H \cos \varphi \sin^2 \theta \sin \varphi \} + h_y \omega_H \{ \cos^2 \theta + \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \} + \\ &+ h_z (-j\omega \cos \varphi \sin \theta + \omega_H \cos \theta \sin \theta \sin \varphi)], \\ m_z &= \frac{1}{\omega^2 - \omega_H^2} M_0 \gamma [h_x \sin \theta (\omega_H \cos \theta \cos \varphi - j\omega \sin \varphi) + \\ &+ h_y \sin \theta \{ j\omega \cos \varphi + \omega_H \cos \theta \sin \varphi \} - h_z \omega_H \sin^2 \theta]. \end{aligned} \quad (4)$$

Систему (4) можно записать в тензорной форме:

$$\mathbf{m} = \tilde{\chi} \mathbf{h}, \quad (5)$$

где $\tilde{\chi}$ – тензор высокочастотной магнитной восприимчивости.

Приведем вывод тензора высокочастотной магнитной проницаемости, которая связывает вектор магнитной индукции \mathbf{B} с вектором магнитно-

го поля \mathbf{H} . Известно, что $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$. Тогда для комплексных амплитуд переменной магнитной индукции \mathbf{b} , переменного магнитного поля \mathbf{h} и переменной намагниченности \mathbf{m} справедливо следующее уравнение:

$$\mathbf{b} = \mathbf{h} + 4\pi\mathbf{m}. \quad (6)$$

Подставляя (5) в уравнение (6), получим соотношение

$$\mathbf{b} = \mathbf{h} + 4\pi\tilde{\chi}\mathbf{h} = (1 + 4\pi\tilde{\chi})\mathbf{h} = \tilde{\mu}\mathbf{h}, \quad (7)$$

где $\tilde{\mu}$ – тензор высокочастотной магнитной проницаемости, который с учётом

тензора $\tilde{\chi}$ (5) и соотношений $\mu = 1 + 4\pi\chi$, $\mu_a = 4\pi\chi_a$, где $\chi = \frac{\gamma M_0 \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}$, $\chi_a = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$,

примет вид

$$\tilde{\mu} = \begin{vmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{vmatrix}, \quad (8)$$

где $\mu_{11} = \mu(\sin^2\theta \sin^2\varphi + \cos^2\theta) + \sin^2\theta \cos^2\varphi$,

$\mu_{12} = -\mu \cos\varphi \sin^2\theta \sin\varphi + j\mu_A \cos\theta + \cos\varphi \sin^2\theta \sin\varphi$,

$\mu_{13} = -\mu \cos\theta \cos\varphi \sin\theta - j\mu_A \sin\theta \sin\varphi + \cos\theta \cos\varphi \sin\theta$,

$\mu_{21} = -\mu \cos\varphi \sin^2\theta \sin\varphi - j\mu_A \cos\theta + \cos\varphi \sin^2\theta \sin\varphi$,

$\mu_{22} = \mu(\cos^2\theta + \cos^2\varphi \sin^2\varphi) + \sin^2\theta \sin^2\varphi$,

$\mu_{23} = -\mu \cos\theta \sin\theta \sin\varphi + j\mu_A \cos\varphi \sin\theta + \cos\theta \sin\theta \sin\varphi$,

$\mu_{31} = -\mu \sin\theta \cos\theta \cos\varphi + j\mu_A \sin\theta \sin\varphi + \sin\theta \cos\theta \cos\varphi$,

$\mu_{32} = -\mu \sin\theta \cos\theta \sin\varphi - j\mu_A \sin\theta \cos\varphi + \sin\theta \cos\theta \sin\varphi$,

$\mu_{33} = \mu \sin^2\theta + \cos^2\theta$.

В частных случаях (см. рис. 1), когда $\theta = 0$ ($\mathbf{H}_0 \uparrow \uparrow z$), $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$ ($\mathbf{H}_0 \uparrow \uparrow x$), $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ ($\mathbf{H}_0 \uparrow \uparrow y$), тензор $\tilde{\mu}$ совпадает с известными выражениями [3, 6].

Вывод и решение модифицированного уравнения Уокера

Получим дисперсионное уравнение для распространяющейся в ферромагнитной плёнке МСВ. Для медленных волн в тонкой плёнке воспользуемся системой уравнений Максвелла в магнитостатическом приближении [3]. Учитывая (7) и вводя магнитостатический потенциал ψ ($\mathbf{h} = \nabla\psi$) [3], запишем модифицированное уравнение Уокера для распространяющейся волны вдоль оси y структуры (см. рис.1):

$$\mu_{22} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + (\mu_{23} + \mu_{32}) \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial z} + \mu_{33} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (9)$$

Для приведенного на рис. 1 расположения ферритовой плёнки и магнитного поля решение уравнения Уокера можно записать в виде

$$\psi = [A \cos(k_z z) + B \sin(k_z z)] e^{jk_y y}. \quad (10)$$

Подставляя значение потенциала из выражения (10) в модифицированное уравнение Уокера (9), окончательно получим

$$-\mu_{22}^2 k_y^4 - k_y^2 k_z^2 + \mu_{23} + \mu_{32} + 2\mu_{22}\mu_{33} - \mu_{33}^2 k_z^2 = 0. \quad (11)$$

В частных случаях выражение (11) примет следующий вид:

– при $\theta = 0$

$$\mu k_y^2 + k_z^2 = 0; \quad (12)$$

– при $\theta = \pi/2, \varphi = 0$

$$\mu(k_y^2 + k_z^2) = 0 \Leftrightarrow \mu = 0; \quad (13)$$

– при $\theta = \pi/2, \varphi = \pi/2$

$$k_y^2 + \mu k_z^2 = 0. \quad (14)$$

Уравнение (12) соответствует уравнению Уокера для нормально намагниченной плёнки, (13) – для поперечно намагниченной плёнки и (14) – для продольно намагниченной плёнки [3, 6].

Фактически в полученном уравнении (11) k_y является постоянной распространения волны k , а значение k_z определяется из граничных условий.

Возьмём в качестве граничных условий металлические экраны, расположенные с обеих сторон пленки ($z = 0$ и $z = d$). Тогда из [2] $k_z = n\pi/d$, где n – номер возбуждаемой моды в структуре, а d – толщина ферритовой плёнки. Таким образом, уравнение (11) определяет дисперсию в металлизированной ферритовой плёнке при произвольном намагничивании.

Анализ полученного дисперсионного уравнения

Диагональная и недиагональная компоненты тензора $\ddot{\mu}$ [3] (соответственно μ и μ_a) имеют вид

$$\mu = \frac{\omega_H (\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (15)$$

$$\mu_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

где $\omega_H = \gamma H_0$ – частота ферромагнитного резонанса при воздействии внешнего магнитного поля \mathbf{H} на феррит; $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ – собственная частота ферромагнетика.

Решим уравнение (11) для случая произвольного намагничивания плёнки. Для этого учтем соответствующие компоненты тензора (8) и граничные условия для k_z . Полученное уравнение является дисперсионным для металлизированной структуры (см. рис. 1) относительно безразмерной частоты Ω :

$$\begin{aligned} \Omega = \frac{1}{2\sqrt{-K^2 - n^2\pi^2}} & [-4K^2 - 3K^2\Omega_M - 4n^2\pi^2 - 2\Omega_M n^2\pi^2 - \\ & - d^2k_y^2\Omega_M \cos[2\varphi] + \Omega_M \cos[2\theta](-K^2 + 2n^2\pi^2 + K^2 \cos[2\varphi]) - \\ & - 4K\Omega_M n\pi \sin[2\theta] \sin[\varphi]]^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\Omega = \frac{\omega}{\omega_H}$; $K = kd$ – волновое число в безразмерном виде; $\Omega_M = \frac{\omega_M}{\omega_H}$.

Теперь рассмотрим уравнения (12) и (14). При нормальном (12) и продольном (14) намагничивании симметрично металлизированной ферритовой плёнки распространяются соответственно прямые объёмные МСВ (ПОМСВ) и обратные объёмные МСВ (ООМСВ) [3]. Определим частоты их распространения при $K = 0$ и $K \rightarrow \infty$ (граничные или предельные частоты распространения этих волн).

Для ПОМСВ:

- $\Omega_{\parallel} = 1$ при $K = 0$;
- $\Omega_{\perp} = \sqrt{1 + \Omega_M}$ при $K \rightarrow \infty$.

Для ООМСВ:

- $\Omega_{\perp} = \sqrt{1 + \Omega_M}$ при $K = 0$;
- $\Omega_{\parallel} = 1$ при $K \rightarrow \infty$.

Полученные предельные частоты совпадают с указанными в [3, 6]. Из этих соотношений видно, что для ПОМСВ и ООМСВ металлизированная ферритовая пластинка является полосовым фильтром с указанными выше граничными частотами, которые для обоих типов волн одинаковы.

Отдельный интерес представляет случай поперечного намагничивания (13). Для такого типа намагничивания в случае магнитостатического приближения нет зависимости $k(\omega)$, что можно трактовать как отсутствие волны в ферромагнетике при наличии только колебательных процессов на частоте $\Omega = \Omega_{\perp} = \sqrt{1 + \Omega_M}$.

Спектры дисперсионных характеристик МСВ при изменении намагничивания от продольного к нормальному приведены на рис. 2, а, что соответствует трансформации ПОМСВ в ПМСВ, а от продольного к поперечному – на рис. 2, б, что приводит к преобразованию ООМСВ в ПМСВ.

Кривые построены для основного типа волн ($n = 1$) с учётом того, что $\Omega_M = \frac{\omega_M}{\omega_H} = \frac{4\pi\gamma M_0}{\gamma H_0}$, где $M_0 = 1750$ Гс – значение намагниченности насыщения плёнки ЖИГ [7] и $H_0 = 300$ Э – типичное значение экспериментального поля. При приближении θ к $\pi/2$ (переход от ПОМСВ к ПМСВ) нижняя гра-

ничная частота смещается к верхней (см. рис. 2, *a*). Аналогичный эффект наблюдается и при изменении φ от 0 до $\pi/2$ (переход от ООМСВ к ПМСВ) (см. рис. 2, *б*). Такие переходные явления приводят к уменьшению полосы пропускания.

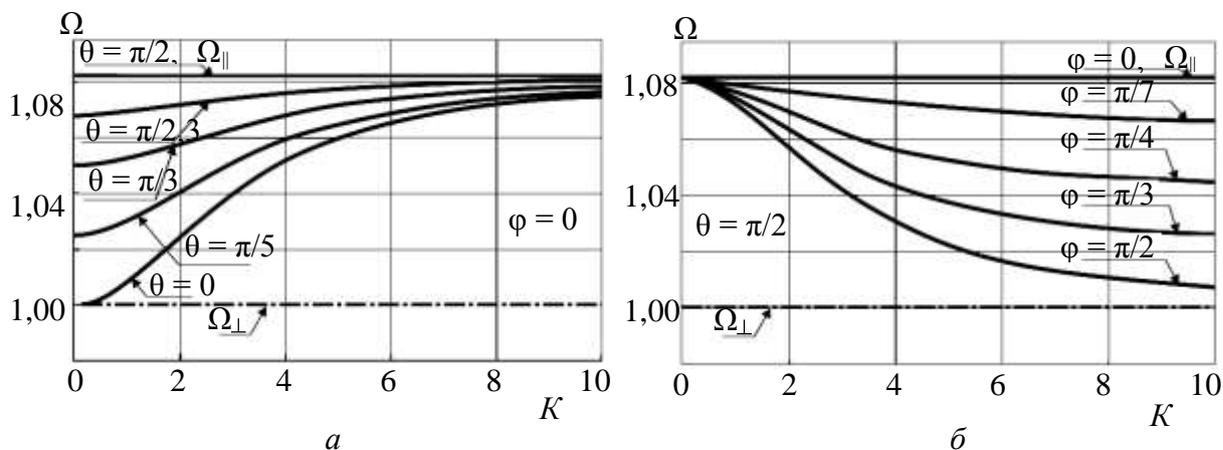


Рис. 2. Спектр дисперсионных характеристик МСВ вместе с граничными частотами распространения ПОМСВ и ООМСВ: *a* – при изменении намагничивания от продольного к нормальному ($\varphi = 0, 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$); *б* – от продольного к поперечному ($\theta = 0, 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$)

Остаётся случай изменения намагничивания от нормального к продольному ($\varphi = \pi/2, 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$), или переход от ПОМСВ к ООМСВ. При переходе от нормального к продольному намагничиванию на дисперсионной характеристике МСВ наблюдается два типа дисперсии: нормальная и аномальная (рис. 3). При этом аномальная дисперсия возникает в области малых K и с увеличением угла θ область её существования по K увеличивается.

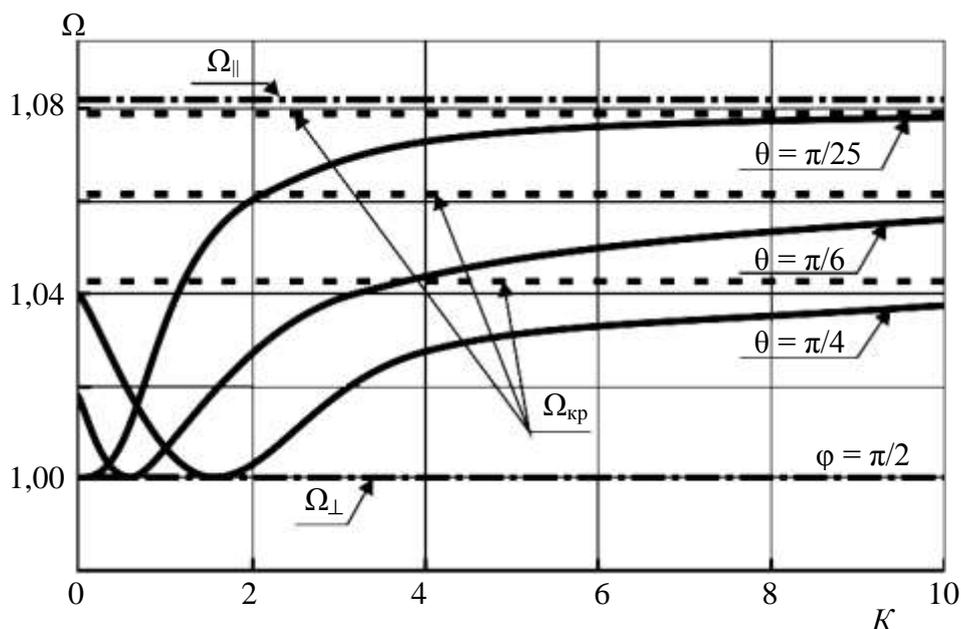


Рис. 3. Спектр дисперсионных характеристик МСВ при изменении намагничивания от нормального к продольному ($\varphi = \pi/2, 0 \leq \theta \leq \pi/2$) с граничными частотами

На дисперсионной характеристике наблюдается явно выраженный минимум, являющийся границей аномальной и нормальной областей дисперсии, который при увеличении θ смещается в область больших K , что вполне логично, учитывая граничные углы предельных случаев ПОМСВ и ООМСВ. Было получено выражение, демонстрирующее зависимость от угла θ предельной частоты $\Omega_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2 + \Omega_M + \Omega_M \cos(2\theta)}{2}}$ при $K \rightarrow \infty$.

В результате анализа дисперсионного уравнения (16), учитывающего возможность произвольной ориентации ферритовой плёнки во внешнем магнитном поле, можно сделать следующие выводы:

- при изменении намагничивания от нормального к поперечному дисперсия МСВ сохраняла нормальный вид, а полоса частот сужалась;
- вид аномальной дисперсии МСВ при переходе от продольного намагничивания к поперечному также сохранялся при сужении полосы частот.

Совсем иная картина наблюдается при переходе от нормального намагничивания к продольному (см. рис. 3). Ярko выраженный минимум, появляющийся на дисперсионной кривой МСВ, разграничивает нормальную и аномальную области дисперсии и перемещается в область больших K , что приводит к увеличению области аномальной дисперсии, так как она существует в зоне малых K . Предельная частота при $K \rightarrow \infty$ также зависит от намагничивания. Таким образом, изменением намагничивания ферритовой плёнки можно управлять дисперсией МСВ. Полученный тензор (8) может быть применен при анализе произвольно намагниченных ферритовых структур любого вида, в том числе и при численном моделировании.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-07-31009, 13-02-00732, 13-07-12409 и проект 11.Г34.31.0030).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B.* Magnonics // J. Phys. D : Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 264002.
2. *Stancil D., Prabhakar A.* Spin waves. Theory and applications. N. Y. : Springer science, 2009. 355 p.
3. *Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов : Изд-во. Саратов. ун-та, 1994. 311 с.
4. *Landau L. D., Lifshitz E. M.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Phys. Z. Soviet Union. 1935. Vol. 8, № 2. P. 153–169.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М. : Наука, 1982. 624 с.
6. *Стальмахов В. С., Игнатьев А. А.* Лекции по спиновым волнам. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1983. 182 с.
7. *Гинсбург В. Л., Агранович В. М.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов // УФН. 1964. Т. 76, вып. 4. С. 643–682.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЧАСТОТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ И ЧАСТОТНЫХ МОДУЛЯТОРОВ С РЕЗИСТИВНЫМИ СОГЛАСУЮЩИМИ ЧЕТЫРЁХПОЛЮСНИКАМИ

А. А. Головков, Д. А. Ишутин, А. В. Рагозин

Военно-воздушная академия им. профессора Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина
Россия, 394064, Воронеж, Старых большевиков, 54А
E-mail : vvvaiu@vvvaiu.vrn.ru

В результате решения задач параметрического синтеза формируются математические модели генераторов и частотных модуляторов в виде совокупности математических выражений для определения характеристик и параметров типовых резистивных четырёхполюсников, удовлетворяющих известным критериям устойчивости в стационарном режиме генерации исследуемых устройств. Полученные ограничения способствуют увеличению количества частот генерируемых сигналов, числа манипулируемых частот и квазилинейного участка частотной модуляционной характеристики. Рассмотрен вариант соединения произвольной цепи прямой передачи с цепью обратной связи по последовательной схеме.

Ключевые слова : параметрический синтез, многочастотные генераторы, частотные модуляторы и манипуляторы, оптимальные взаимосвязи элементов матрицы передачи резистивных четырёхполюсников, частотные качества, внешняя обратная связь.

Mathematical Modeling and Circuit Simulation of Multifrequency Signals Oscillators and Frequency Modulators with Resistive Matching Four-terminal Networks

A. A. Golovkov, D. A. Ishutin, A. V. Ragozin

Solving parametric synthesis problems has resulted in mathematical models for oscillators and frequency modulators in the form of a set of expressions for defining characteristics and parameters of standard resistive four-terminal networks which meet the known stability criteria under stationary oscillation operation of devices under investigation. The obtained restrictions will serve to increase the number of frequencies of signals being generated, the number of frequencies being manipulated, and the size of the quasi-linear region of the frequency modulation characteristic. A variant for series connection of an arbitrary feed-forward path and a feedback path is studied.

Key words : parametric synthesis, multifrequency oscillators, frequency modulators and manipulators, optimum interdependences of elements of a resistive four-terminal network transmission matrix, frequency qualities, external feedback.

Обеспечение известных условий возбуждения или условий баланса амплитуд и баланса фаз [1, 2] обычно осуществляют с помощью специального выбора значений параметров реактивных элементов. Однако использование для этой цели резистивных элементов, которые обладают частотной независимостью своих параметров в широком диапазоне частот, может способствовать обеспечению следующих критериев:

- увеличение количества частот генерируемых сигналов, соответствующее числу уровней амплитуды управляющего сигнала;
- увеличение квазилинейного участка частотной модуляционной характеристики в модуляторах;
- увеличение числа манипулируемых частот в манипуляторах.

В настоящей работе делается попытка разработки алгоритма параметрического синтеза генераторов и частотных модуляторов по указанным критериям с учётом частотных зависимостей элементов матриц параметров трёхполюсных нелинейных элементов [3]. В работе использован метод параметрического синтеза двухимпедансных устройств, в соответствии с которым предельно достижимые характеристики радиоустройств определяются так называемым качеством управляемого элемента [4–6].

При разработке математических моделей был использован иммитансный критерий устойчивости [7]

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}W_A(p) + \operatorname{Re}W_n(p) &= \delta \\ \operatorname{Im}W_A(p) + \operatorname{Im}W_n(p) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где p – комплексная частота; $\delta \leq 0$ – заданное число, соответствующее условию возбуждения, если оно отрицательное, и стационарному режиму генерации, если равно нулю.

Таким образом, постановка задачи параметрического синтеза соответствует постановке задачи, решаемой в [8]. Отличие состоит в том, что в качестве согласующих по критерию обеспечения режима возбуждения устройства используются реактивные двухполюсники, а по критерию обеспечения стационарного режима генерации – резистивные четырехполюсники. Физический смысл используемых величин, их обозначения и аббревиатуры соответствуют принятым в [8].

Блок-схема исследуемых генераторов и частотных модуляторов в режиме усиления и эквивалентная схема генератора представлены на рис. 1 и рис. 2 соответственно.

Применив алгоритм получения системных операторов, разработанный в [8], для варианта каскадного включения цепей прямой передачи (ЦПП) и обратной связи (ОС) между источником сигнала в режиме усиления и согласующим резистивным четырехполюсником (СРЧ) (см. рис. 1) получим общую нормированную классическую матрицу передачи генератора/модулятора с учётом условий нормировки [9]:

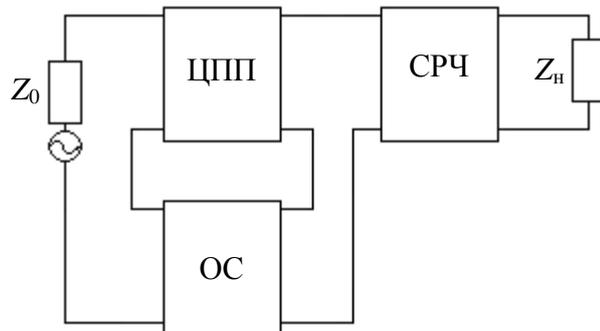


Рис. 1. Блок-схема исследуемых генераторов и частотных модуляторов в режиме усиления (вариант каскадного включения ЦПП и ОС между источником сигнала и СРЧ)

$$A = a \begin{vmatrix} \frac{z_{11} - \gamma|z|}{z_{21}} \sqrt{\frac{z_n}{z_0}} & \frac{\beta \cdot z_{11} - |z|\alpha}{z_{21}} \frac{1}{\sqrt{z_0 z_n}} \\ \left(\frac{1 - \gamma z_{22}}{z_{21}} \right) \sqrt{z_0 z_n} & \left(\frac{\beta - \alpha z_{22}}{z_{21}} \right) \sqrt{\frac{z_0}{z_n}} \end{vmatrix}, \quad (2)$$

где A – классическая матрица передачи; z_{11}, z_{21}, z_{22} – элементы суммарной матрицы сопротивлений ЦПП и цепи ОС; $\alpha = \frac{d}{a}$; $\beta = \frac{b}{a}$; $\gamma = \frac{c}{a}$; a, b, c, d – элементы классической матрицы передачи; z_H – сопротивление нагрузки; z_0 – сопротивление источника сигнала в режиме усиления [8].

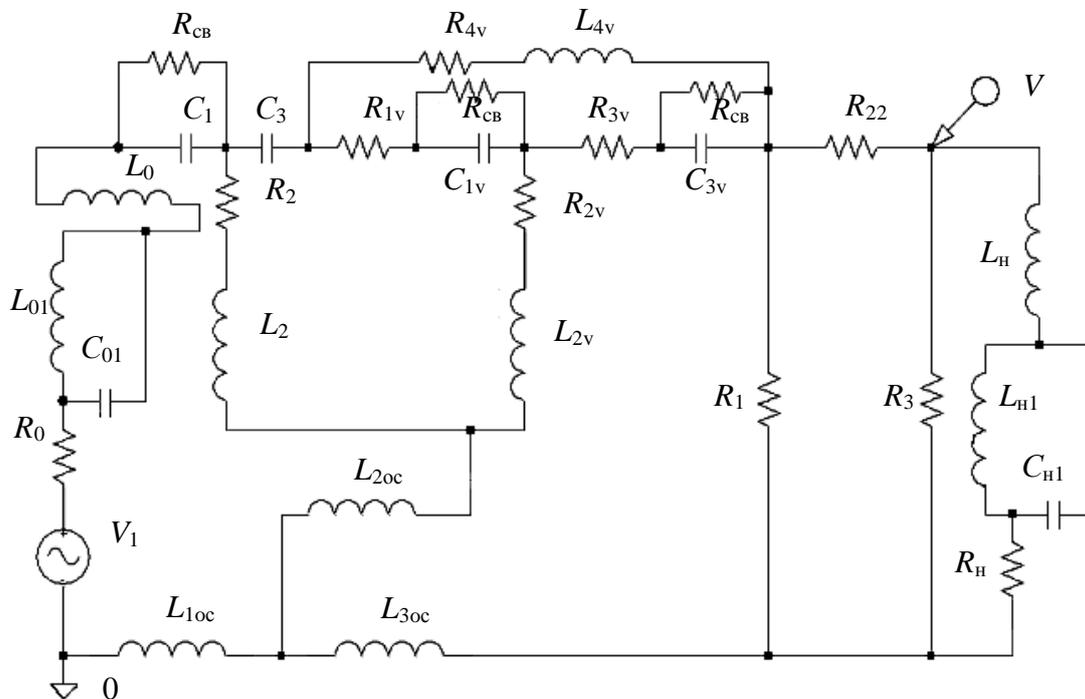


Рис. 2. Эквивалентная схема генератора (см. рис. 1) в режиме усиления

Используя известную взаимосвязь между элементами матриц передачи и рассеяния [9] и общую нормированную классическую матрицу передачи генератора/модулятора (2), найдём коэффициент передачи S_{21} генератора/модулятора в режиме усиления (соответствующий элемент матрицы рассеяния):

$$S_{21} = \frac{2z_{21}\sqrt{z_0z_H}}{a(z_{11} + z_0) + \beta z_H + \alpha + \gamma z_H + z_{22}z_0}. \quad (3)$$

Учтём, что коэффициент S_{21} связан с передаточной функцией H простым соотношением

$$H = \frac{1}{2} S_{21} \sqrt{\frac{z_H}{z_0}}. \quad (4)$$

С учётом соотношения (3) преобразуем (4) путём группировки множителей около z_0 и деления числителя и знаменателя передаточной функции на общий множитель:

$$H = \frac{z_{21}z_H}{a(z_H + \beta - z_{22}) + \gamma z_H} \cdot \frac{z_0 + \frac{z_{11}(z_H + \beta) - |z|}{z_H + \beta - z_{22}} + \gamma z_H}{z_H + \beta - z_{22} + \gamma z_H} \quad (5)$$

Такая форма записи (5) позволяет привести знаменатель этого выражения к записи иммитансного критерия устойчивости:

$$z_0 + \frac{z_{11} \frac{z_H + \beta}{\alpha + \gamma z_H} - |z|}{\frac{z_H + \beta}{\alpha + \gamma z_H} - z_{22}} = \delta, \quad (6)$$

где первое слагаемое – это сопротивление пассивной части генератора; второе слагаемое – входное сопротивление активной части генератора в виде ЦПП и цепи ОС, нагруженное на входное сопротивление $\frac{z_H + \beta}{\alpha + \gamma z_H}$ СРЧ, в свою очередь, нагруженное на сопротивление нагрузки z_H ; $\delta \leq 0$ – заданное число, соответствующее условию возбуждения, если оно отрицательное, и стационарному режиму генерации, если равно нулю.

Передаточную функцию (5) можно привести к известному виду для коэффициента усиления усилителя с обратной связью [1, 2], разделив числитель и знаменатель в (5) на z_0 :

$$H = \frac{K}{1 - KB}, \quad (7)$$

где $K = \frac{z_{21}z_H}{a(z_H + \beta - z_{22}) + \gamma z_H}$; $B = a \frac{|z| \frac{z_H + \beta}{\alpha + \gamma z_H} - z_{11}(z_H + \beta)}{z_{21}z_H}$ – коэффициенты усиления ЦПП и цепи ОС соответственно.

Выражения для знаменателей в (5) и (7) равносильны, что доказывает эквивалентность иммитансного критерия устойчивости и критерия Найквиста:

$$1 - KB = \delta$$

в предельном случае (на частоте генерации).

Разделим в (6) между собой действительную и мнимую части. Тогда с учетом (1) получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} (Ax_0 + B)x_H + Cx_0 + D &= \delta, \\ (A_0x_0 + B_0)x_H + C_0x_0 + D_0 &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где $A_0 = \gamma x_{22}$; $B_0 = r_{11} + r_0 - \gamma(A_1 + r_{22}r_0)$;

$$\begin{aligned}
D_0 &= x_{11}(r_n + \beta) - (\alpha + \gamma r_n)(B_1 + x_{22}r_0); \quad A = \gamma r_{22} - 1; \quad B = \gamma (B_1 + x_{22}r_0) - x_{11}; \\
C &= (\alpha + \gamma r_n) x_{22}; \\
D &= (r_{11} + r_0) (r_n + \beta) - (\alpha + \gamma r_n)(A_1 + r_{22}r_0) - \delta; \\
A_1 &= r_{11}r_{22} - x_{11}x_{22} - r_{12}r_{21} + x_{12}x_{21}; \\
B_1 &= r_{11}x_{22} + x_{11}r_{22} - r_{12}x_{21} - x_{12}r_{21},
\end{aligned}$$

где r_{ij} , x_{ij} – действительные и мнимые составляющие соответствующих элементов матрицы.

Систему (8) можно решить относительно любых двух величин, например, решение относительно величин x_0 , x_n имеет вид оптимальных зависимостей x_0 , x_n от частоты по критерию обеспечения генерации сигнала во всём спектре частот:

$$\begin{aligned}
x_i &= \frac{-Y \pm \sqrt{Y^2 - 4XZ}}{2X}; \\
x_0 &= -\frac{Bx_i + D}{Ax_i + C},
\end{aligned} \tag{9}$$

где $X = AB_0 - BA_0$; $Y = AD_0 + CB_0 - DA_0 - BC_0$; $Z = CD_0 - DC_0$.

Однако реализовать такие зависимости в сплошной, даже очень узкой, полосе частот при неизменной величине напряжения источника питания невозможно. Реализация оптимальных аппроксимирующих функций (9) на конечном числе частот может быть осуществлена различными способами, например с помощью метода интерполяции путём отыскания значений параметров выбранных реактивных двухполюсников, при которых их сопротивления на заданных частотах совпадают с оптимальными сопротивлениями x_0 , x_n .

В данной статье рассматриваются два примера построения двухполюсников для двух частот генерации. В первом примере в качестве реактивного двухполюсника для реализации x_0 и x_n выбран параллельный колебательный контур, последовательно соединенный с индуктивностью (мнимые составляющие сопротивления нагрузки и сопротивления источника сигнала, которые реализованы из элементов L_{n1} , C_{n1} , L_n и L_{01} , C_{01} , L_0 соответственно, см. рис.2). Индекс «к» обращается в «0» для x_0 и в «n» для x_n . Во втором примере в качестве реактивного двухполюсника выбран параллельный колебательный контур, последовательно соединенный с емкостью. Значения этих элементов для каждого из примеров определяются соответственно соотношениями

$$\begin{aligned}
\frac{\omega_n L_{1k}}{1 - \omega_n^2 L_{1k} C_{1k}} + \omega_n L_k &= x_{kn}, \quad n = 1, 2, \\
L_{1k} &= \frac{(\omega_1^2 - \omega_2^2) x_{k1} x_{k2} + \omega_1 \omega_2 L_k^2 - (\omega_2 x_{k1} + \omega_1 x_{k2}) L_k}{\omega_1 \omega_2 (\omega_2^2 - \omega_1^2) L_k + \omega_1 x_{k1} - \omega_2 x_{k2}}, \\
C_{1k} &= \frac{\omega_2 x_{k1} - \omega_1 x_{k2}}{\omega_{k2}^2 - \omega_2 L_k (\omega_2^2 - \omega_1^2) \omega_1 L_k - x_{k1}}.
\end{aligned} \tag{10}$$

$$\frac{\omega_n L_{1k}}{1 - \omega_n^2 L_{1k} C_{1k}} + \frac{-1}{\omega_n C_k} = x_{kn}, \quad n = 1, 2;$$

$$L_{1k} = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_1^2 \omega_2^2 C_{0k}^2} \frac{1 + \omega_1 \omega_2 x_{k1} x_{k2} C_k^2 + C_k \omega_1 x_{k1} + \omega_2 x_{k2}}{\omega_2 x_{k2} - \omega_1 x_{k1}}; \quad (11)$$

$$C_{1k} = \frac{C_{0k} \omega_1^2 - \omega_2^2 + C_{0k} \omega_1 \omega_2 \omega_1 x_{k2} - \omega_2 x_{k1}}{1 + \omega_2 x_{k2} C_{0k} \omega_2^2 - \omega_1^2} \frac{1 + \omega_1 x_{k1} C_{0k}}{\omega_1^2 - \omega_2^2 + C_{0k} \omega_1 \omega_2 \omega_1 x_{k2} - \omega_2 x_{k1}};$$

где $\omega_n = 2\pi f_n$; f_n – частота генерации; n – номер частоты.

Физическая реализуемость условий генерации достигается в областях изменения задаваемых величин r_0 , r_n и параметров нелинейных элементов, при которых подкоренное выражение в (9) остаётся неотрицательным или параметры (10), (11) являются положительными. Возможность изменения варианта включения нелинейного элемента в ЦПП относительно цепи обратной связи и СРЧ относительно узла ЦПП и ОС позволяет реализовать условия генерации практически при любых величинах r_0 , r_n и параметрах нелинейных элементов (каждый вариант имеет свои области изменения задаваемых величин, которые дополняют области физической реализуемости других вариантов).

Если зависимости сопротивления нагрузки, например, антенны, заданы, то исходную систему уравнений (8) целесообразно решать относительно параметров СРЧ. В этом случае систему уравнений (8) удобно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} r_{110}(r_n + \beta) - (x_{110} - \gamma x_{220})x_n - (\alpha + \gamma r_n)r_{220} &= 0, \\ (r_{110} - \gamma r_{220})x_n - (\alpha + \gamma r_n)x_{220} + x_{110}(r_n + \beta) &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

где $r_{110} = r_{11} + r_0$; $x_{110} = x_{11} + x_0$; $r_{220} = A_1 - x_{22}x_0 + r_{22}r_0$; $x_{220} = B_1 + x_{22}r_0 + r_{22}x_0$.

Решение системы (12) имеет вид оптимальных взаимосвязей между элементами классической матрицы передачи СРЧ на фиксированной частоте:

$$\begin{aligned} \alpha &= -(D + r_n)\gamma + E, \\ \beta &= -F\gamma + D - r_n, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\text{где } D = \frac{-x_n(r_{110}r_{220} + x_{110}x_{220})}{x_{110}r_{220} - r_{110}x_{220}}; \quad E = \frac{-x_n(r_{110}^2 + x_{110}^2)}{x_{110}r_{220} - r_{110}x_{220}}; \quad F = \frac{-x_n(r_{220}^2 + x_{220}^2)}{x_{110}r_{220} - r_{110}x_{220}}.$$

Поскольку резистивные параметры СРЧ в очень большой полосе частот не зависят от частоты, то выражения (13), записанные для двух произвольных частот, можно приравнять друг к другу. Из этого равенства вытекает следующее ограничение:

$$\gamma = \frac{E_1 - E_2}{D_1 - D_2 + r_{n1} - r_{n2}} = \frac{D_1 - D_2 - r_{n1} + r_{n2}}{F_1 - F_2}, \quad (14)$$

где $D_{1,2}$, $E_{1,2}$, $F_{1,2}$ – коэффициенты D , E , F , записанные для двух произвольных частот и соответствующих двух значений амплитуды управляющего сигнала. Правая часть равенства в (14) обеспечивается при равенстве частотного качества нагрузки K_n и частотного качества участка цепи в виде ЦПП и цепи ОС с подключённым к его входу сопротивлением источника сигнала в режиме усиления K_{y0} :

$$K_{y0} = K_n, \quad (15)$$

$$\text{где } K_n = \frac{x_{n1}}{x_{n2}} + \frac{x_{n2}}{x_{n1}} + \frac{(r_{n2} - r_{n1})^2}{x_{n1}x_{n2}};$$

$$K_{y0} = \frac{(r_{1101}r_{2202} - r_{2201}r_{1102})^2 + (r_{1102}x_{2201} - r_{2202}x_{1101})^2 + (r_{1101}x_{2202} - r_{2201}x_{1102})^2 + (x_{1101}x_{2202} - x_{2201}x_{1102})^2}{(r_{1101}x_{2201} - r_{2201}x_{1101})(r_{1102}x_{2202} - r_{2202}x_{1102})};$$

r_{1101} , r_{2201} , r_{1102} , x_{1101} , x_{2201} , x_{1102} , x_{2202} – коэффициенты r_{110} , r_{220} , x_{110} , x_{220} для двух произвольных частот и для соответствующих двух значений амплитуды управляющего сигнала; r_{n1} , r_{n2} , x_{n1} , x_{n2} – действительные и мнимые составляющие сопротивления нагрузки r_n , x_n на двух произвольных частотах.

Для отыскания оптимальных значений резистивных сопротивлений двухполюсников, формирующих СРЧ, необходимо выбрать типовую схему четырёхполюсника, найти его матрицу передачи, представить её элементы в виде α , β , γ [8], определённые таким образом коэффициенты подставить в (13) (или в (13)–(14)) и решить полученную систему уравнений относительно некоторых двух (или трёх) параметров СРЧ.

Например, для СРЧ в виде П-образного соединения двухполюсников их сопротивления определяются формулами:

$$r_3 = \frac{r_2 \left[r_n E r_2^2 + r_n D + E Q + x_n^2 r_2 + r_n^2 + x_n^2 - Q D + r_n \right]}{E r_2^3 + D + r_n E r_2^2 + Q - E - D + r_n^2 r_2 - r_n^2 + x_n^2 - F r_n + D};$$

$$r_1 = \frac{r_2 Q + D r_2 - F}{F - r_n^2 - x_n^2 - 2D r_2 + E r_2^2}; \quad (16)$$

$$Q = \pm \sqrt{F r_n^2 + x_n^2 - x_n^2 r_2^2}.$$

Входящее в (16) подкоренное выражение, приравненное нулю, представляет собой уравнение границ областей физической реализуемости генераторов и частотных модуляторов как областей изменения действительной и мнимой составляющих сопротивления источника сигнала в режиме усиления, при которых обеспечиваются выбранные критерии. Это выражение описывают годографы на диаграмме Смита, подобные годографам, полученным им для согласующих устройств [10], и расширяют представления о процессах формирования сигналов в частотных модуляторах и генераторах с учётом физической реализуемости. Например, максимум полосы рабочих частот частотных модуляторов достигается вблизи указанных границ.

Для многочастотного режима работы генератора, который требует наличия в СРЧ минимум трёх резистивных двухполюсников и реализуется путём одновременного обеспечения взаимосвязей (13)–(14), оптимальные значения их сопротивлений определяются следующими выражениями (СРЧ в виде П-образного звена):

$$r_1 = \frac{\beta}{\alpha + Q}; r_2 = \frac{-\beta}{Q}; r_3 = \frac{\beta}{1 + Q}; Q = \sqrt{\alpha - \beta\gamma}. \quad (17)$$

В формуле (17) подкоренное выражение всегда положительное. Физическая реализуемость достигается при выполнении (15) для всех произвольных пар частот.

При синтезе частотных модуляторов дополнительно необходимо с помощью известных методов численной оптимизации [11] определить значения свободных от ограничений параметров двухполюсников, при которых условия стационарного режима генерации сохраняются в некоторой заданной полосе частот с учётом одновременного изменения амплитуды управляющего воздействия.

Характеристики исследуемого генератора (см. рис. 1, 2) показаны на рис. 3, 4.

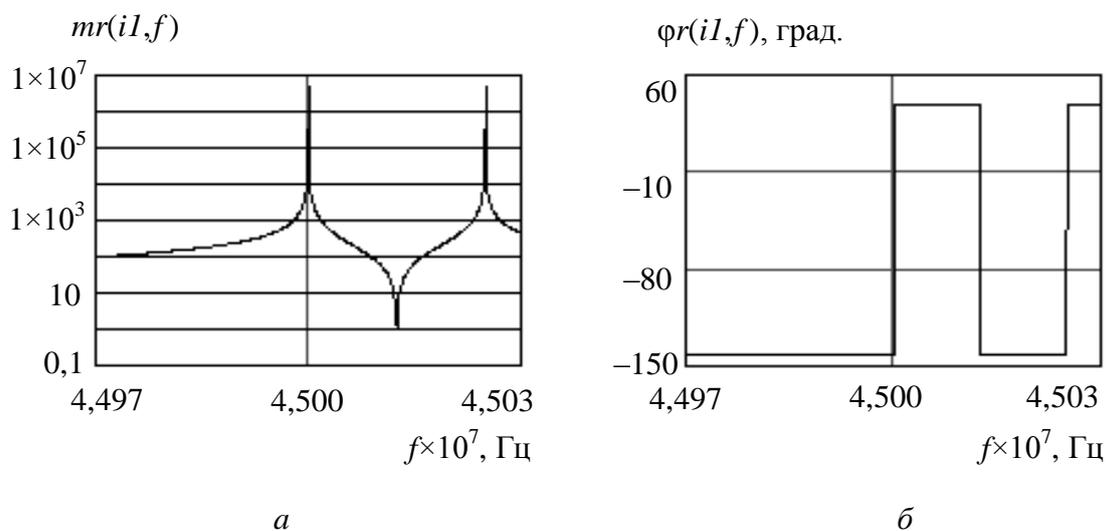


Рис. 3. Расчетные характеристики первого варианта генератора в режиме усиления, полученные в системе MathCAD: а – АЧХ; б – ФЧХ

Схема замещения нелинейного элемента выполнена в виде перекрытого Т-образного звена с элементами $R_{1\nu}, C_{1\nu}, R_{2\nu}, L_{2\nu}, R_{3\nu}, C_{3\nu}, R_{4\nu}, L_{4\nu}$, КЧ выполнен из элементов C_1, R_2, L_2, C_3 . Мнимые составляющие сопротивлений нагрузки и сопротивления источника сигнала реализованы из элементов $L_{н1}, C_{н1}, L_{н}$ и L_{01}, C_{01}, L_0 соответственно, цепь ОС – из элементов $L_{1ос}, L_{2ос}, L_{3ос}$, СРЧ – из элементов R_1, R_{22}, R_3 .

Основные и дополнительные характеристики и эквивалентная схема частотного модулятора (см. рис. 1) показаны на рис. 5–8.

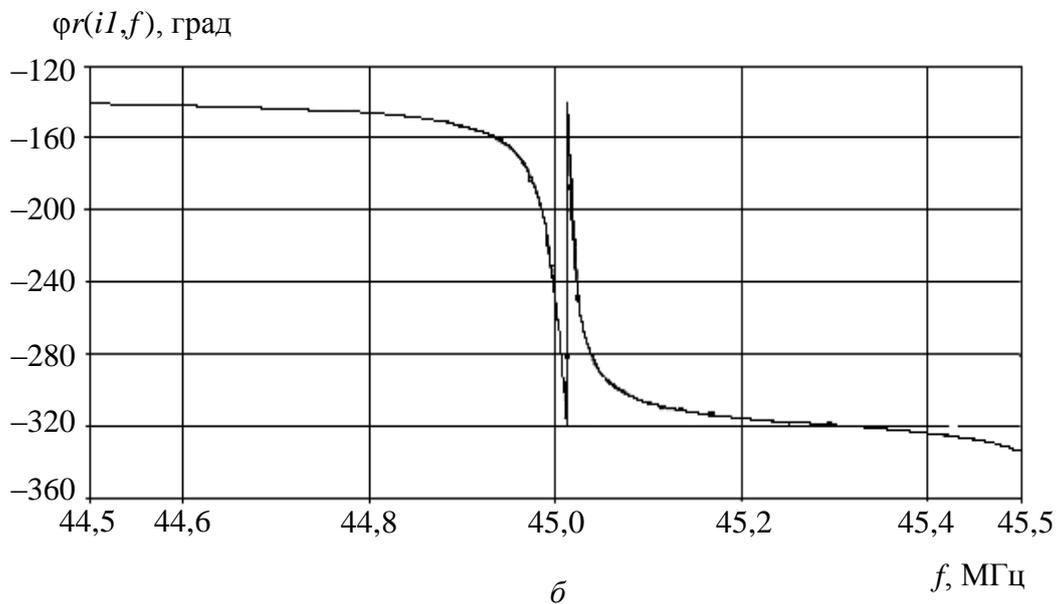
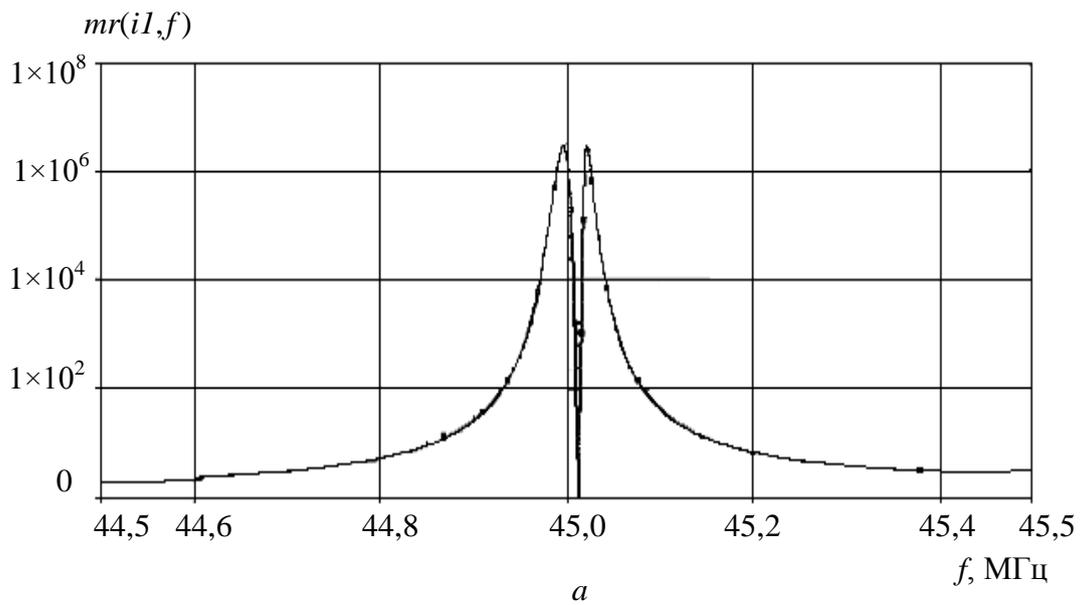


Рис. 4. Экспериментальные характеристики генератора (см. рис. 1) в режиме усиления, полученные в системе OrCAD: a – АЧХ; b – ФЧХ

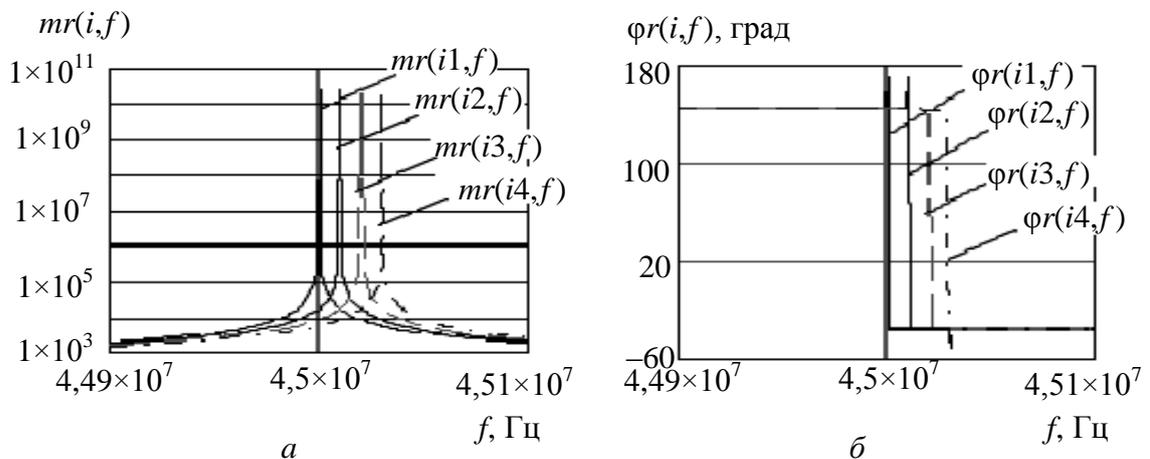


Рис. 5. Расчетные характеристики частотного модулятора (см. рис. 1) при различных значениях амплитуды управляющего сигнала, полученные в системе MathCAD: a – АЧХ; b – ФЧХ

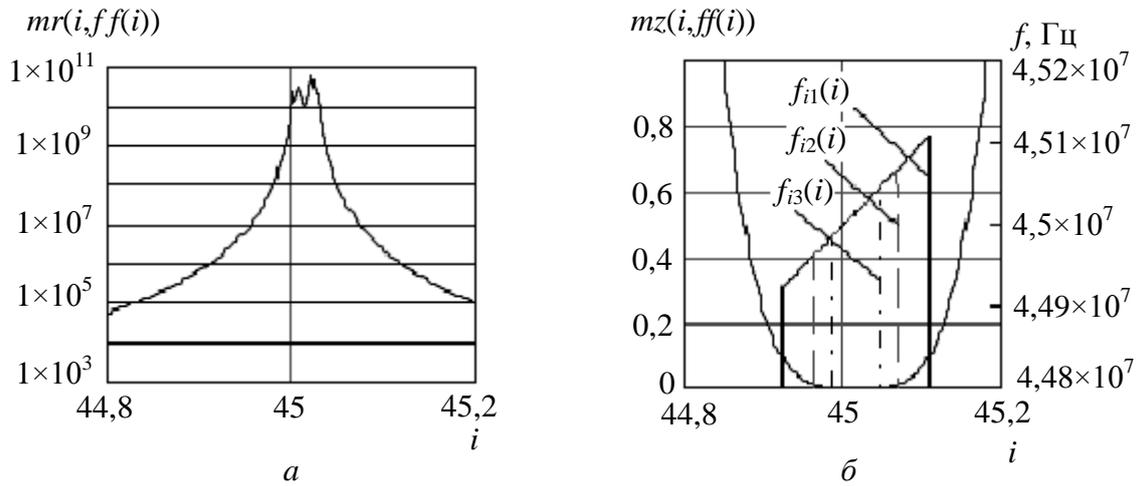


Рис. 6. Расчетные характеристики частотного модулятора (см. рис. 1), полученные в системе MathCAD: зависимости модулей передаточной функции модулятора (а) и её знаменателя (б) от условной амплитуды управляющего сигнала при одновременном изменении частоты генерируемого сигнала

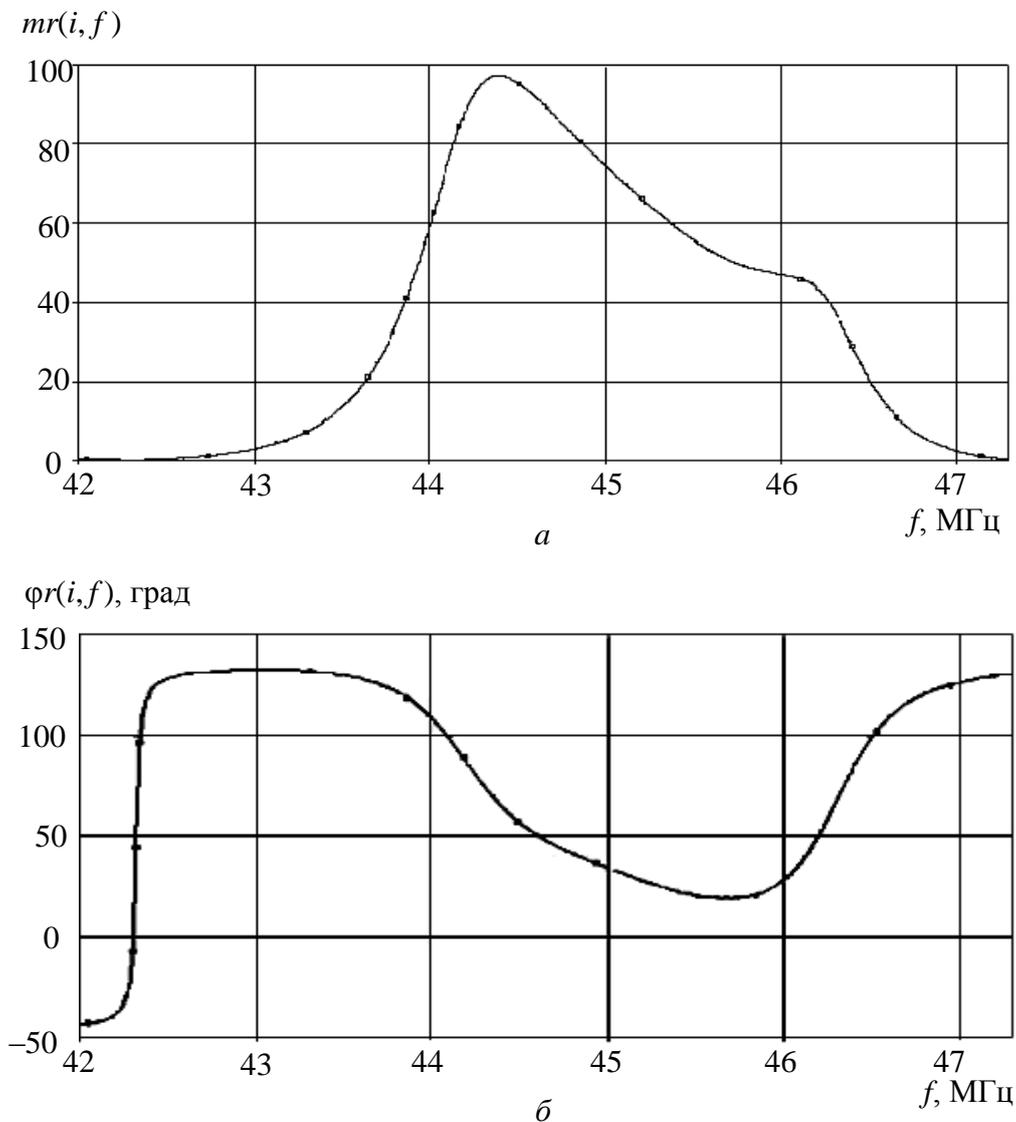


Рис. 7. Экспериментальные характеристики частотного модулятора (см. рис. 1) при фиксированной амплитуде управляющего сигнала, полученные в системе OrCAD: а – АЧХ; б – ФЧХ

Зависимости модулей передаточной функции модулятора и её знаменателя от условной амплитуды управляющего сигнала при одновременном изменении частоты генерируемого сигнала $ff(i) = i \times 10^6$ (диагональная прямая) представлены на рис. 6. Вертикальными прямыми ограничены диапазоны изменения амплитуды управляющего сигнала, в пределах которых отличие модуля знаменателя не превышает заданной величины δ : сплошные прямые – $\delta \leq 0,1$; пунктирные прямые – $\delta \leq 0,01$; пунктирные с точками – $\delta \leq 0,001$.

Мнимые составляющие сопротивлений нагрузки и сопротивления источника сигнала реализованы из элементов L_{H1}, C_{H1}, L_H, C_H и L_{01}, C_{01}, L_0, C_0 соответственно. Остальные узлы выполнены из тех же элементов, что и в предыдущих схемах (см. рис. 2).

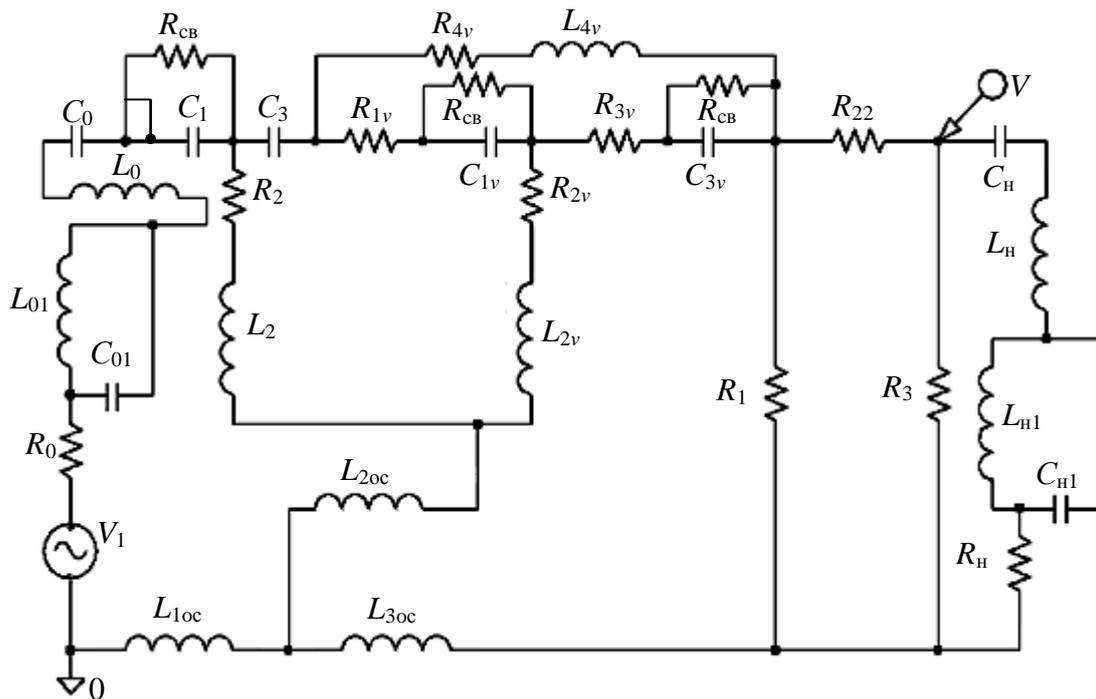


Рис. 8. Эквивалентная схема частотного модулятора (см. рис. 1)

Рассмотрим структурную схему генератора в режиме усиления с вариантом каскадного включения ЦПП и ОС между СРЧ и нагрузкой (рис. 9), используя алгоритм получения системных операторов, разработанный в [8].

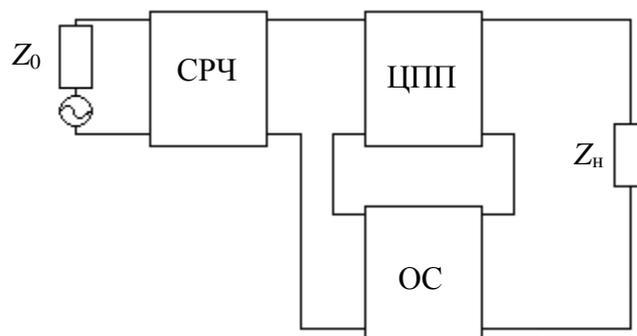


Рис. 9. Блок-схема исследуемых генераторов и частотных модуляторов в режиме усиления (вариант каскадного включения ЦПП и ОС между СРЧ и нагрузкой)

Общая нормированная классическая матрица передачи генератора/модулятора с учётом условий нормировки имеет вид

$$A = d \begin{vmatrix} \frac{\alpha z_{11} + \beta}{z_{21}} \sqrt{\frac{z_H}{z_0}} & \frac{-(\alpha|z| + \beta z_{22})}{z_{21}} \frac{1}{\sqrt{z_0 z_H}} \\ \left(\frac{1 + \gamma z_{11}}{z_{21}} \right) \sqrt{z_0 z_H} & \left(\frac{-(z_{22} + \gamma|z|)}{z_{21}} \right) \sqrt{\frac{z_0}{z_H}} \end{vmatrix}. \quad (18)$$

Коэффициент передачи:

$$S_{21} = \frac{2z_{21}\sqrt{z_0 z_H}}{d \left[\frac{z_H - z_{22}}{z_0} + \beta \frac{z_0 + \gamma z_0 |z|}{z_H - z_{11} z_H} \right]}. \quad (19)$$

Коэффициенты для передаточной функции (7) для варианта каскадного соединения ЦПП и ОС как единого узла между СРЧ и нагрузкой:

$$K = \frac{z_{21} z_H}{d \left[\frac{z_H - z_{22}}{z_0} + c \frac{|z| - z_{11} z_H}{z_0} \right]}; \quad (20)$$

$$B = \frac{a \left[\frac{|z| - z_{11} z_H}{z_0} - b(z_H - z_{22}) \right]}{z_{21} z_H}.$$

Иммитансный критерий устойчивости в принятых обозначениях:

$$z_0 + \frac{\left(\alpha \frac{z_{11} z_H - |z|}{z_H - z_{22}} + \beta \right)}{\left(\gamma \frac{z_{11} z_H - |z|}{z_H - z_{22}} + 1 \right)} = \delta, \quad (21)$$

где первое слагаемое – сопротивление пассивной части генератора; второе – входное сопротивление активной части генератора в виде СРЧ, нагруженное на сопротивление $\frac{z_{11} z_H - |z|}{z_H - z_{22}}$ узла из ЦПП и ОС, в свою очередь, нагруженное на сопротивление нагрузки z_H .

Исходная система уравнений, вытекающая из (21), имеет вид (8), а её решение – (9), но с другими коэффициентами:

$$\begin{aligned} A'_0 &= -\gamma x_{11}; & B'_0 &= r_0 + \beta + (\alpha + \gamma r_0) r_{11}; \\ C'_0 &= r_H - r_{22} - \gamma(A_1 - r_{22} r_H); & D'_0 &= -x_{22}(r_0 + \beta) - (\alpha + \gamma r_0)(B_1 - x_{11} r_H); \\ A' &= -(\gamma r_{11} + 1); & B' &= -(\alpha + \gamma r_0) x_{11}; \\ C' &= \gamma(B_1 - x_{11} r_H) + x_{22}; & D' &= (r_H - r_{22})(r_0 + \beta) - (\alpha + \gamma r_0)(A_1 - r_{11} r_H) - \delta. \end{aligned} \quad (22)$$

Система уравнений для отыскания оптимальных взаимосвязей между элементами классической матрицы передачи СРЧ на фиксированной частоте:

$$\begin{aligned} r_{22н}(r_0+\beta) - (x_{22н} - \gamma x_{11н})x_0 - (\alpha+\gamma r_0) r_{11н} &= 0; \\ x_{22н}(r_0+\beta) + (r_{22н} - \gamma r_{11н})x_0 - (\alpha+\gamma r_0) x_{11н} &= 0, \end{aligned} \quad (23)$$

где $r_{22н} = r_{н} - r_{22}$; $r_{22н} = r_{н} - r_{22}$; $x_{22н} = x_{н} - x_{22}$; $r_{11н} = A_1 + x_{11}x_{н} - r_{11}r_{н}$; $x_{11н} = B_1 - x_{11}r_{н} - r_{11}x_{н}$.

Ее решение:

$$\alpha = -(D' + r_0)\gamma + E'; \beta = -F'\gamma + D' - r_0, \quad (24)$$

$$\text{где } D' = \frac{x_0(r_{11н}r_{22н} + x_{11н}x_{22н})}{x_{11н}r_{22н} - r_{11н}x_{22н}}; E' = \frac{x_0(r_{22н}^2 + x_{22н}^2)}{x_{11н}r_{22н} - r_{11н}x_{22н}}; F' = \frac{x_0(r_{11н}^2 + x_{11н}^2)}{x_{11н}r_{22н} - r_{11н}x_{22н}}.$$

Дополнительные ограничения для многочастотного режима:

$$\gamma = \frac{E'_1 - E'_2}{D'_1 - D'_2 + r_{01} - r_{02}} = \frac{D'_1 - D'_2 - r_{01} + r_{02}}{F'_1 - F'_2}, \quad (25)$$

где $D'_{1,2}, E'_{1,2}, F'_{1,2}$ – это коэффициенты D', E', F' , записанные для двух произвольных частот и для соответствующих двух значений амплитуды управляющего сигнала. Второе равенство в (25) обеспечивается при равенстве частотного качества сопротивления источника сигнала в режиме усиления K_0 и частотного качества узла $K_{у\text{н}}$ в виде ЦПП и цепи ОС с подключённым к его выходу сопротивлением нагрузки:

$$K_{у\text{н}} = K_0, \quad (26)$$

$$\text{где } K_0 = \frac{x_{01}}{x_{02}} + \frac{x_{02}}{x_{01}} + \frac{(r_{02} - r_{01})^2}{x_{01}x_{02}};$$

$$K_{у\text{н}} = \frac{(r_{11н1}r_{22н2} - r_{22н1}r_{11н2})^2 + (r_{11н2}x_{22н2} - r_{22н2}x_{11н1})^2 + (r_{11н1}x_{22н2} - r_{22н1}x_{11н2})^2 + (x_{11н1}x_{22н2} - x_{22н1}x_{11н2})^2}{(r_{11н1}x_{22н1} - r_{22н1}x_{11н1})(r_{11н2}x_{22н2} - r_{22н2}x_{11н2})};$$

$r_{11н1}, r_{22н1}, r_{11н2}, r_{22н2}, x_{11н1}, x_{22н1}, x_{11н2}, x_{22н2}$ – коэффициенты $r_{11н}, r_{22н}, x_{11н}, x_{22н}$ для двух произвольных частот и для соответствующих двух значений амплитуды управляющего сигнала; $r_{01}, r_{02}, x_{01}, x_{02}$ – сопротивления r_0, x_0 на двух произвольных частотах.

Алгоритм определения оптимальных значений сопротивлений резистивных двухполюсников типовых схем СРЧ остаётся прежним, но с применением (24)–(25). В случае использования цепи ОС, соединенной с ЦПП по параллельной, последовательно-параллельной и параллельно-последовательной схемам, алгоритм параметрического синтеза генераторов и частотных модуляторов подобен алгоритму, рассмотренному выше, при этом для расчетов вместо матриц сопротивлений Z используют матрицы проводимостей Y и смешанные матрицы H и F соответственно [8].

Общим свойством генераторов и частотных модуляторов является равенство нулю модулей знаменателей их передаточных функций на рабочих частотах. В режиме усиления частотные характеристики носят регенеративный характер: чем больше усиление, тем меньше полоса частот, и наоборот. Генераторы являются узкополосными устройствами, а частотные модуляторы – широкополосными. Для реализации многочастотного режима генерации необходимо использовать многоканальные делители мощности [12] с глубокой развязкой каналов. Представленные характеристики генераторов и частотных модуляторов являются типичными и для всех рассматриваемых в настоящей статье устройств.

Сравнение результатов математического моделирования в системе MathCAD (см. рис. 2, 5, 8, 9) и схемотехнического моделирования в системе OrCAD (см. рис. 3, 4, 6, 7) доказывает возможность использования разработанных моделей для проектирования исследуемых генераторов и частотных модуляторов. Авторами [13] показано, что схемотехническое моделирование эквивалентно проведению экспериментальных исследований макетов тех же схем.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Баскаков С. И.* Радиотехнические цепи и сигналы. М. : Высш. шк., 1988. 448 с.
2. *Гоноровский И. С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М. : Сов. радио, 1977. 512 с.
3. *Батушев В. А., Вениаминов В. Н., Мирошниченко А. И.* Электронные элементы военной техники связи. М. : Воениздат, 1984. 424 с.
4. *Головков А. А.* Синтез амплитудных и фазовых манипуляторов отраженного сигнала на резистивных элементах с сосредоточенными параметрами // Радиотехника и электроника. 1992. № 9. С. 1616–1622.
5. *Головков А. А.* Комплексированные радиоэлектронные устройства. М. : Радио и связь, 1996. 128 с.
6. *Kawakami S.* Figure of Merit Associated with a Variable Parameter One-Port for RF Switching and Modulation // IEEE Trans. 1965. Vol. 58, № 1. P. 320–328.
7. *Куликовский А. А.* Устойчивость активных линеаризованных цепей с усилительными приборами нового типа. М.; Л. : Госэнергоиздат, 1962. 192 с.
8. *Головков А. А., Димитренко В. Н., Ииутин Д. А.* Математическое и схемотехническое моделирование многочастотных генераторов и частотных модуляторов с реактивными согласующими четырёхполюсниками // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2013. Вып. 14 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Методические аспекты физического образования. С. 34–49.
9. *Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р.* Синтез четырехполюсников и многополюсников СВЧ. М. : Связь, 1971. 388 с.
10. *Смит Ф.* Круговые диаграммы в радиоэлектронике / пер. с англ. М. Н. Бергера, Б. Ю. Капилевича. М.: Связь, 1976. 142 с.
11. *Полак Э.* Численные методы оптимизации. М. : Мир, 1974. 386 с.
12. *Головков А.А., Чаплыгин А.А.* Адмитансные и энергетические соотношения квазинедиссипативных взаимных сумматоров и делителей мощности : в 2 ч. Ч.2. Многочастотные сумматоры и делители // Телекоммуникации. 2003. № 7. С. 16–20.
13. *Разевиг В. Д.* Применение программ P-CAD и Pspice для схемотехнического моделирования на ПЭВМ. Моделирование аналоговых устройств. М. : Радио и связь, 1992. 111 с.

**ДВЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ СЛУЧАЙНЫХ И ХАОТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
(К 80-летию со дня рождения профессора А. Ф. Голубенцева)**

В. М. Аникин

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : AnikinVM@info.sgu.ru

Дается краткий обзор направлений научных работ профессора Саратовского государственного университета Александра Федоровича Голубенцева в областях математического моделирования стохастических эмиссионных процессов и решения спектральных задач для эволюционных операторов хаотических отображений.

Ключевые слова: эмиссионная электроника, детерминированный хаос, статистические модели.

**Two Problems of the Theory of Random and Chaotic Processes
(to the 80th Anniversary of the Birth of Professor A. F. Goloubentsev)**

V. M. Anikin

A short review of contribution to the modeling of cold emission processes and solving spectral problem for evolution operator of deterministic discrete systems, that had been made by professor Alexander F. Goloubentsev (Saratov University) is given.

Key words: emission electronics, deterministic chaos, statistical models.

В июле 2013 г. исполнилось 80 лет со дня рождения доктора физико-математических наук профессора физического факультета Саратовского государственного университета Александра Федоровича Голубенцева (1933–2003 гг.). Он был одним из наиболее компетентных отечественных специалистов в области аналитического моделирования флуктуационных процессов различной природы, динамических стохастических и хаотических систем [1–4]. Данной тематике он посвятил 40 лет своей научной деятельности. Этот временной отрезок можно разделить (как по времени, так и содержанию) на два периода. Первый был связан с моделированием стохастических («истинно» случайных) процессов в электронных приборах, а второй, который пришелся на последнее десятилетие его жизни, – с изучением эволюционных, вероятностных и спектральных свойств дискретных динамических систем.

Научный стиль Александра Федоровича Голубенцева отличала приверженность к аналитическим методам, которыми он владел на высочайшем уровне. Ниже приводится перечень научных задач, решавшихся А. Ф. Голубенцевым в областях катодной автоэмиссионной электроники и решения спектральных задач для эволюционных операторов одномерных хаотических отображений.

Моделирование автоэмиссионных процессов

Одним из главных источников флуктуационных процессов в вакуумных электронных приборах являются флуктуации тока, порожденные случайным характером эмиссии электронов с катода и иными физическими процессами, протекающими на катоде (ионная бомбардировка, миграция атомов на поверхности и т. п.). В частности, в автоэлектронных (автоэмиссионных, холодных) катодах весьма критична пространственная и временная неоднородность работы выхода электронов с поверхности, обуславливающая и соответствующие флуктуации плотности тока. В работах А. Ф. Голубенцева и его учеников решалась задача установления связи между статистическими характеристиками разброса выходных (рабочих) параметров прибора со статистическими характеристиками вариации физических параметров, непосредственно определяющих условия электронного туннелирования. В контексте решения этой задачи были построены модели автоэмиссионных структур [5–8] и рассчитан спектр флуктуаций автоэмиссионного тока [9–22]. Учет этих результатов существенен при конструировании устройств на основе матричных и случайно неоднородных рельефных автоэмиссионных структур и прогнозировании их надежности.

Решение спектральных задач для эволюционного оператора хаотических отображений

Наиболее важной для математики и радиофизики проблемой в области детерминированного хаоса, которой уделял внимание Александр Федорович, было решение спектральных задач для ассоциированного с одномерными хаотическими отображениями линейного несамосопряженного оператора Перрона–Фробениуса. Оператор Перрона–Фробениуса в силу несамосопряженности является достаточно сложным математическим объектом, на что обращают специальное внимание профессиональные математики высокого уровня [23]. Сложность объекта накладывает отпечаток как на аналитические, так и на численные методы расчета собственных чисел и собственных функций оператора.

Первая попытка решения спектральной задачи для эволюционного оператора, названного впоследствии оператором Перрона–Фробениуса, принадлежит великому Карлу Фридриху Гауссу (он изучал динамическую систему теории чисел, которая была названа его именем [24, 25]). Поставленная им задача служила объектом интереса математиков на протяжении многих лет, и в России в двадцатом столетии решена член-корреспондентами АН СССР Р. О. Кузьминым (1891–1949 гг.) и К. И. Бабенко (1919–1987 гг.). Непосредственным же толчком для изысканий Александра Федоровича в области спектральных задач послужили публикации сотрудников бельгийско-американской научной школы во главе с Нобелевским лауреатом И. Р. Пригожиным (1917–2003 гг.).

В последнее время в радиофизическом аспекте (расцепление корреляций в динамических системах) эта проблема продолжает поддерживаться практически только в Саратовском государственном университете (СГУ). Логично в этой связи, что большинство полученных результатов было опубликовано в журнале «Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика», издаваемом СГУ. Главный идейный результат А. Ф. Голубенцева – сведение решения спектральной задачи к нахождению производящих функций для собственных функций оператора и к построению инвариантных функциональных подпространств для данного оператора [26–29]. Впоследствии для нахождения полиномиальных собственных функций оператора Перрона–Фробениуса был развит метод неопределенных коэффициентов. Получаемые решения в память об Александре Федоровиче вполне заслуживают наименования «полиномов Голубенцева» [30–36].

«Попутно» с решением спектральных задач А.Ф. Голубенцев нашел немало красивых математических «изюминок» и технических приемов для описания траекторных, вероятностных и спектральных характеристик хаотических отображений, в частности, с использованием полиномов Эйлера и Бернулли, эллиптических функций Якоби [37–52]. Приложения теории детерминированного хаоса к задачам криптографии рассмотрены в [53–55].

Ценной особенностью научных работ А.Ф. Голубенцева является нахождение аналитических решений рассматриваемых задач.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гуляев Ю. В., Сеницын Н. И., Аникин В. М. Александр Федорович Голубенцев (1933–2003) // Радиотехника. 2005. № 4 (Ученые России : Александр Федорович Голубенцев). С. 3–4.
2. Аникин В. М., Анищенко В. С., Байбурин В. Б., Бахтизин Р. З., Григорьев Ю. А., Гуляев Ю. В., Дашенков В. М., Жарков Ю. Д., Железковский Б. Е., Зайцев Б. Д., Ильин В. С., Казаков Г. Т., Коссович Л. Ю., Кошелев В. С., Кураев А. А., Лазерсон А. Г., Лебедев И. В., Нефедов И. С., Попов В. В., Салий И. Н., Сеницын Н. И., Солнцев В. А., Трубецков Д. И., Усанов Д. А., Филимонов Ю. А., Шаповалов А. С. Памяти Александра Федоровича Голубенцева // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49, № 3. С. 355–356.
3. Памяти Александра Федоровича Голубенцева (1933–2003) // Изв. Сарат. ун-та. Новая серия. Сер. Физика. 2003. Т. 3, вып. 2. С. 198–199.
4. Аникин В. М. Александр Федорович Голубенцев : эскиз к портрету // Вопросы прикладной физики : межвуз. науч. сб. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2004. Вып. 11 : Памяти А.Ф. Голубенцева / под ред. Ю. В. Гуляева, Н. И. Сеницына, В. М. Аникина. С. 6–20.
5. Голубенцев А. Ф., Аникин В. М., Денисов Ю. И. Статистический анализ рельефов, образованных системами моноориентированных нитевидных кристаллов и глобул // Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 1. С. 145–147.
6. Голубенцев А. Ф., Аникин В. М., Клименко В. Г. Статистические модели квазирегулярных радиофизических и оптических структур. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 1991. 116 с.
7. Аникин В. М. Статистическое описание автоэмиссионных катодов // Радиотехника. 2005. № 4. (Ученые России : Александр Федорович Голубенцев.). С. 26–30.
8. Goloubentsev A. F., Anikin V. M. Theoretical estimation of low-frequency noise of a semiconductor field emitter // Radiophysics and Quantum Electronics. 1993. Vol. 36, № 9. P. 658–660.
9. Golubentsev A. F., Anikin V. M. Markov models of emission distortions for matrix cathodes // Revue «Le Vide, les Couches Minces». Paris, 1994. Suppl. 271. P. 147–150.

10. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Statistical model of cathodes with limited emissive resource // The 8th Intern. Vacuum Microelectronics Conf. IVMC'95. Portland, Oregon, USA, July 30 – August 3, 1995 : Technical Digest. Portland, Oregon, 1995. P. 238–241.
11. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Theoretical modeling inhomogeneous field emission area // The 9th Intern. Vacuum Microelectronics Conference IVMC'96. St. Petersburg, Russia, July 1996 : Technical Digest. St. Petersburg, 1996. P. 102–106.
12. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Statistical Model of bistable fluctuations in field emission // The 10th Intern. Vacuum Microelectronics Conference IVMC'97. Kyongju, Korea, Aug. 17–21, 1997 : Technical Digest. Kyongju, Korea, 1997. P. 362–366.
13. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M., Sinitsyn N. I.* Potential of Markov emission models in estimation of fluctuations properties of FEA // The 2nd Intern. Vacuum Electron Sources Conf. IVESC'98. Tsukube, Japan, July 7–10, 1998 : Extended Abstracts. Tsukube, Japan, 1998. P. 201–203.
14. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Theoretical estimations of FEA's reliability // The 11th Intern. Vacuum Microelectronics Conf. IVMC'98. Asheville, North Carolina, USA. July 19–24, 1998 : Proceedings. Asheville, North Carolina, 1998. P. 21–22.
15. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* On the spectrum of fluctuations in the field emission // The Intern. University Conference «Electronics and Radiophysics of Ultra-High Frequencies» UHF'99. St. Petersburg, Russia. May 24–28, 1999 : Proceedings. St. Petersburg, 1999. P. 304–306.
16. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Models of instabilities in field emission // Material Research Society Spring Meeting'99. April 5-9, 1999, San Francisco, California, USA. Symposium C. Material Issues in Vacuum Microelectronics II : Book of Abstracts. San Francisco, California, 1999. P. 28.
17. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M.* Chaotic models of fluctuations in field emission // 2000 IEEE Intern. Vacuum Electron Sources Conference. Orlando, Florida, USA, July 10–13, 2000 : Technical Digest. Orlando, Florida, 2000. P. 22.
18. *Anikin V. M., Goloubentsev A. F.* Statistical models of fluctuation phenomena in field emission // Solid State Electronics. 2001. Vol. 45, № 6. P. 865–869.
19. *Голубенцев А. Ф., Аникин В. М.* Статистические модели эмиссионных флуктуаций и надежности автоэмиттерных систем // Радиотехника. 2003. № 2. С. 55–60.
20. *Anikin V. M., Barulina Yu. A., Goloubentsev A. F.* Regression equations modeling diffusion processes // Applied Surface Science. 15 June. 2003. Vol. 215, № 1–4. P. 185–190.
21. *Anikin V. M.* On statistical description of nonstationary emission processes // IEEE Intern. Vacuum Electronics Conf. held jointly with 2006 IEEE Intern. Vacuum Electron Sources Conf.. April 25–27, 2006, Monterey, California, USA : Proceedings. Monterey, California, 2006. P. 173–174.
22. *Аникин В. М.* IVESC в Саратове // Изв. Сарат. ун-та. Новая серия. Сер. Физика. 2007. Т. 7, вып. 1. С. 75–80.
23. *Бабенко К. И.* Основы численного анализа. М. : Наука, 1986. Гл. 9.
24. *Голубенцев А. Ф., Аникин В. М.* Евклид, Гаусс и детерминированный хаос // Изв. Сарат. ун-та. Новая серия. Сер. Физика. 2003. Т. 3, вып. 2. С. 166–176.
25. *Аникин В. М.* Отображение Гаусса : эволюционные и вероятностные свойства. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2007. 80 с.
26. *Голубенцев А. Ф., Аникин В. М., Аркадакский С. С.* О некоторых свойствах оператора Фробениуса–Перрона для сдвигов Бернулли // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2000. Т. 8, № 2. С. 67–73.
27. *Goloubentsev A. F., Anikin V. M., Arkadaksky S. S.* On the convergence of nonstationary solutions of the Frobenius – Perron equations to the invariant density // 2000 2nd Intern. Conference «Control of Oscillation and Chaos». St. Petersburg, Russia, July 5–7, 2000 : Proceedings : in 3 vols. St. Petersburg, 2000. Vol. 1. P. 142–143.
28. *Голубенцев А. Ф., Аникин В. М.* Инвариантные функциональные подпространства линейных эволюционных операторов хаотических отображений // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2005. Т. 13, № 1–2. С. 1–17.
29. *Аникин В. М., Голубенцев А. Ф.* Аналитические модели детерминированного хаоса / предисл. Д. И. Трубецкова. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007. 328 с.

30. Аникин В. М., Аркадакский С. С., Ремизов А. С. Аналитическое решение спектральной задачи для оператора Перрона–Фробениуса кусочно-линейных хаотических отображений // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2006. Т. 14, № 2. С. 16–34.
31. Аникин В. М., Аркадакский С. С., Ремизов А. С. Особенности решения спектральной задачи для оператора Перрона–Фробениуса, обусловленные критическим сочетанием параметров хаотического отображения // Теоретическая физика. 2007. Т. 8. С. 176–183.
32. Аникин В. М., Аркадакский С. С., Ремизов А. С., Купцов С. Н., Василенко Л. П. Определение инвариантной плотности отображения Реньи на основе Гауссова подхода // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2008. Т. 16, № 6. С. 46–56.
33. Аникин В. М., Аркадакский С. С., Купцов С. Н., Ремизов А. С., Василенко Л. П. О показателе Ляпунова для хаотических одномерных отображений с равномерным инвариантным распределением // Изв. РАН. Сер. физическая. 2008. Т. 72, № 12. С. 1800–1804.
34. Аникин В. М., Аркадакский С. С., Купцов С. Н., Ремизов А. С. Классификация хаотических моделей малоразмерной нелинейной динамики // Там же. 2009. Т. 73, № 12. С. 1790–1792.
35. Аникин В. М. Спектральные задачи для оператора Перрона–Фробениуса // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2009. Т. 17, № 4. С. 61–74.
36. Аникин В. М., Аркадакский С. С., Ремизов А. С., Купцов С. Н., Василенко Л. П. Релаксационные свойства хаотических динамических систем // Изв. РАН. Сер. физическая. 2009. Т. 73, № 12. С. 1739–1744.
37. Goloubentsev A. F., Anikin V. M. The explicit solutions of Frobenius–Perron equation for the chaotic infinite maps // Int. J. Bifurcation and Chaos. 1998. Vol. 8, № 5. P. 1049–1051.
38. Голубенцев А. Ф., Аникин В. М., Богомолов А. В. Хаотические генераторы биологических ритмов // Медицинская радиоэлектроника. 2000. № 2. С. 38–41.
39. Голубенцев А. Ф., Аникин В. М. Специальные функции в теории детерминированного хаоса // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2000. Т. 8, № 3. С. 50–58.
40. Goloubentsev A. F., Anikin V. M., Arkadaksky S. S. Ergodic maps with Lyapunov exponent equal to zero // 2nd Intern. Conf. Control of Oscillation and Chaos. St. Petersburg, Russia, July 5–7, 2000 : Proceedings : in 3 vols. St. Petersburg, 2000. Vol. 1. P. 44–47.
41. Goloubentsev A. F., Anikin V. M., Noyanova S. A. Two-Dimensional Ergodic Maps : New Examples // Ibid. P. 144–145.
42. Голубенцев А. Ф., Аникин В. М., Барулина Ю. А. Вероятностное описание хаотических генераторов биологических ритмов // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2002. № 1. С. 39–42.
43. Goloubentsev A. F., Anikin V. M., Barulina Y. A. Difference scheme with instant transition from order to chaos // Intern. Conf. Physics and Control-2003. St. Petersburg, Russia, August 20–22, 2003 : Proceedings. St. Petersburg, 2003. P. 446–451.
44. Goloubentsev A. F., Anikin V. M., Barulina Y. A. Chaotic maps generating white noise // Ibid. P. 452–455.
45. Goloubentsev A. F., Anikin V. M., Noyanova S. A., Barulina Y. A. Baker transformation as autoregression system // Ibid. P. 654–656.
46. Goloubentsev A. F., Anikin V. M. Analysis of biological chaotic rhythms // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5330. P. 167–177.
47. Голубенцев А. Ф., Аникин В. М., Ноянова С. А. Модификации отображения пекаря : особенности асимптотического поведения // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2004. Т. 12, № 3. С. 45–57.
48. Голубенцев А. Ф., Аникин В. М. О хаотической модели ранней эволюции Вселенной // Радиотехника. 2005. № 4. (Ученые России : Александр Федорович Голубенцев.). С. 50–55.

49. *Аникин В. М., Ноянова С. А.* Двумерные хаотические отображения // Там же. С. 63–70.
50. *Аникин В. М., Аркадакский С. С.* Кусочно-линейные отображения с неравномерным инвариантным распределением // Там же. С. 78–85.
51. *Anikin V. M., Arkadaksky S. S., Remizov A. S.* Operator description of maps providing chaotic rhythms // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5696. P. 144–150.
52. *Anikin V. M., Arkadaksky S. S., Remizov A. S.* Variations of piece-wise liner 1D one-parameter chaotic map // Ibid. 2007. Vol. 6419. P. 7.
53. *Аникин В. М., Чебаненко С. В.* Аналитический расчет корреляционных функций дискретных хаотических сигналов // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2010. Вып. 8 : Гетеромагнитная микро- и нанoeлектроника. Системы информационной безопасности. Прикладные аспекты. С. 103–109.
54. *Аникин В. М., Чебаненко С. В.* Хаотические отображения и кодирование информации : модификации исторически первого алгоритма // Там же. 2011. Вып. 9 : Магнитоэлектроника. Микро- и наноструктуры. Прикладные аспекты. Проблемы физического образования. С. 81–95.
55. *Аникин В. М., Ноянова С. А., Чебаненко С. В.* Кодирование информации на базе отображения пекаря // Там же. 2012. Вып. 12 : Гетеромагнитная микро- и нанoeлектроника. Методические аспекты физического образования. Экономика в промышленности. С. 52–60.

УДК 621.382

ПОЛУЧЕНИЕ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ НА ПЛЕНКАХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ ЛОКАЛЬНОГО АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ АТОМНО-СИЛОВЫМ МИКРОСКОПОМ

**А. Ю. Павлова, Ю. В. Хивинцев, А. А. Захаров*,
Ю. А. Филимонов, N. Tiercelin**, P. Pernod****

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
Россия, 410019, Саратов, Зеленая, 38
E-mail : anastasia.pavlova.1988@gmail.com

*Саратовский государственный технический университет
Россия, 410054, Саратов, Политехническая, 77
E-mail : zaharov@sstu.ru

**Ecole centrale de Lille
France, 59651, Villeneuve d'Ascq, Cité Scientifique
E-mail : nicolas.tiercelin@iemn.univ-lille1.fr

С помощью метода локального анодного окисления атомно-силовым микроскопом были созданы наноразмерные оксидные барьеры по ширине микрополосок из пленок Ni и FeCo. Четырехзондовым методом были измерены вольтамперные характеристики оксидных наноструктур, которые демонстрировали свойства туннельных переходов.

Ключевые слова: атомно-силовой микроскоп, локальное анодное окисление, туннельный переход.

Fabrication of Tunnel Junctions on Ferromagnetic thin Films by Atomic Force Microscope Local Anodic Oxidation

A. Yu. Pavlova, Yu. V. Khivintsev, A. A. Zaharov,
Yu. A. Filimonov, N. Tiercelin, P. Pernod

Atomic force microscope local anodic oxidation method was used for fabrication of nanometerscaled oxide lines through microstripes of Ni and FeCo. Current-voltage characteristics of fabricated oxide nanostructures, measured by four-probe technique, showed tunnel junction behavior.

Key words: atomic force microscope, local anodic oxidation, tunnel junction.

Интерес к методам формирования наноструктур связан, прежде всего, с разработкой устройств наноэлектроники. Одним из таких методов является сканирующая зондовая литография (СЗЛ), в основе которой лежит модификация материала с помощью зонда сканирующего зондового микроскопа [1].

Одной из разновидностей СЗЛ является локальное анодное окисление (ЛАО), возможность которого была впервые продемонстрирована в [2]. Особенность ЛАО заключается в стимулировании химической реакции окисления материала подложки при подаче напряжения между зондом и подложкой. Химическая реакция протекает непосредственно под зондом микроскопа, что позволяет получать оксидные структуры шириной несколько сотен нанометров и менее. Поскольку в результате окисления меняются физические свойства материала, в частности электропроводность, то, воздействуя с помощью ЛАО на металлические и полупроводниковые пленки, можно создавать планарные электронные устройства [3–5]. Применительно к пленкам ферромагнитных металлов метод ЛАО, например, может быть использован для формирования планарных магнитных туннельных переходов (МТП) [6].

Отметим, что магнитные туннельные переходы «ферромагнитный металл–диэлектрик–ферромагнитный металл» (ФМДФМ) демонстрируют высокое магнитосопротивление вследствие спин-поляризованного туннелирования и поэтому представляют практический интерес с точки зрения создания устройств магниторезистивной памяти, датчиков магнитного поля и других устройств спинтроники [7]. В настоящее время наибольшее распространение получила технология, при которой такие МТП формируются за счет создания слоистых структур из различных материалов. Между тем возможности ЛАО также могут представлять существенный интерес с точки зрения создания планарных МТП. При этом ЛАО позволяет уменьшить площадь туннельного перехода, что открывает возможности для реализации одноэлектронного туннелирования [8]. Кроме того, геометрия планарных переходов, формируемых с помощью ЛАО, дает возможность для изготовления дополнительных электродов, обеспечивающих управление характеристиками МТП [8].

На данный момент возможности ЛАО по созданию МТП наиболее подробно изучены применительно к пленкам Ni [6, 8]. Проводились также эксперименты с пленками NiFe [8]. Целью данной работы является изготовление и исследование туннельных переходов на основе тонких ферромагнитных пленок Ni и FeCo.

Отметим, что ранее [9] проводился сравнительный анализ режимов ЛАО для пленок FeCo и Ni. Было, в частности, показано, что окисление пленок FeCo начинается при меньших напряжениях на кантилере по сравнению с пленками Ni. Однако исследование вольтамперных характеристик (ВАХ) планарных туннельных структур на основе пленок FeCo в работе [9] не проводилось.

Авторами были исследованы микрополоски Ni и FeCo толщиной $d \approx 3$ нм и шириной $D \approx 2-4$ мкм, полученные с помощью магнетронного распыления и фотолитографии на стеклянной подложке (рис. 1). Оксидные наноструктуры создавались с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) MultiMode в полуконтактном режиме при влажности воздуха 75%.

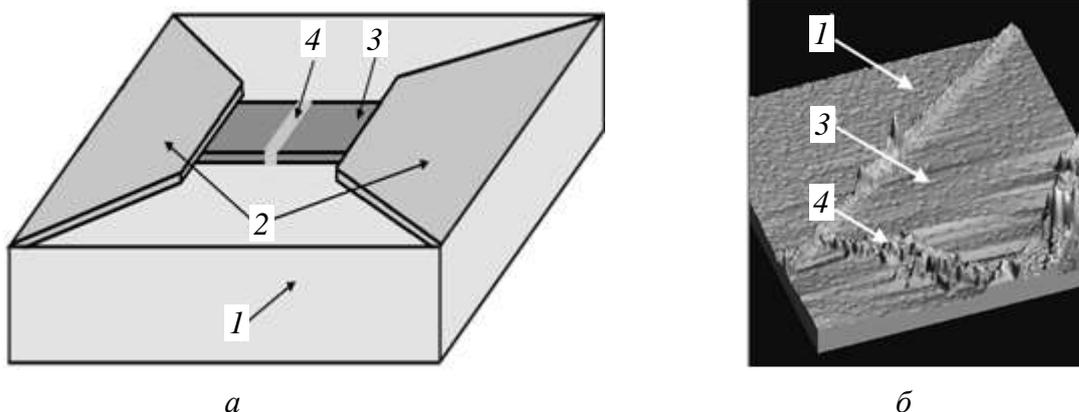


Рис. 1. Геометрия образцов для окисления (а) и АСМ-изображение магнитной микрополоски после ЛАО (б): 1 – стеклянная подложка; 2 – контактные площадки из Au; 3 – магнитная микрополоска; 4 – линия окисла

Для получения туннельных барьеров в микрополосках на основе пленок FeCo использовался проводящий кантилевер ANSCM-PA компании AppNano с платиново-иридиевым покрытием, радиусом закругления острия 30 нм, собственной частотой ≈ 300 кГц и жесткостью 10 Н/м. Однако использование данного кантилевера для окисления пленок Ni оказалось неэффективным, что, возможно, связано с гидрофобностью поверхности никеля из-за окисления на атмосфере. По этой причине водный мостик между зондом и пленкой, необходимый для проведения ЛАО, может быть неустойчив. Более стабильные результаты окисления Ni получались при использовании кантилевера без покрытия HYDRA2R-50N компании AppNano с радиусом острия 10–30 нм, собственной частотой ≈ 260 кГц и жесткостью 32 Н/м. При этом оказалось, что для получения однородных оксидных структур на пленках как Ni, так и FeCo скорость передвижения зонда по поверхности пленки V_{xy} должна принимать значения $V_{xy} \approx 0,01$ мкм/с. Для формирования высоты h оксидной наноструктуры, сопоставимой с толщиной d ферромагнитных пленок Ni и FeCo ($h \approx d$), требовалась подача напряжения U между зондом и пленкой $U^{\text{Ni}} \approx -12$ В и $U^{\text{FeCo}} \approx -9$ В соответственно. При выбранных параметрах (табл. 1) высота окисла h оказывалась близкой к толщине пленок d , что, как правило, означает формирование туннельного барьера на всю толщину пленки d [8].

Параметры проведения ЛАО

Материал пленки	V_{xy} , мкм/с	U , В	Относительная влажность окружающего воздуха, %	Тип кантилевера
Ni	0,01	-12	75	HYDRA2R-50N
FeCo		-9		ANSCM-PA

Отметим, что условие $h \approx d$ для пленок Ni достигается при более высоких напряжениях, чем для пленок FeCo ($U^{\text{Ni}} > U^{\text{FeCo}}$). Это согласуется с результатами определения пороговых напряжений U_{th} формирования оксидных наноструктур для Ni и CoFe ($U_{th}^{\text{Ni}} > U_{th}^{\text{CoFe}}$) [9].

АСМ-изображение поверхности пленки с линией окисла приведено на рис. 1, б. В месте прохода зонда формируется оксидная полоска высотой $h \approx 10$ нм и шириной $w \approx 300\text{--}500$ нм. Для определения влияния оксидной полоски на сопротивление всей микрополоски сравнивались ВАХ до и после проведения ЛАО (рис. 2). Вольт-амперные характеристики микрополосок до окисления имели типичный для металлов линейный вид (см. вставку на рис. 2).

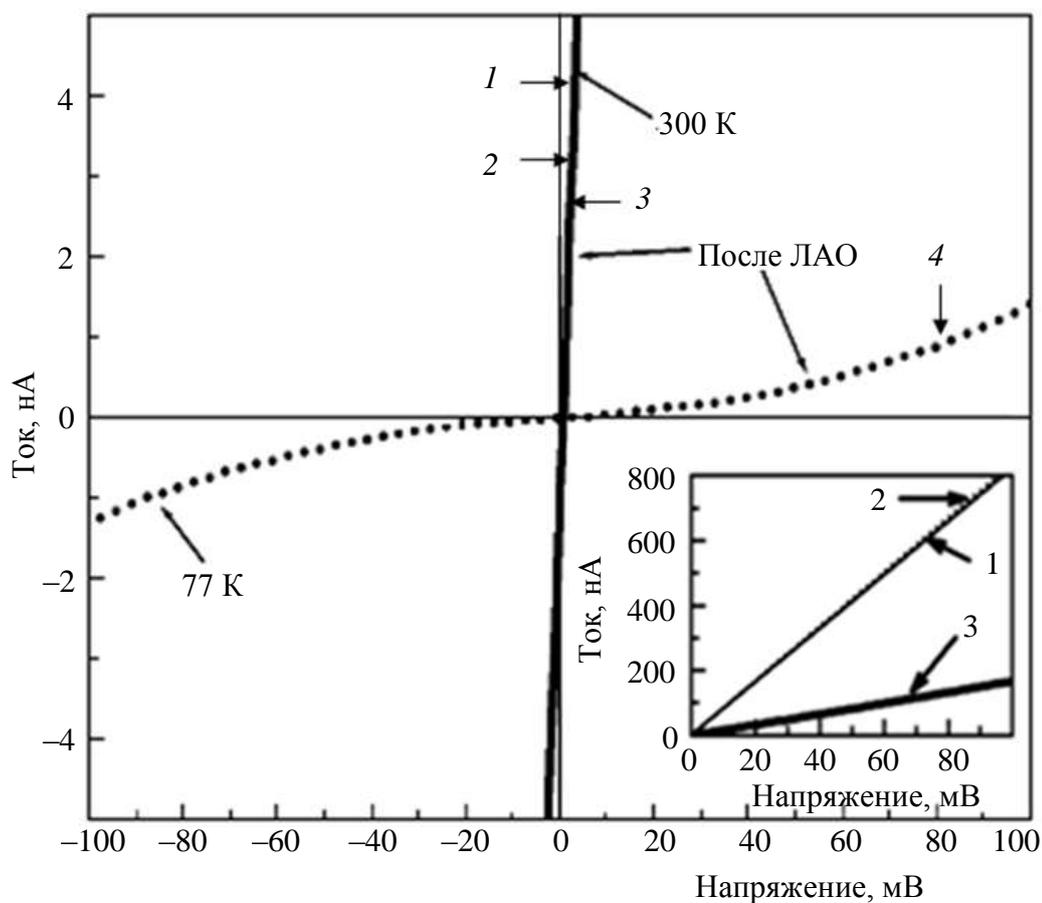


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики микрополосок FeCo до (тонкие линии 1 и 2) и после (3 и 4) ЛАО, измеренные при температурах 300 К (1 и 3) и 77 К (3 и 4). На вставке показаны зависимости 1, 2 и 3 с тем, чтобы подчеркнуть металлический характер проводимости в структурах до ЛАО и увеличение сопротивления после ЛАО

При понижении температуры до 77 К сопротивление микрополосок снижалось. После ЛАО сопротивление микрополосок, измеренное при комнатной температуре, возрастало по сравнению с сопротивлением до окисления: для Ni в 20 раз, для FeCo в 5 раз. Кроме того, при понижении температуры сопротивление увеличивалось и ВАХ становились нелинейными, что характерно при формировании туннельных переходов [6]. Указанные особенности продемонстрированы на рис. 2 на примере микрополоски FeCo.

Для проведения сравнительного анализа степени нелинейности ВАХ оксидных наноструктур ФМДФМ на пленках Ni и FeCo воспользуемся по аналогии с [6] сравнением коэффициентов нелинейности α ВАХ, вычисляемых по формуле [10]

$$\alpha = \frac{d \log I}{d \log V} = \frac{V}{I} \cdot \frac{dI}{dV}. \quad (1)$$

Рассчитанные с помощью (1) значения α для ВАХ всех микрополосок до и после окисления приведены в табл. 2. Видно, что до проведения окисления ВАХ всех микрополосок были линейными, так как α был равен 1 при обоих значениях температуры. После проведения ЛАО степень нелинейности всех ВАХ с уменьшением температуры увеличивается.

Таблица 2

Коэффициенты нелинейности α для ВАХ микрополосок до и после окисления при различных температурах

Коэффициент нелинейности	Ni		FeCo	
	$T = 300$ К	$T = 77$ К	$T = 300$ К	$T = 77$ К
До окисления	1	1	1	1
После окисления	1,3	1,6	1	1,6

Таким образом, в ходе данной работы исследовано ЛАО микрополосок Ni и FeCo. Впервые продемонстрирована возможность использования ЛАО для создания туннельных переходов на основе пленок FeCo. Показано, что при криогенных температурах такие туннельные структуры по коэффициенту нелинейности ВАХ не уступают структурам на основе Ni.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-07-000233, 11-07-12081 и 12-07-90010) и проекта Правительства России для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (проект 11.G34.31.0030).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Xie X. N., Chung H. J., Sow C. H., Wee A. T. S. Nanoscale materials patterning and engineering by atomic force microscopy nanolithography // *Materials Science and Engineering*. 2006. № 54. P. 1–48.
2. Dagata J. A., Schneir J., Harary H. H., Evans C. J., Postek M. T., Bennett J. Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanningtunneling microscope operating in air // *Appl. Phys. Lett.* 1990. Vol. 56. P. 2001–2003.
3. Dubois E., Bubbendorff J.-L. Nanometer scale lithography on silicon, titanium and PMMA resist using scanning probe microscopy // *Solid-State Electronics*. 1999. № 43. P. 1085–1089.
4. Keyser U. F., Schumacher H. W., Zeitler U., Haug R. J. Fabrication of a single-electron transistor by current-controlled local oxidation of a two-dimensional electron system // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 76, № 4. P. 457–459.
5. Tsai J. T. H., Lee B. H. B., Yang M. S. Fabrication of ZnO thin film transistors by atomic force microscopy nanolithography through zinc thin films // *Phys. Rev. B*. 2009. Vol. 80, № 24. P. 1–4.
6. Shirakashi J., Takemura Y. SPM fabrication of nanometerscale ferromagnetic metal-oxide devices // *J. Magn. Magn. Mater.* 2004. Vol. 272–276. P. 1581–1583.
7. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // *УФН*. 2008. Т. 178, № 12. С. 1336–1348.
8. Takemura Y., Shirakashi J. AFM lithography for fabrication of magnetic nanostructures and devices // *J. Magn. Magn. Mater.* 2006. Vol. 304. P. 19–22.
9. Takemura Y., Kidaka S., Watanabe K., Nasu Y., Yamada T., Shirakashi J. Applied voltage dependence of nano-oxidation of ferromagnetic thin films using atomic force microscope // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93. P. 7346–7348.
10. Тагиев Б. Г., Тагиев О. В., Асадуллаева С. Г. Вольт-амперные характеристики поликристаллов соединения $ZnGa_2Se_4$ // *Физика и техника полупроводников*. 2011. Т. 45, № 1. С. 53–56.

УДК 621.372.852 :621.318.134.029.64

ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

М. А. Морозова, А. Ю. Шараевская

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83

E-mail : maluginama@yandex.ru, upark@inbox.ru

Получено дисперсионное уравнение для магнитостатической волны, распространяющейся в ферромагнитной структуре в виде двух магنونных кристаллов, разделённых диэлектрическим слоем. Выявлены основные особенности запрещённых зон в такой структуре по сравнению с одиночным магنونным кристаллом и показана возможность управления характеристиками этих зон при изменении параметров структуры.

Ключевые слова: магنونный кристалл, магнитостатическая волна, дисперсионная характеристика, запрещенная зона.

Dispersion Characteristics of Magnetostatic Waves in Bounded Magnon Crystals

M. A. Morozova, A. U. Sharaevskaya

The dispersion equation was found for propagating magnetostatic wave in a ferromagnetic structure in the form of two separating by dielectric layer magnon crystals. The main features of band gaps in this structure were showed up, as comparison with the single-magnon crystal and presented possibility of controlling characteristics of these band gaps by changing parameters of the structure.

Key words: magnon crystal, magnetostatic wave, dispersion characteristic, band gap.

В настоящее время большой интерес вызывает получение на основе магнитных плёнок магнонных кристаллов (МК), подобных фотонным [1, 2]. В таких кристаллах распространяются спиновые волны (магноны). МК имеют определенные преимущества по сравнению с фотонными кристаллами: возможность управления запрещенной зоной внешним магнитным полем; создание кристаллов в СВЧ-диапазоне размером порядка нескольких миллиметров; использование планарной технологии и др. [3–5]. Интерес к периодическим структурам на основе ферромагнитных пленок связан с тем, что они могут использоваться для разработки перестраиваемых магнитным полем устройств обработки информации в СВЧ-диапазоне [6–7].

Принципиальной особенностью периодических структур является наличие брэгговских резонансов, возникающих за счёт взаимодействия прямых и встречных волн при выполнении условия [3, 4]:

$$k_B^n = \frac{2\pi}{\lambda_n} = \frac{(2n-1)\pi}{L} \quad n = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots$$

где k_B^n и λ_n – брэгговские постоянная распространения и длина волны; L – период структуры. В этом случае брэгговская частота определяется соотношением $\omega_B^n = k_B^n V_\phi$, где V_ϕ – фазовая скорость волны в структуре.

Необходимо отметить, что несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию МК, в них рассматриваются одиночные структуры. Однако в радиофизике в настоящее время широкое применение находят связанные структуры, причём наибольшие успехи в этом направлении достигнуты в оптике фотонных кристаллов [1, 2].

Настоящая работа посвящена исследованию характеристик ферромагнитных периодических структур, представляющих собой два связанных одномерных МК, разделенных диэлектрическим слоем, при возбуждении в них магнитостатических волн (МСВ). Важной особенностью связанных структур является возбуждение на одной частоте двух нормальных мод – быстрой и медленной волн с различными групповыми и фазовыми скоростями [8,9]. В этом случае поведение дисперсионных характеристик в связанных МК будет определяться связью не только между прямой и встречной волной, но и между ферромагнитными пленками, что существенно расширяет возможности управления характеристиками запрещенных зон в таких структурах.

Модель структуры и система волновых уравнений

Исследуемая структура представляет собой два одинаковых одномерных МК, разделенных диэлектрическим слоем толщиной D , как показано на рис. 1.

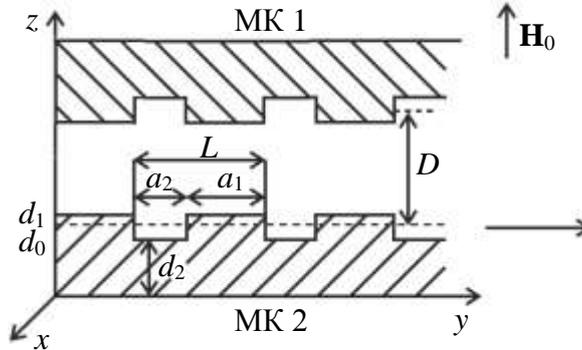


Рис. 1. Структура из двух одномерных МК, разделённых диэлектрическим слоем

Каждый из связанных магнетонных кристаллов, в свою очередь, представляет собой ферромагнитную пленку с намагниченностью насыщения M_0 , на поверхности которой нанесены неоднородности в виде канавок. Толщина исходной пленки d_1 , эффективная толщина пленки d_0 , глубина канавки $\Delta d = d_1 - d_2$, её ширина $a_2 = L - a_1$, период структуры L .

Предположим, что в направлении осей x и y структура бесконечна. Постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 приложено перпендикулярно к поверхности пленки, и его величина выбрана таким образом, чтобы в пленке в направлении оси y распространялась прямая объёмная МСВ (ПОМСВ) [8].

Используя уравнение движения для высокочастотных составляющих намагниченности m_1 и m_2 , уравнения для магнитостатического потенциала в каждой плёнке, а также соответствующие граничные условия на границах ферромагнитных слоёв и диэлектрика в длинноволновом приближении ($kd \ll 1$), можно получить следующую систему волновых уравнений [9]:

$$\frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t^2} + \omega_H^2 m_{1,2} - \frac{d}{2k} \omega_H \omega_M \frac{\partial^2}{\partial y^2} (m_{1,2} + K m_{2,1}) = 0, \quad (1)$$

где $m_{1,2} = m_{x_{1,2}}/M_0$ – безразмерные составляющие намагниченности; $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$; $\omega_H = \gamma H_0$; γ – гиромагнитное соотношение; d – толщина однородной плёнки; k – волновое число МСВ; $K = \exp(-kD)$ – коэффициент, определяющий электродинамическую связь по ВЧ-полю одного слоя с другим [8]. При $K = 0$ в длинноволновом приближении дисперсионное соотношение, получаемое из (1), для ПОМСВ в каждой плёнке имеет вид [8]

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_M \omega_H \frac{kd}{2}. \quad (2)$$

Если плёнка является периодической структурой, то толщина пленки d в уравнениях (1) и в соотношении (2) является периодически меняющейся величиной, которая может быть представлена как $d = d_2 + \delta(y)$, где

$$\delta(y) = \delta(y + L) = \begin{cases} \Delta d = d_1 - d_2, & \text{при } 0 \leq y \leq a_1, \\ 0, & \text{при } a_1 \leq y \leq L. \end{cases}$$

Раскладывая $\delta(y)$ в ряд Фурье и ограничиваясь членами разложения с $n = 0, \pm 1$, последнее соотношение можно представить в виде [10]

$$d = d_0 \left[1 + \delta d \cos\left(\frac{2\pi}{L} y\right) \right], \quad (3)$$

где $\delta d = \frac{2\Delta d}{\pi d_0} \sin\left(\frac{\pi a_1}{L}\right)$; $d_0 = d_2 + \frac{\Delta d a_1}{L} = d_2 + \frac{(d_1 - d_2)a_1}{L} = d_1 \frac{a_1}{L} + d_2 \left(1 - \frac{a_1}{L}\right)$.

Для получения дисперсионного соотношения для структуры, состоящей из двух связанных МК, воспользуемся приближением связанных волн [2]. С учётом того, что в окрестности первого брэгговского резонанса ($k_B^1 = k_B = \pi/L$) взаимодействуют нулевая гармоника прямой волны и «-1» гармоника встречной волны, представим распределение переменной намагниченности в каждой плёнке вблизи запрещенной зоны в виде суммы прямой (падающей) и встречной (отраженной) волн. В этом случае решение системы (1) можно задать в следующем виде:

$$m_{1,2} = A_{1,2} e^{j(\omega t - k_0 y)} + B_{1,2} e^{j(\omega t - k_{-1} y)}, \quad (4)$$

где $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ – амплитуды прямой и встречной волн соответственно; k_0 – постоянная распространения нулевой гармоники; $k_{-1} = \frac{2\pi}{L} - k_0$.

Подставляя (4) в волновые уравнения (1) с учётом (3) и выделяя члены при экспонентах в одинаковых степенях, можно получить систему алгебраических уравнений для амплитуд огибающих прямых и встречных волн в виде

$$\begin{cases} (-\omega^2 + \omega_H^2 + \omega_M \omega_H \frac{k_0 d_0}{2} (A_{1,2} + K A_{2,1})) + \omega_M \omega_H \frac{\delta d}{2} \frac{k_{-1}^2 d_0}{k_0} (B_{1,2} + K B_{2,1}) = 0, \\ (-\omega^2 + \omega_H^2 + \omega_M \omega_H \frac{k_{-1} d_0}{2} (A_{2,1} + K A_{1,2})) + \omega_M \omega_H \frac{\delta d}{2} \frac{k_0^2 d_0}{k - 1} (B_{2,1} + K B_{1,2}) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Из условия совместности системы уравнений (5) получаем дисперсионное соотношение для двух связанных МК, решение которого можно записать в виде двух соотношений:

$$\begin{aligned}\omega_1^2 &= \omega_H^2 + \beta(1+K)(k_B \pm 4b), \\ \omega_2^2 &= \omega_H^2 + \beta(1-K)(k_B \pm 4b),\end{aligned}\quad (6)$$

где $\beta = \frac{\omega_M \omega_H d_0}{2}$; $b = \sqrt{2 + (2 - \frac{\delta d^2}{2})(\frac{k^2}{k_B^2} - \frac{2k}{k_B})}$; $k_B = \frac{\pi}{L}$ и в (6) введено переобозначение $k_0 = k$.

При $K = 0$ и $\delta d = 0$ из (6) получаем дисперсионное соотношение (2), а при $K = 0$ и $\delta d \neq 0$ приходим к дисперсионному соотношению для одиночного МК [10]:

$$\left(\omega_H^2 - \omega^2 + \frac{\omega_M \omega_H}{2} k d_0\right) \left(\omega_H^2 - \omega^2 - \frac{\omega_M \omega_H}{2} (k - \frac{2\pi}{L}) d_0\right) + \frac{\omega_M^2 \omega_H^2}{16} d_0^2 \delta d^2 k \left(k - \frac{2\pi}{L}\right) = 0. \quad (7)$$

Результаты расчёта дисперсионных характеристик

На диаграмме (рис. 2) представлены результаты расчёта $\text{Re}(k)$ и $\text{Im}(k)$ как функций частоты ω , построенные по соотношениям (6). Зависимости $\text{Re}(k)$ от ω (сплошные линии на рис.2) соответствуют дисперсионным характеристикам МСВ для быстрой и медленной волн, а огибающие закрашенных областей на этом рисунке – значениям $\text{Im}(k)$, определяющим постоянные затухания волны. Здесь и далее расчеты проводились при следующих параметрах структуры: $\omega_M = 2\pi \cdot 4,9$ ГГц, $\omega_H = 2\pi \cdot 2,45$ ГГц, $d_1 = 7$ мкм, $d_2 = 4$ мкм, $d_0 = 5,5$ мкм, $a_{1,2} = 50$ мкм, $L = 100$ мкм.

В случае связанных однородных плёнок ($\delta d = 0$) дисперсионная кривая, соответствующая одиночной однородной пленке, расщепляется на две, соответствующие быстрой и медленной волнам – нормальным модам связанной структуры (пунктирные кривые на рис. 2, а). Если плёнка представляет собой периодическую структуру, то возникают встречные быстрые и медленные волны. На частотах фазового синхронизма взаимодействие быстрых прямой и встречной волн, а также медленных прямой и встречной волн приводит к формированию запрещенных зон (полос непропускания, где $\text{Im}(k) \neq 0$). Как видно из рис. 2, а ($\delta d \neq 0$), имеет место формирование двух запрещенных зон, причём высокочастотная запрещенная зона (центральная частота запрещенной зоны $\omega_{1B} > \omega_B$, где ω_B – частота брэгговского резонанса в одиночном МК) формируется за счёт взаимодействия прямой и встречной быстрых волн, а низкочастотная (центральная частота запрещенной зоны $\omega_{2B} > \omega_B$) – за счёт взаимодействия прямой и встречной медленных волн. Для частот, лежащих внутри запрещённых зон, волновые числа являются комплексными величинами. Дисперсионные характеристики при двух значениях коэффициента связи $K = 0$ и $K \neq 0$ между МК показаны на рис. 2, б. Пунктирные кривые на этом рисунке соответствуют одиночному МК, в котором формируется одна запрещенная зона на частоте первого брэгговского резонанса при $k = k_B = \pi/L$ и $\omega = \omega_B$.

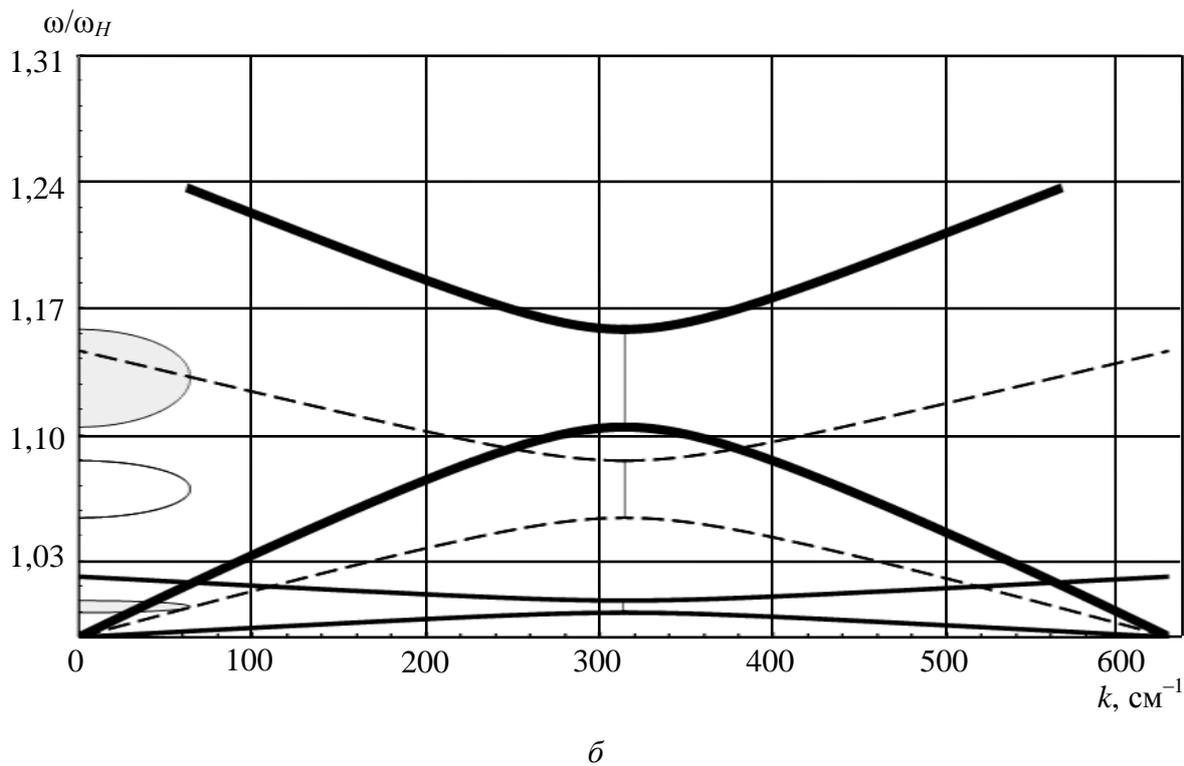
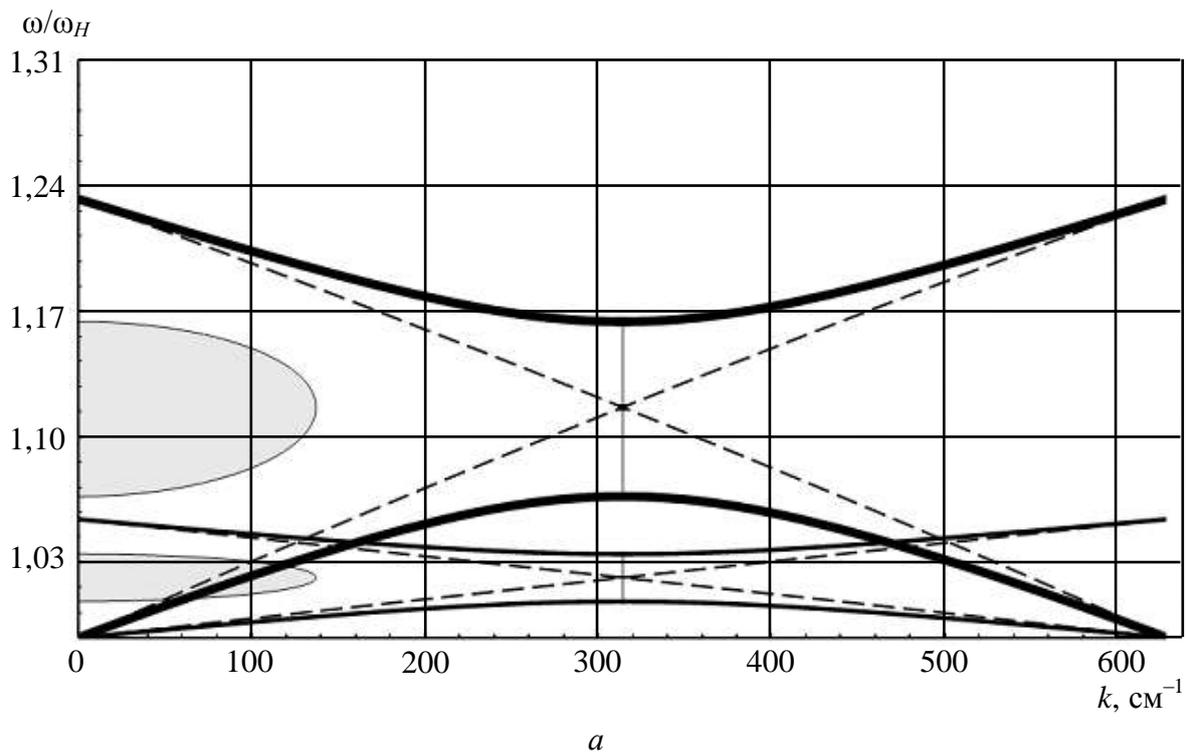


Рис. 2. Дисперсионные характеристики МСВ (для быстрой волны – толстые линии, для медленной – тонкие линии) в структуре двух связанных МК: $a - \delta d = 0,8$ и $K = 0,6$; $b - \delta d = 0,4$ и $K = 0,8$. Закрашенные участки соответствуют областям затухания МСВ. Дисперсионные характеристики в виде пунктирных линий соответствуют предельным случаям: $a - \delta d = 0$; $b - K = 0$

Характеристики запрещённых зон в зависимости от изменения параметров структуры (коэффициентов связи K и δd) приведены на рис. 3.

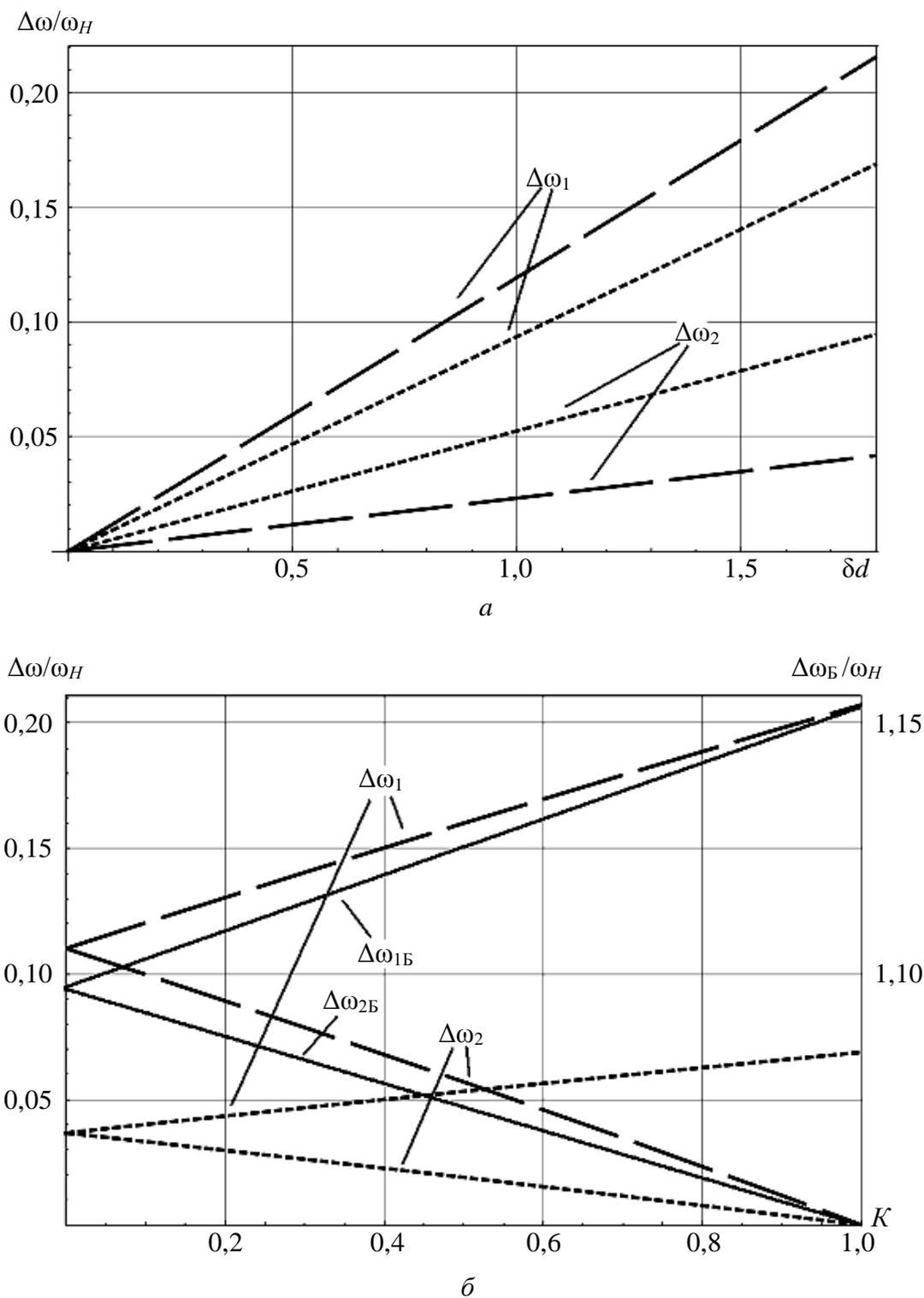


Рис. 3. Зависимость ширины запрещённых зон от параметров структуры ($\Delta\omega_1$ – для быстрой волны, $\Delta\omega_2$ – для медленной волны): a – от параметра δd при $K = 0,3$ (пунктирные прямые с короткими штрихами), при $K = 0,7$ (с длинными штрихами); b – от параметра K при $\delta d = 0,5$ (пунктирные прямые с короткими штрихами) и $\delta d = 1,5$ (с длинными штрихами). Сплошными линиями показаны зависимости центральных частот запрещенных зон ($\Delta\omega_{Б1}$ – для быстрой волны, $\Delta\omega_{Б2}$ – для медленной) от K

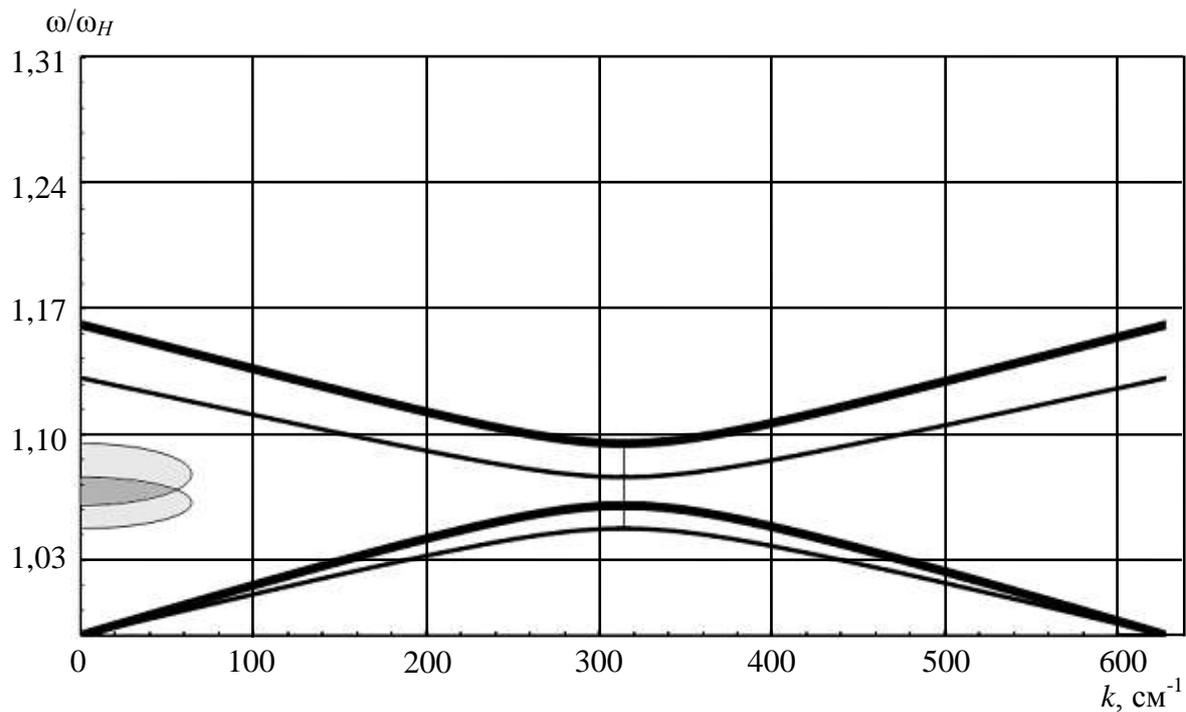
Видно (см. рис. 3, *a*), что с увеличением связи между прямой и встречной волнами, которая характеризуется параметром δd , ширина запрещенных зон увеличивается. При увеличении коэффициента связи K низкочастотная запрещенная зона сдвигается вниз по частоте и сужается, а высокочастотная запрещенная зона сдвигается вверх по частоте и расширяется (см. рис. 3, *б*). Между запрещенными зонами находится полоса пропускания для быстрой и медленной волн, ширина которой растёт с увеличением связи. Видно, что в пределе $K \rightarrow 1$ ширина низкочастотной зоны $\Delta\omega_2 \rightarrow 0$, а центральная частота этой зоны стремится к нижней границе полосы пропускания ПОМСВ $\omega_{2Б} \rightarrow \omega_H$. Такая динамика имеет место независимо от первоначальной ширины зоны (при $K = 0$), которая, как видно из рис. 3, *б*, определяется значением δd . Таким образом, при $K = 1$ остается одна запрещенная зона, и такую структуру можно рассматривать как другой МК, который имеет большую эффективную толщину d_0^H и периодические полости, расположенные внутри структуры. Для такого МК брэгговская частота и ширина запрещенной зоны будут больше, чем для исходных МК с канавками, так как $d_0^H > d_0$.

Как следует из результатов расчета, представленных на рис. 4, при одновременном изменении параметров K (обусловленного связью между слоями и зависящего от толщины диэлектрического слоя) и параметра δd запрещенные зоны для быстрой и медленной волн могут как перекрываться частично (полностью перекрываются только при $K = 0$), так и не перекрываться.

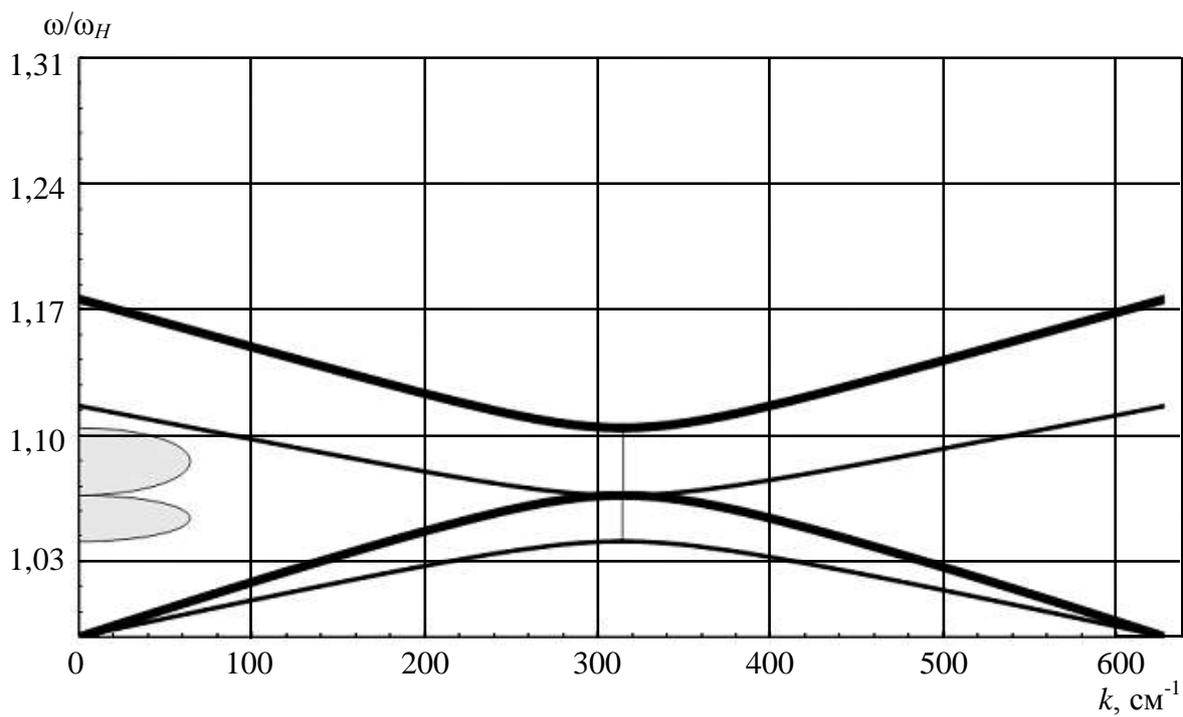
Если зоны перекрываются частично, то появляется так называемая «полная» запрещенная зона (темные области на рис. 4, *a, в*), т. е. область частот, в которой невозможно распространение ни быстрых, ни медленных волн. При изменении параметров «полная» запрещенная зона может полностью пропадать, как показано на рис. 4, *б*, при этом остаются запрещенные зоны либо для быстрой волны, либо только для медленной (светлые закрашенные области). При определенных значениях параметров «полная» запрещенная зона может расщепляться на две (см. рис. 4, *в*). В этом случае можно говорить о возникновении узкой полосы пропускания между двумя запрещенными зонами. При больших значениях K запрещенная зона для быстрых волн становится «полной», а зона для медленных волн остаётся запрещенной только для медленных волн (см. рис. 4, *г*).

Отметим, что существует дополнительная возможность перестройки всех запрещенных зон (и соответственно полос пропускания между ними) и управления описанными выше эффектами с помощью изменения частоты ω_H внешнего магнитного поля.

Таким образом, на основе подхода, основанного на методе связанных волн, построена модель для анализа дисперсионных характеристик структуры в виде двух МК, разделённых между собой диэлектрическим слоем.



a



b

Рис. 4. Дисперсионные характеристики МСВ (для быстрой волны – толстые линии, для медленной – тонкие линии) в структуре двух связанных МК при различных параметрах структуры: *a* – $\delta d = 0,4$ и $K = 0,1$; *b* – $\delta d = 0,4$ и $K = 0,2$. Закрашенные участки соответствуют областям затухания МСВ

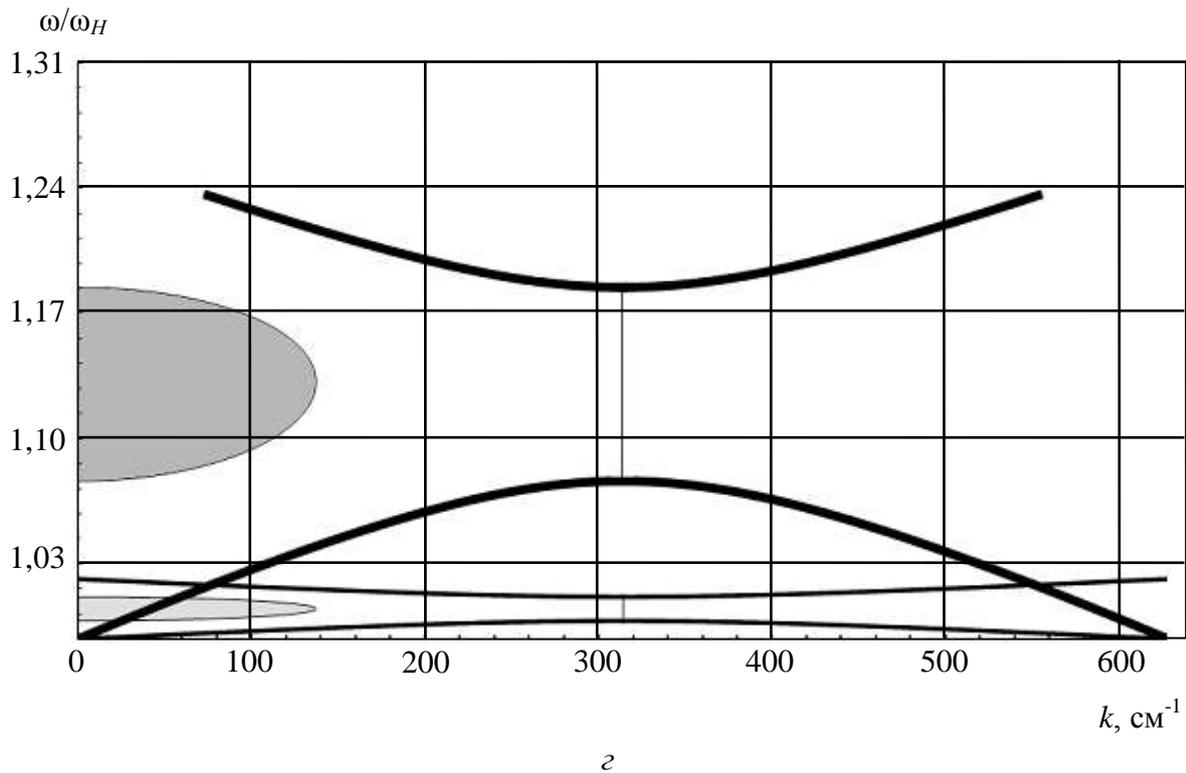
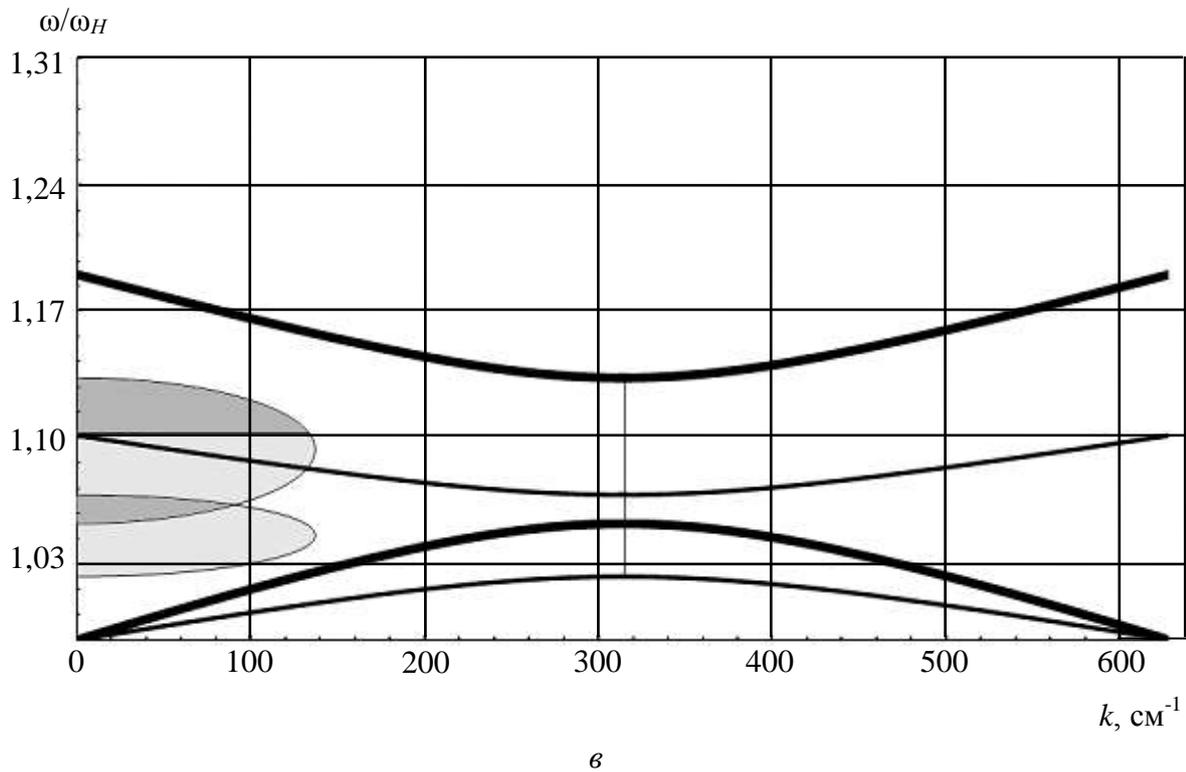


Рис. 4. Дисперсионные характеристики МСВ (для быстрой волны – толстые линии, для медленной – тонкие линии) в структуре двух связанных МК при различных параметрах структуры: $v - \delta d = 0,8$ и $K = 0,3$; $z - \delta d = 0,8$ и $K = 0,8$. Закрашенные участки соответствуют областям затухания МСВ

Показано, что в окрестности первого брэгговского резонанса возникают разные *запрещённые зоны*: для быстрых и медленных волн, для обоих типов волн («полные» запрещенные зоны). Если образуются две «полные»

запрещенные зоны, то изменение параметров связи дает возможность управлять полосой пропускания, расположенной между ними. Данное обстоятельство делает связанные МК уникальным объектом для использования в частотно-избирательных устройствах обработки информации в СВЧ-диапазоне.

Также показано, что с увеличением связи между МК высокочастотная зона для быстрой волны расширяется, сдвигается вверх по частоте и в пределе переходит в запрещенную зону для МК с внутренними полостями. Низкочастотная зона для медленной волны с увеличением связи сужается и в пределе исчезает. Данное обстоятельство позволяет изменяя частоту входного сигнала, выбирать способ возбуждения связанной структуры, т. е. возбуждать либо быструю волну, либо медленную, либо обе волны одновременно.

В заключение отметим, что наличие двух параметров связи K и δd позволяет в рассматриваемой системе эффективно управлять положением запрещенных зон в полосе возбуждения МСВ, их шириной, а также положением полос пропускания между запрещенными зонами.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Правительства РФ (ГК 11.G34.31.0030) и РФФИ (офи-м 13-07-12409) и в рамках президентской программы поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-1430.2012.2).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кившарь Ю. С., Агравал Г. П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М. : Физматлит, 2005. 648 с.
2. Kashyap R. Fiber Bragg Gratings. San Diego : Academic press, 1999. 457 p.
3. Гуляев Ю. В., Никитов С. А. Магнонные кристаллы и спиновые волны в периодических структурах // ДАН. 2001. Т.380. С. 469–478.
4. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Животовский Л. В., Климов А. А., Цай Ч., Тайед Ф., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А. Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнонной запрещенной зоной – магнонные кристаллы // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, № 10. С. 670–674.
5. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. YIG magnonics // J. Phys. D : Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 264002.
6. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. Брэгговское отражение поверхностных магнитостатических волн от периодической системы тонких проводящих полосок // ЖТФ. 1982. Т. 52, № 4. С. 799–801.
7. Анфиногенов В. Б., Высоцкий С. Л., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т., Луговской А. В., Маряхин А. В., Медников А. М., Нам Б. П., Никитов С. А., Огрин Ю. Ф., Ползикова Н. И., Раевский А. О., Сухарев А. Г., Темиряев А. Г., Тихомирова М. П., Тихонов В. В., Филимонов Ю. А., Хе А. С. Устройства на основе спиновых волн для обработки радиосигналов в диапазоне частот 50 МГц–20 ГГц // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 8. С. 6–14.
8. Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1993. 316 с.
9. Шараевский Ю. П., Морозова М. А., Гришин С. В. Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот : в 2 т. Т. 2. М. : Физматлит, 2009. С. 348–379.
10. Морозова М. А., Шешукова С. Е., Шараевский Ю. П. Механизмы формирования солитонов огибающей в периодических ферромагнитных структурах // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. № 5. С. 113–124.

ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ПРЕЦИЗИОННОЙ МАГНИТОМЕТРИИ

А. А. Игнатъев, Г. М. Проскуряков, Е. А. Каюшкина

ОАО «Институт критических технологий»
Россия, 410040, Саратов, пр. 50 лет Октября, 110А
E-mail : kbkt@renet.ru

В статье показано, что магнитометрический метод измерений параметров геомагнитного поля по точности измерений и угловой разрешающей способности не уступает традиционным методам измерений. С использованием системного подхода выделены основные проблемы прецизионной магнитометрии (идентификации, калибровки, поиска и совершенствования магнитометров), существующие в настоящее время. На основе концепции многомерных измерений, принципа структурно-функциональной избыточности информации показана возможность эффективного решения с использованием обобщенных уравнений Пуассона основных проблем прецизионной магнитометрии для бортовых магнитных измерений.

Ключевые слова: магнитометр, гетеромагнитометрия, прецизионная магнитометрия, метрологические характеристики, калибровка, уравнение Пуассона, матрица ориентации, матрица монтажа, гетеромагнитная микроэлектроника.

Problems and Possibilities of Precision Magnetometry

A. A. Ignatiev, G. M. Proskuryakov, E. A. Kayushkina

In article shows that the method of magnetometric measurements of the geomagnetic field in terms of measurement accuracy and angular resolution is quite competitive with traditional methods of measurement. Using a systematic approach indicated the existence at the present time the main problems of precision magnetometry (problem identification, calibration results and improving magnetometers). Based on the concept of multidimensional measurement principle of the structural and functional redundancy using the generalized Poisson's equation for airborne magnetic measurements demonstrated the possibility of effectively addressing the major challenges of precision magnetometry.

Key words: magnetometer, geteromagnetic, precision magnetometry, metrologic features, Poisson's equation, orientation matrix, installation matrix, geteromagnetic microelectronic.

В различных областях практической деятельности человека (геофизике, геологоразведке, навигации и ориентации подвижных объектов и многих других) используются различные методы измерений геофизических полей или формируемых искусственно физических полей [1, 2]. Для реализации этих методов на практике применяются различные средства измерений (гравиметрические – g , тахометрические – Ω , магнитометрические – T , радиотехнические – r и другие). Все методы измерений физических полей практически могут быть рассмотрены с единых общих позиций как методы измерений векторных величин (g, Ω, T, r).

С учетом достигнутых к настоящему времени величин первичных погрешностей (Δg , $\Delta \Omega$, ΔT , Δr) в измерениях параметров геофизических полей можно говорить о минимальных значениях ожидаемых погрешностей в определении угловых параметров ориентации (курса – ψ , тангажа (дифферента) – ϑ и крена – γ) и сферических параметров навигации (широты – φ и долготы – λ) на основе гравиметрических ($\Delta \alpha_g$), тахометрических ($\Delta \alpha_\Omega$), магнитометрических ($\Delta \alpha_T$), радиотехнических наземных ($\Delta \alpha_{рн}$) и радиотехнических спутниковых ($\Delta \alpha_{рс}$) измерений:

$$\Delta \alpha_g = \frac{\Delta g}{g} = \frac{10^{-6} \cdot g}{g} = 10^{-6} \text{ рад} = 0,22'' , \quad (1)$$

$$\Delta \alpha_\Omega = \frac{\Delta \Omega}{\Omega} = \frac{10^{-2} \text{ град/ч}}{15 \text{ град/ч}} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ рад} = 2,5' , \quad (2)$$

$$\Delta \alpha_T = \frac{\Delta T}{T} = \frac{10^{-9} \text{ Тл}}{4 \cdot 10^{-5} \text{ Тл}} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ рад} = 5'' , \quad (3)$$

$$\Delta \alpha_{рс} = \frac{\Delta r_c}{r_c} = \frac{\lambda_c}{2 \cdot r_c} = \frac{20 \text{ см}}{2 \cdot 3 \cdot 10^7 \text{ см}} = \frac{10^{-6}}{3} \text{ рад} = 0,07'' , \quad (4)$$

$$\Delta \alpha_{рн} = \frac{\Delta r_n}{r_n} = \frac{\lambda_n}{2 \cdot r_n} = \frac{1 \text{ км}}{2 \cdot 1000 \text{ км}} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ рад} = 1,7' , \quad (5)$$

где g – ускорение свободно падающего тела на Земле; Ω – угловая скорость суточного вращения Земли; T – напряженность магнитного поля Земли (МПЗ); r_c и r_n – расстояния между источниками и приемниками электромагнитных волн (ЭМВ) при спутниковых и наземных радиотехнических измерениях; λ_c и λ_n – длины ЭМВ, применяемых при спутниковых и наземных радиотехнических измерениях.

Применительно к решению задачи навигации погрешностям методов измерений в угловых мерах измерений ($\Delta \alpha_g$, $\Delta \alpha_\Omega$, $\Delta \alpha_T$, $\Delta \alpha_{рс}$, $\Delta \alpha_{рн}$) соответствуют минимальные значения достигаемых погрешностей (Δx ; Δz) в определении линейных координат местоположения объекта, вычисляемых по общей формуле

$$\Delta x = \Delta z = 30,9 \left(\frac{\text{М}}{\text{угл.с}} \right) \cdot \Delta \alpha'' . \quad (6)$$

Расчеты по формулам (1)–(6) показывают, что для обеспечения решения задач ориентации с погрешностями $\Delta \psi = \Delta \vartheta = \Delta \gamma \leq 0,01''$ и позиционирования с предельно достигаемыми погрешностями $\Delta x = \Delta z \leq 0,5$ м необходимо выполнение следующих требований:

$$\begin{aligned}\Delta g_{min} &\leq 10^{-6} g, \\ \Delta T_{min} &\leq 0,002 \text{ нТл}, \\ \Delta \Omega_{min} &\leq 10^{-6} \text{ град/ч}, \\ \Delta r_{min}^c &\leq 0,05 \cdot \lambda_c = 1,0 \text{ см.}\end{aligned}\tag{7}$$

Этим требованиям по разрешающей способности в настоящее время удовлетворяют средства гравиметрических, магнитометрических и спутниковых измерений. Существующие средства инерциальных тахометрических и наземных радиотехнических измерений пока не позволяют достичь заявленной точности.

Сравнительный анализ данных, полученных расчетным путем по формулам (1)–(6), показывает, что магнитометрический канал измерений при решении прикладных задач ориентации, позиционирования, навигации, геофизики и геологоразведки вполне конкурентоспособен по сравнению с такими традиционными каналами измерений, как инерциальный (гравиметрический, тахометрический), спутниковый, угломерно-дальномерный.

Вместе с тем, следует отметить факт некоторой недооценки отдельными специалистами практической значимости, современной и перспективной актуальности использования канала магнитометрических измерений для полномасштабного решения ряда практических задач ориентации, навигации, геофизики, поиска и геологоразведки. Этот факт в первую очередь связан с рядом современных проблем, проявляемых в настоящее время в области прецизионной магнитометрии [1–8]:

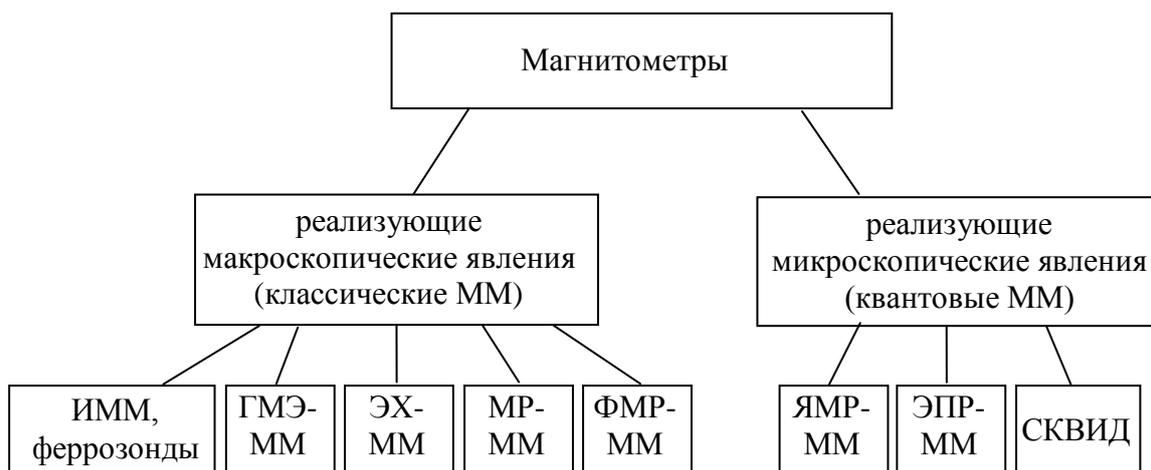
- *идентификацией* (задачи построения адекватных физических и математических моделей, связанные с необходимостью учета множества реальных дестабилизирующих факторов, оказывающих существенное влияние на работу прецизионных магнитометров (ММ) и вызывающих соответствующие изменения в их показаниях);

- *совершенствованием* (задачи повышения чувствительности, точности, разрешающей способности, надежности, долговечности и стабильности работы современных прецизионных ММ с учетом реальных конструктивно-технологических, эксплуатационных и экономических ограничений);

- *калибровкой* (разработка, реализация и совершенствование методик индивидуальной технологической калибровки прецизионных магнитометров, а также решение задач обеспечения после калибровки стабильности и невозмущаемости метрологических характеристик ММ в эксплуатации);

- *поиском* (выявление новых принципов действия, новых схемно-технических решений по конструкции, устройству и работе существующих и перспективных прецизионных ММ).

Все многообразие ММ, разработанных к настоящему времени и применяемых на практике, можно разделить на две большие группы (рисунок) [8]:



Классификация магнитометров

– магнитометры, основанные на реализации **макроскопических явлений** (классические ММ): индуктивные и индукционные ММ (ИММ), феррозонды; построенные на принципах гетеромагнитной микроэлектроники (ГМЭ-ММ); генераторные ММ на эффекте Холла (ЭХ-ММ); параметрические ММ с магниторезисторами (МР-ММ); использующие явление ферромагнитного резонанса (ФМР-ММ);

– магнитометры, основанные на реализации **микроскопических явлений** (квантовые ММ): использующие явления ядерного магнитного резонанса (ЯМР-ММ); электронного парамагнитного резонанса (ЭПР-ММ) и квантового эффекта Джозефсона (СКВИД).

На практике чаще всего используются пространственные (трехосные) блоки прецизионных магнитометров (БММ), обеспечивающие компонентные измерения вектора напряженности \mathbf{T} внешнего магнитного поля в приборной системе координат XYZ :

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{pmatrix} \quad (8)$$

Влияние измеряемых параметров (T_{xg}, T_{yg}, T_{zg}) магнитного поля Земли (МПЗ) на показания (T_x, T_y, T_z) любого трехосного (трехкомпонентного) БММ, а также дестабилизирующих факторов (пространственных эволюций основания ($\psi; \vartheta; \gamma$), на котором установлен БММ; изменений температуры (t) и режима питания (ΔU) блока; параметров, характеризующих геометрические ($\alpha_x; \beta_x; \alpha_y; \beta_y; \alpha_z; \beta_z$) и магнитные (S – матрица Пуассона; вектор постоянной составляющей магнитного поля основания – $\mathbf{T}_{\text{МПО}}^n$) свойства основания) может быть учтено при оценке вектора \mathbf{T} показаний БММ с помощью обобщенных уравнений Пуассона в векторно-матричной форме [6, 7]:

$$\mathbf{T}(t; \Delta U) = B \cdot \mathbf{S} + E \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{T}_{\text{МПЗ}} + \mathbf{T}_{\text{МПО}}^n, \quad (9)$$

где B – матрица монтажа магнитометров в блоке:

$$B = \begin{bmatrix} \cos\alpha_x \cdot \cos\beta_x & \sin\alpha_x & -\cos\alpha_x \cdot \sin\beta_x \\ -\sin\alpha_x & \cos\alpha_y \cdot \cos\beta_y & \cos\alpha_y \cdot \sin\beta_y \\ \cos\alpha_z \cdot \sin\beta_z & -\sin\alpha_z & \cos\alpha_z \cdot \cos\beta_z \end{bmatrix}; \quad (10)$$

E – единичная матрица 3×3 ; A – матрица ориентации основания БММ в пространстве; $\mathbf{T}_{\text{МПЗ}}$ – вектор напряженности МПЗ в точке установки БММ:

$$\mathbf{T}_{\text{МПЗ}} = T_{xg} \ T_{yg} \ T_{zg} \ \bar{T}; \quad (11)$$

$\mathbf{T}_{\text{МПО}}^n = P \ Q \ R \ \bar{T}$ – вектор постоянной составляющей магнитного поля основания.

Если принять геометрическую схему Эйлера–Крылова для отсчета углов ориентации (ψ ; ϑ ; γ) основания и углов монтажа магнитометров в блоке (α_x ; β_x ; α_y ; β_y ; α_z ; β_z), то для матрицы ориентации A можно записать [9, 10]

$$A = A_\gamma \cdot A_\vartheta \cdot A_\psi. \quad (12)$$

С учетом малости углов монтажа, характеризующих перекосы осей чувствительностей ММ относительно осей ортогонального приборного трехгранника XYZ , матрицу монтажа B можно линеаризовать и упростить:

$$B \approx \begin{bmatrix} 1 & \alpha_x & -\beta_x \\ -\alpha_y & 1 & \beta_y \\ \beta_z & -\alpha_z & 1 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Разлагая левую часть уравнения (9) в ряды Тэйлора по степеням вариаций измеряемых параметров (T_x ; T_y ; T_z) и вариаций дестабилизирующих параметров (t ; ΔU), а также приводя правую часть уравнения (9) с учетом выражений (11) и (12) к векторно-матричной форме, получим:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_x \pm \Delta T_x \\ T_y \pm \Delta T_y \\ T_z \pm \Delta T_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n a_{xi} \cdot \Delta t^i \\ \sum_{i=1}^n a_{yi} \cdot \Delta t^i \\ \sum_{i=1}^n a_{zi} \cdot \Delta t^i \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sum_{j=1}^m b_{xj} \cdot \Delta U^j \\ \sum_{j=1}^m b_{yj} \cdot \Delta U^j \\ \sum_{j=1}^m b_{zj} \cdot \Delta U^j \end{bmatrix} = \quad (14)$$

$$= B \cdot \left(\mathbf{S} + E \cdot \begin{bmatrix} T_{xg}(\varphi; \lambda; r) \\ T_{yg}(\varphi; \lambda; r) \\ T_{zg}(\varphi; \lambda; r) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} P \\ Q \\ R \end{bmatrix} \right).$$

Из анализа уравнения (14) с учетом соотношений (8), (11) и (12) видно, что любой блок БММ, установленный на подвижное основание (ПО), является трехкомпонентным ($T_{xg}; T_{yg}; T_{zg}$) многомерным ($\varphi; \lambda; r; \psi; \vartheta; \gamma$) измерителем магнитного поля, подверженным действию температурных (t), режимных (ΔU), технологических ($\alpha_x; \beta_x; \alpha_y; \beta_y; \alpha_z; \beta_z$) и магнитных ($s; \mathbf{T}_{\text{МПО}}^n$) дестабилизирующих факторов, т. е. является многомерным измерителем, реагирующим на параметры магнитного поля ($T_{xg}; T_{yg}; T_{zg}$), ориентации ($\psi; \vartheta; \gamma$) и навигации ($\varphi; \lambda; r$) с учетом дестабилизирующих факторов (гетеромагнитометрия).

Решение вопроса о том, функцию измерения каких параметров (навигационных ($\varphi; \lambda; r$), геофизических ($T_{xg}; T_{yg}; T_{zg}$) или параметров ориентации ($\psi; \vartheta; \gamma$)) будет выполнять данный БММ в области гетеромагнитометрии зависит от программно-алгоритмического обеспечения (ПАО) процесса обработки многомерной магнитометрической информации, которое строится на основе преобразований уравнения (14) с учетом метрологических свойств (принятых моделей) самих измерителей (ММ).

В области гетеромагнитометрии практическое значение уравнения Пуассона, приведенного к форме (14) с учетом соотношений (8), (11) и (12), заключается в том, что оно отражает характер и механизм влияния измеряемых параметров ($T_{xg}; T_{yg}; T_{zg}; \varphi; \lambda; r; \psi; \vartheta; \gamma$) и дестабилизирующих факторов ($t; \Delta U; \alpha_x; \beta_x; \alpha_y; \beta_y; \alpha_z; \beta_z; s; \mathbf{T}_{\text{МПО}}^n$) на показания конкретного БММ.

Измеряемые параметры ($T_{xg}; T_{yg}; T_{zg}$), а также технологические (геометрические) погрешности ($\alpha_x; \beta_x; \alpha_y; \beta_y; \alpha_z; \beta_z$) и параметры магнитных свойств основания ($S; \mathbf{T}_{\text{МПО}}^n$) с учетом эволюции основания в пространстве (A) оказывают влияние на показания БММ **универсальным образом**, отражаемым правой частью уравнения, независимо от типа ММ.

Метрологические свойства измерителей (ММ), а также дестабилизирующие факторы, определяемые изменением температуры t° и режима питания ΔU , оказывают влияние на показания БММ **индивидуальным образом**, отражаемым левой частью уравнения (14) и принятой моделью измерения магнитного поля магнитометром.

В уравнении (14) параметры $\gamma_x \pm \Delta\gamma_x, \gamma_y \pm \Delta\gamma_y, \gamma_z \pm \Delta\gamma_z$, а также $T_{x0} \pm \Delta T_{x0}, T_{y0} \pm \Delta T_{y0}, T_{z0} \pm \Delta T_{z0}$ представляют собой масштабные коэффициенты каналов измерений (X, Y, Z) или чувствительности каналов с мультипликативными погрешностями и аддитивные погрешности (смещения нулей с их нестабильностями), а коэффициенты рядов разложения $a_{xi}; a_{yi}; a_{zi} (i = \overline{1, n})$ и $b_{xj}; b_{yj}; b_{zj} (j = \overline{1, m})$ представляют собой функции чувствительностей каналов измерений к изменениям температуры (Δt) и параметров режима питания (ΔU).

Исходя из уравнения Пуассона (14) и принятой модели измерения магнитного поля блоком прецизионных ММ с учетом влияния дестабилизирующих факторов разработаны алгоритмы и методика калибровки БММ:

- метрологическая ($\gamma \pm \Delta\gamma; T_0 \pm \Delta T_0$);
- температурная (t);
- режимная (ΔU);

- геометрическая ($\alpha_x; \beta_x; \alpha_y; \beta_y; \alpha_z; \beta_z$);
- магнитная ($S; \mathbf{T}_{\text{МПО}}^n$).

Алгоритмы выполнения метрологической, температурной и режимной калибровок БММ получены на основе метода многомерной полиномиальной аппроксимации показаний блока. Алгоритмы же геометрической и магнитной калибровок БММ получены в соответствии с уравнением (14) на основе решения обратных задач бортовой магнитометрии. В задачу метрологической, температурной и режимной калибровки БММ входит определение параметров полиномиальной аппроксимации ($\gamma_x; \gamma_y; \gamma_z; T_{x0}; T_{y0}; T_{z0}; a_{xi}; a_{yi}; a_{zi}(i = \overline{1, n}); b_{xj}; b_{yj}; b_{zj}(j = \overline{1, m})$).

Таким образом, процесс современной и перспективной калибровки БММ представляет собой измерительно-вычислительный процесс, выполняемый на основе реализации универсальных и индивидуальных алгоритмов калибровки и основанный на принципах многомерных измерений и программно-алгоритмической обработки многомерной информации.

Более глубокий сравнительный анализ различных типов ММ показывает, что особенно перспективными с точки зрения возможности существенного повышения чувствительности и разрешающей способности ММ, снижения на 1–3 порядка погрешностей измерения магнитного поля являются ММ, основанные на принципах **квантовой магнитометрии, явлениях ФМР и гетеромагнитной микроэлектроники** [3, 4, 8].

В КБ критических технологий ОАО «Института критических технологий» (г. Саратов) разработан трехосный блок магнитометров в виде цифрового магниточувствительного электронного модуля (МЭМ) с тремя каналами дифференциальных измерений магнитного поля, работа которого основана на реализации принципов гетеромагнитной микроэлектроники. Образцы трехосных блоков ГМЭ-магнитометров, разработанные в КБ КТ за последние 2 года и выполненные в виде цифровых магниточувствительных электронных модулей (МЭМ), при испытаниях показали метрологические характеристики по чувствительности и разрешающей способности, превосходящие соответствующие характеристики зарубежных прецизионных магнитометров аналогичных классов применения.

При проведении лабораторных испытаний двух образцов МЭМ по разработанной методике калибровки были установлены параметры, указанные в табл. 1.

В соответствии с теорией ФМР теоретическое значение масштабного коэффициента каждого измерительного канала с учетом реализации дифференциальной схемы измерений определяется по формуле [3, 4]

$$\gamma = 2\gamma_0 = \frac{g_1 \cdot e}{m_e} = 56 \frac{\Gamma_{\text{ц}}}{\text{нТл}}, \quad (15)$$

где γ_0 – гиромагнитное отношение для электрона; e, m_e – заряд и масса покоя электрона; g_1 – g-фактор.

Таблица 1

БММ	Канал измерений	Метрологические параметры		Углы неортогональностей		Погрешность измерений σ_T (нТл)
		масштабный коэффициент $\gamma \pm \Delta\gamma$ (Гц/нТл)	смещение нуля $T_0 \pm \Delta T_0$ (нТл)	α^* (град)	β^* (град)	
МЭМ-01	X	41,0±0,5	19331±10	-7,5	0	≤ 1
	Y	40,7±0,5	16894±10	0	+1	≤ 1
	Z	42,0±0,5	16506±10	-2	0	≤ 1
МЭМ-02	X	40,7±0,5	17151±10	+3	0	≤ 1
	Y	41,1±0,5	17199±10	-3	0	≤ 1
	Z	38,9±0,5	15540±10	0	0	≤ 1

*Измерение углов α и β проводилось с погрешностью, не превышающей ±6 угловых минут.

Различие значений $\gamma_{\text{эксп}}$ и $\gamma_{\text{теор}}$ (не более 20%) обусловлено неточностью выполнения условия настройки измерительных преобразователей на частоту ФМР и влиянием дестабилизирующих факторов (Δt ; ΔU).

В перспективе (в ближайшие 2–3 года) следует ожидать повышения требований к точности измерений и разрешающей способности прецизионных (геофизических и навигационных) ММ на 1–2 порядка без снижения показателей надежности и долговечности их работы при эксплуатации (а желательно даже с одновременным повышением этих показателей). Таким жестким и противоречивым требованиям можно удовлетворить, если использовать **концепцию** и соответствующую **теорию многомерных измерений**, основанные на принципах функциональной избыточности информации и имеющие пока ограниченное применение в метрологической практике (это не метод резервирования, основанный на принципах структурной избыточности информации).

Применительно к блокам ММ принципы функциональной избыточности информации и организации многомерных измерений означают, что в соответствии с вышеназванной концепцией можно создать высокоточный, высоконадежный многоканальный БММ на основе использования в одном блоке n ($n \geq 4, 5, 6, \dots$) магнитометров, причем ось чувствительности каждого из них не совпадает ни с одной осью приборного трехгранника XYZ.

При неортогональной ориентации осей чувствительности каждый ММ в блоке становится чувствительным элементом, реагирующим одновременно на все три компоненты внешнего магнитного поля (T_{xg} ; T_{yg} ; T_{zg}), т. е. трехмерным измерительным преобразователем. На основе последующей совместной обработки многомерной информации, получаемой от любой тройки ММ блока с неортогональными осями чувствительности (БММ-Н), можно программно-алгоритмическим путем организовать несколько (μ) параллельно работающих трехконтурных каналов измерений, формирующих на выходе сигналы T_x, T_y, T_z , приведенные к ортогональному приборному трехграннику:

$$\mu = C_n^3 = \frac{A_n^3}{3!} = \frac{n!}{3!(n-3)!}, \quad (16)$$

где C_n^3 , A_n^3 – число сочетаний и перестановок из n элементов по 3.

В соответствии с прикладной теорией надежности комбинированных невосстанавливаемых систем для результирующей вероятности безотказной работы всего блока $P(t)$ (надежности блока с последовательным соединением контуров магнитных измерений $P_{\text{КМИ}}(t)$ и каналов обработки информации $P_{\text{КОИ}}(t)$) можно записать [10]:

$$\begin{aligned} P(t) &= P_{\text{КМИ}}(t) \cdot P_{\text{КОИ}}(t) = \left[1 - \prod_{i=1}^k Q_i(t) \right] \cdot \left[1 - \prod_{j=1}^m Q_j(t) \right] = \\ &= \left[1 - \prod_{i=1}^k (1 - P_i(t)) \right] \cdot \left[1 - \prod_{j=1}^m (1 - P_j(t)) \right] = 1 - \left[1 - e^{-\Lambda_{\text{КМИ}} t} \right]^k \cdot \left[1 - e^{-\Lambda_{\text{КОИ}} t} \right]^m, \end{aligned} \quad (17)$$

где $Q_i(t)$, $Q_j(t)$, $P_i(t)$ и $P_j(t)$ – риски в работе и вероятности исправной работы i -х КМИ и j -х КОИ; $\Lambda_{\text{КМИ}}$ и $\Lambda_{\text{КОИ}}$ – интенсивности отказов КМИ и КОИ.

Среднее время наработки на отказ T_k и T_m k контуров измерений и m каналов обработки информации соответственно составляет:

$$\begin{aligned} T_k &= \Lambda_k^{-1} = \left(\sum_{i=1}^k \lambda_i \right)^{-1}, \\ T_m &= \Lambda_m^{-1} = \left(\sum_{j=1}^m \lambda_j \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (18)$$

Полное время эксплуатации БММ-Н определяется сроком гарантии $T_{\text{Гар}}$, т. е. временем, в течение которого производитель гарантирует исправную 100% работу блока, в соответствии с неравенством

$$T_{\text{Гар}} < \min(T_k, T_m). \quad (19)$$

Коэффициент S_1 масштабирования оценок характеризует степень осреднения (выравнивания) показаний идентичных КОИ и степень подавления первичных погрешностей:

$$\begin{aligned} \hat{T}_x &= S_1 \cdot \sum_{i=1}^{\mu} T_{xi}, & \Delta \hat{T}_x &= S_1 \cdot \Delta \hat{T}_{xi}, \\ \hat{T}_y &= S_1 \cdot \sum_{i=1}^{\mu} T_{yi}, & \Delta \hat{T}_y &= S_1 \cdot \Delta \hat{T}_{yi}, \\ \hat{T}_z &= S_1 \cdot \sum_{i=1}^{\mu} T_{zi}, & \Delta \hat{T}_z &= S_1 \cdot \Delta \hat{T}_{zi}, \end{aligned} \quad (20)$$

причем

$$S_1 = \mu^{-1}. \quad (21)$$

В соответствии с теорией комбинаторики можно получить формулы для показателей отказоустойчивости БММ-Н на этапах ММ-измерений ($V_{\text{КМИ}}$) и на этапах обработки информации ($V_{\text{КОИ}}$):

$$V_{\text{КМИ}} = \frac{n}{n_{\min}} = \frac{n}{3},$$

$$V_{\text{КОИ}} = \frac{\mu}{\mu_{\min}} = \mu.$$
(22)

Запасы живучести БММ-Н по контурам КМИ и каналам КОИ показывают, сколько может быть допущено отказов в аварийных КМИ и КОИ без потери работоспособности блока:

$$\Delta V_{\text{КМИ}} = V_{\text{КМИ}} - V_{\text{КМИ}}^{\min} = V_{\text{КМИ}} - 1,$$

$$\Delta V_{\text{КОИ}} = V_{\text{КОИ}} - V_{\text{КОИ}}^{\min} = V_{\text{КОИ}} - 1.$$
(23)

Свойство самопроверяемости (возможности организации внутреннего самоконтроля) БММ-Н обусловлено наличием избыточного числа КМИ ($n > 3$) и КОИ ($\mu > 1$).

Результаты численной оценки показателей работоспособности неортогональных блоков БММ-Н при $n = \overline{3,7}$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Число ММ (КМИ) в БММ-Н (n)	3*	4	5	6	7
Число КОИ (μ)	1	4	10	20	35
Коэффициент масштабирования оценок (S_1)	1	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{35}$
Показатели отказоустойчивости ($V_{\text{КМИ}}; V_{\text{КОИ}}$)	$V_{\text{КМИ}}=V_{\text{КОИ}}=1$	$V_{\text{КМИ}}=4/3$ $V_{\text{КОИ}}=4$	$V_{\text{КМИ}}=5/3$ $V_{\text{КОИ}}=10$	$V_{\text{КМИ}}=2$ $V_{\text{КОИ}}=20$	$V_{\text{КМИ}}=7/3$ $V_{\text{КОИ}}=35$
Запасы живучести ($\Delta V_{\text{КМИ}}; \Delta V_{\text{КОИ}}$)	$\Delta V_{\text{КМИ}}=\Delta V_{\text{КОИ}}=0$	$\Delta V_{\text{КМИ}}=1/3$ $\Delta V_{\text{КОИ}}=3$	$\Delta V_{\text{КМИ}}=2/3$ $\Delta V_{\text{КОИ}}=9$	$\Delta V_{\text{КМИ}}=1$ $\Delta V_{\text{КОИ}}=19$	$\Delta V_{\text{КМИ}}=4/3$ $\Delta V_{\text{КОИ}}=34$
Свойство живучести, отказоустойчивости, самопроверяемости	Отсутствует	Присутствует			
Показатели надежности ($P; T_{\text{гар}}$)	Низкие $P_1; T_{\text{гар}1}$	Повышенные $P_2 > P_1; T_{\text{гар}2} > T_{\text{гар}1}$		Высокие $P_3 > P_2; T_{\text{гар}3} > T_{\text{гар}2}$	

*Предельный аварийный случай

За счет принципа функциональной избыточности информации можно существенным образом повысить как показатели точности измерений (см. формулы (20), (21)), так и показатели надежности и долговечности (см. формулы (17), (19)). Кроме того, у неортогонального блока БММ-Н с n ММ ($n \geq 4, 5, 6, \dots$) появляются новые свойства: **живучесть, отказоустойчивость, самопроверяемость**, которые отсутствовали у ортогонального трехосного БММ без резервирования (см. формулы (22), (23)).

Таким образом, концепция построения неортогональных блоков магнитометров БММ-Н в соответствии с теорией многомерных ММ-измерений и принципом функциональной избыточности информации, а также практическая реализация алгоритмов и методики многорежимной многофакторной калибровки БММ на основе программно-алгоритмического подхода и информационно-компьютерных технологий позволяет в ближайшей перспективе эффективно решить важные проблемы прецизионной магнитометрии и существенно повысить показатели точности, чувствительности, надежности и долговечности измерителей магнитных полей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Белоглазов И. И., Джанджгава Г. И., Чигин Г. П. Основы навигации по геофизическим полям. М. : Наука, 1985. 328 с.
2. Магниторазведка : справочник геофизика. 2-е изд. М. : Недра, 1990. 470 с.
3. Игнатьев А. А., Ляшенко А. В. Магнитоэлектроника СВЧ-, КВЧ-диапазонов в пленках ферритов. М. : Наука, 2005. 380 с.
4. Игнатьев А. А., Ляшенко А. В. Гетеромагнитная микроэлектроника : Микро-системы активного типа. М. : Наука, 2007. 612с.
5. Павлов Б. В., Волковицкий А. К., Каршаков Е. В. Низкочастотная электромагнитная система относительной навигации и ориентации // Гироскопия и навигация. 2010. № 1 (68). С. 3–14.
6. Проскуряков Г. М., Буров А. С. Исследование функций чувствительностей и погрешностей алгоритмов дифференциальной геомагнитной навигации // Вестн. СГТУ. 2013. № 1 (69). С. 153–155.
7. Пат. 1822248 Российская Федерация, МПК G 01 C 17/38. Способ определения девиации курсоуказателя подвижного объекта / заявители Проскуряков Г. М., Скрипкин А. А., Саюров В. Д.; патентообладатель «Конструкторское бюро промавтоматики». – № 19904873869(SU); заявл. 17.08.1990; опубл. 20.01.1996.
8. Введенский В. Л., Ожогин В. И. Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм. М. : Наука, 1986. 200 с.
9. Проскуряков Г. М., Плотников П. К. Геометрия и кинематика пространственного состояния подвижных объектов : учеб. пособие / СГТУ. Саратов, 2008. 156 с.
10. Елифанов А. Д. Надежность систем управления. М. : Машиностроение, 1975. 180 с.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ СПЕКАНИЯ НА МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОВ ИЗ СПЛАВА КС37

О. А. Черкасова

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : CherkasovaOA@yandex.ru

Предложена технология спекания порошковых магнитов, обеспечивающая получение оптимального сочетания магнитных параметров. Определены границы температурных режимов и скорость нагревания, при которых достигаются необходимые магнитные свойства.

Ключевые слова: спекание, коэрцитивная сила, магнит.

Influence of Baking Regimes on Magnetic Characteristics at Magnets from KC37 Alloy

O. A. Cherkasova

The technique of baking of the powder magnets, providing receiving an optimum combination of magnetic parameters is offered. Borders of temperatures baking and the heating velocities at which necessary magnetic properties are reached are defined.

Key words: sintering, coercive force, magnet.

На современном этапе развития электро- и радиотехники, приборостроения особая роль в совершенствовании функциональных материалов принадлежит магнитным материалам с высокой коэрцитивной силой ($BH_C \geq 400$ кА/м) [1, 2].

Работа посвящена выбору оптимального режима спекания магнитотвердых материалов на основе кобальта и исследованию их свойств.

Для того чтобы достичь оптимального сочетания магнитных характеристик на заготовках магнита, необходимо создать структуру, содержащую парамагнитную матрицу с однодоменными частицами высококоэрцитивной фазы. Для получения такой структуры применяют либо легирование основного компонента, либо термическую обработку. В нашем случае легирование проводилось кобальтом с последующей термической обработкой в вакууме.

В качестве исследуемого образца был выбран магнит дугообразный с радиальным намагничиванием (МДР), полученный прессованием порошкового сплава КС37 [3, 4].

Как известно, стандартный технологический процесс формирования магнита заключается в получении порошка в шаровой вибромельнице путем дробления в среде этилового спирта с последующей сушкой его в вакуумных камерах. Для приготовления шихты использовался сплав марки КС37 с фракцией самария 37% об. В дальнейшем производилось холодное прессование шихты в магнитном поле, после чего полученные заготовки магнитов подвергались спеканию [5, 6].

Формирование требуемых магнитных свойств происходит на этапе твердофазного спекания. Несмотря на то что твердофазное спекание достаточно хорошо изучено, иногда возникают трудности подбора оптимального режима для достижения наилучших магнитных характеристик. Для получения высокой коэрцитивной силы магнитного материала требуется снизить вероятность его перемагничивания. Максимальное значение коэрцитивной силы достигается, когда частицы максимально магнитно изолированы и имеют большую анизотропию формы – отношение длины к толщине более 10.

Спекание разнородных частиц связано с такими процессами, как самодиффузия и гетеродиффузия за счет взаимодействия разнородных атомов, обеспечивающими выравнивание концентраций компонентов в пределах заготовки и формирование межфазных поверхностей.

В пористых порошковых заготовках, где кроме непосредственного контакта между частицами разнородных металлов имеются свободные поверхности, кинетика процесса диффузионной гомогенизации осложняется одновременным действием нескольких механизмов переноса массы. В связи с этим для максимальной гетеродиффузии необходимо во время спекания удалить адсорбированные газы и пленки оксидов, что приведет впоследствии к улучшению физических и механических свойств спеченных заготовок.

Для исследования экспериментальные образцы МДР были изготовлены прямым прессованием и спекались на стандартном оборудовании. Рассмотрим общую схему процесса спекания, которую условно можно разделить на 3 стадии: начальная (первая) – достижение температуры I степени спекания (1100–1200°C); основная (вторая) – включает I и II степени спекания (отжига); отпуск (третья) – охлаждение до комнатной температуры (рис. 1).

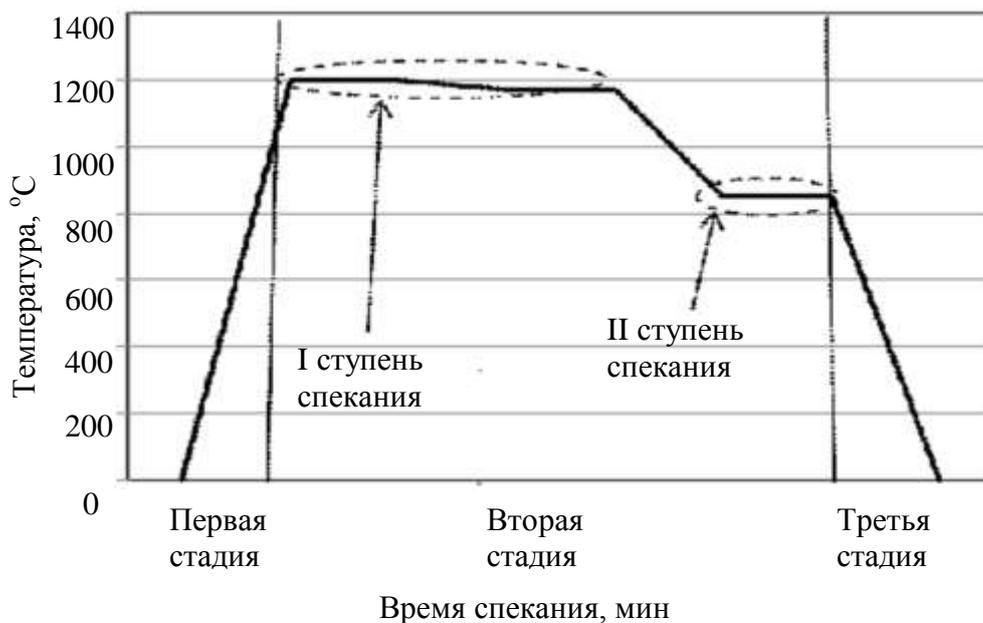


Рис. 1. Диаграмма режима спекания порошковых постоянных магнитов

На первой стадии (см. рис. 1) частицы припекаются друг к другу, что приводит к увеличению площади контакта между ними, при этом еще сохраняется их структурная индивидуальность. К концу этой стадии форми-

руются сквозные поры, через которые происходит дегазация. Начальная стадия заканчивается достижением температуры I ступени отжига, при которой происходит твердофазное спекание.

Вторая стадия отвечает за формирование доменной структуры и уплотнение заготовки. На этой стадии происходят временная выдержка при температуре I ступени спекания, понижение до температуры II ступени спекания с последующей выдержкой при этой температуре (см. рис. 1).

На третьей стадии формируются доменные границы и происходит окончательное уплотнение образцов. Величина коэрцитивной силы, обусловленная магнитными взаимодействиями частиц, будет зависеть от пористости материала. Избежать образования доменных границ даже при наложении размагничивающего поля невозможно, как и исключить рост частиц в процессе отжига.

Количество прессованных заготовок магнитов МДР для установки (садки) в печь было выбрано одинаковое – 24 штуки. Каждую садку устанавливали на подставку и загружали в рабочую камеру печи, после чего объём камеры откачивали до давления $133,3 \cdot 10^{-3}$ Па (10^{-3} мм рт. ст.). Нагрев до 750°C осуществлялся в течение 30 мин. При повышении температуры происходит дегазация заготовок, в связи с чем контролируется давление и не допускается ухудшение вакуума в камере более чем на $133,3 \cdot 10^{-1}$ Па (10^{-1} мм рт. ст.).

После достижения температуры 750°C в камеру напускался инертный газ (аргон) до остаточного давления $\Delta P = 25,4$ кПа (190 мм рт. ст.), затем температура повышалась до I ступени и поддерживалась некоторое время. Охлаждение до температуры II ступени проводилось медленно со скоростью $10\text{--}15^\circ\text{C}/\text{мин}$, после ее достижения она поддерживалась постоянной в течение 30 мин. Затем заготовки охлаждались до температуры $\sim 100^\circ\text{C}$, а на воздухе – до комнатной температуры.

Диаграммы пяти исследованных режимов спекания приведены на рис. 2.

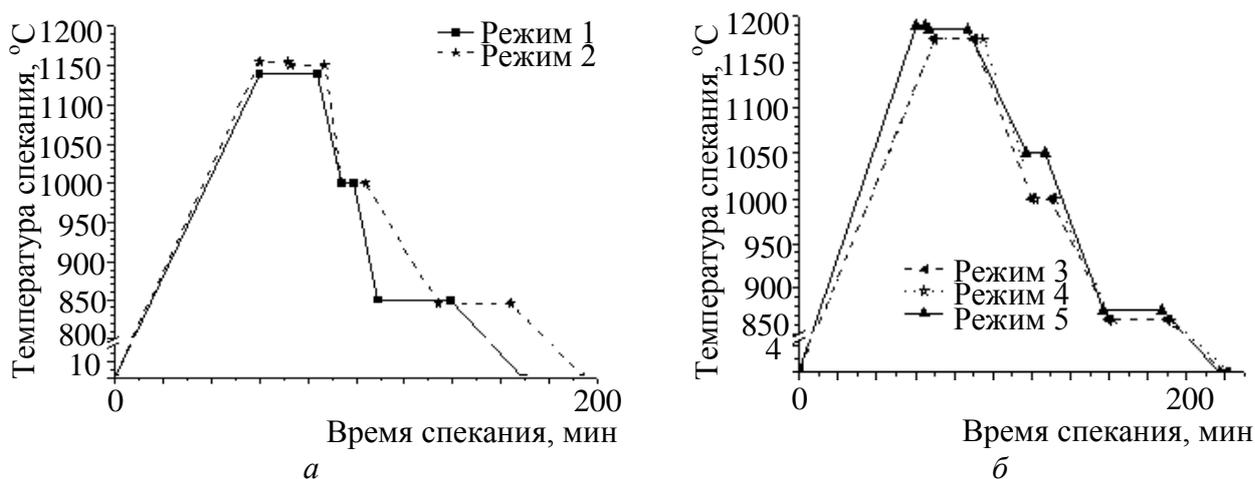


Рис. 2. Режимы спекания порошковых постоянных магнитов: *a* – диаграммы первого и второго режимов; *б* – диаграммы третьего, четвертого и пятого режимов

Характеристические параметры магнитотвердых материалов определялись по размагничивающей ветви петли гистерезиса. Этими параметрами являются остаточная индукция B_r , коэрцитивная сила H_C или jH_C . Так как

выбранный материал должен состоять из статически ориентированных доменов, то он, согласно ГОСТу [3], должен обладать следующими основными магнитными параметрами: $B_r \geq 0,77$ Тл, $H_C \geq 540$ кА/м, $jH_C \geq 1300$ кА/м. Для того чтобы проверить эти параметры, необходимо сравнить стандартную кривую размагничивания [3] (рис. 3) с кривыми размагничивания исследуемых образцов (рис. 4).

Для определения точек кривой размагничивания первоначально образец намагничивался. Непосредственно после намагничивания измерялся остаточный магнитный поток, который является первой точкой кривой размагничивания, после чего вычислялась остаточная индукция (B_r) по стандартной методике [3]. Измерение остаточного магнитного потока проводилось с помощью микровеберметра, подключенного к съёмной измерительной катушке, использовался индукционный метод измерения потока в нейтральном сечении образца при разомкнутой цепи «катушка–образец».

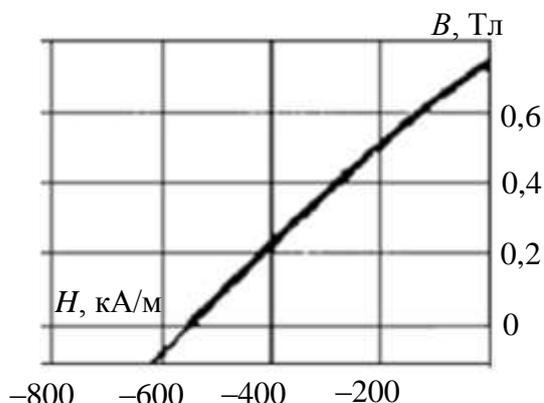


Рис. 3. Кривая размагничивания для сплава КС37 из ГОСТ [3]

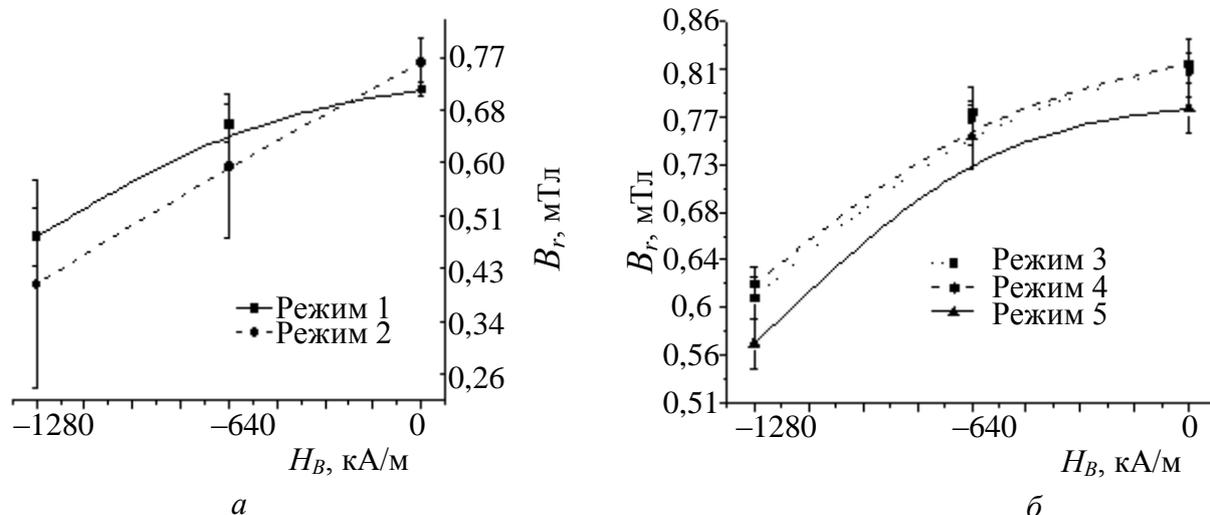


Рис. 4. Влияние температуры отжига на форму петли гистерезис: а – для режимов отжига 1 и 2; б – для режимов отжига 3, 4 и 5

Для нахождения других точек кривой размагничивания образцы подвергались воздействию обратного поля. Увеличение размагничивающего поля прекращалось при достижении напряженности поля, соответствующей значению коэрцитивной силы по индукции $H_C = 640$ кА/м (8 кЭ) [3]. Согласно [3] для сплава КС37 при данном значении размагничивающего поля намагниченность (остаточная индукция) должна быть меньше нуля (см. рис. 3). У изготовленных образцов значения остаточной магнитной индукции больше нуля (см. рис. 4).

Для анализа полученных результатов используем понятие коэффициента прямоугольности размагничивающей ветви петли гистерезиса. Считаем, что коэффициент прямоугольности допускает падение магнитного потока при размагничивающем поле в 640 кА/м не более чем на 10% от величины остаточной индукции, т. е. равен 0,9. Следующая точка кривой размагничивания (см. рис. 3) была выбрана согласно [3] при $jH_C = 1280$ кА/м, при этом значение остаточной индукции должно иметь отрицательное значение. Как видно из рис. 4, в нашем случае остаточная индукция имеет положительное значение, следовательно, в этой точке также можно считать коэффициент прямоугольности равным 0,2.

Таким образом, при выбранных режимах спекания получены лучшие значения основных магнитных параметров материала КС37.

Улучшение значений основных магнитных параметров (остаточного магнитной индукции, коэффициентов прямоугольности) связано с изменением механизма формирования центров кристаллизации однодоменных частиц. При медленной скорости нагрева и проведении спекания при температурах, близких к температуре плавления, формируется гомогенная структура с максимальным количеством центров кристаллизации, имеющих меньшие размеры. При терромагнитной обработке выделяются более тонкие однодоменные частицы с высокой степенью анизотропии формы. Такой режим спекания приводит к снижению пористости образцов, что также способствует увеличению основных магнитных характеристик высококоэрцитивных сплавов.

Кроме того, на коэрцитивную силу, как было сказано выше, влияет пористость структуры, следовательно, в качестве еще одного контролируемого параметра можно выбрать плотность спеченных заготовок. Результаты измерения плотности гидростатическим способом представлены на рис. 5. Вертикальные отрезки на рисунке отражают разброс плотности по образцам.

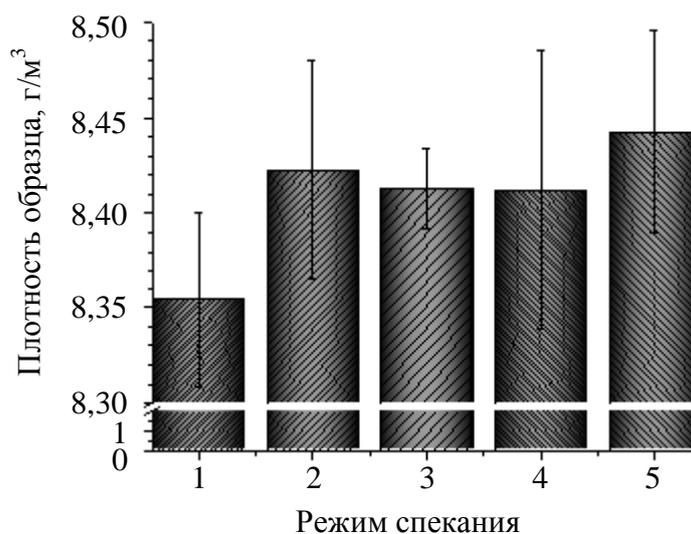


Рис. 5. Плотность образцов, полученных при разных режимах спекания

Как видно из рис. 5, меньшей плотностью, а следовательно, наличием большого количества открытых пор и неполной усадкой образца обладают заготовки, спеченные по режиму 1. Анализируя магнитные параметры (см.

рис. 4, а) образцов, спекаемых по режиму 1 (см. рис. 2, а), можно сделать вывод, что в процессе отжига не достигнута оптимальная гомогенная структура, а наличие малой плотности образцов говорит о недоспёке. Чтобы его избежать, в режиме 2 была повышена температура (см. рис. 2, а), однако данное увеличение привело к снижению коэрцитивной силы (см. рис. 4, а) и незначительному увеличению плотности образцов (см. рис. 5), что не решило проблему недоспёка. При анализе режима 5 (см. рис. 2, б) видим, что увеличение температуры отжига на 35°C по сравнению с режимом 1 (см. рис. 2, а) привело к увеличению плотности (см. рис. 5), что свидетельствует об отсутствии пор, а магнитные параметры при этом увеличились незначительно (см. рис. 3, б).

При осуществлении режимов 3 и 4 было увеличено время начальной стадии отжига (до 70 мин) и сокращено общее время второй стадии (см. рис. 2, б), что в целом привело к улучшению магнитных параметров (см. рис. 4, б). При сравнении плотности образцов (см. рис. 5) видим, что увеличение выдержки на 5°C (см. рис. 2, б) в режиме 4 по сравнению с режимом 3 дает разброс в 1,68% против 0,47% (см. рис. 5).

Исходя из проведенного анализа, можно сделать вывод, что наиболее выгодным во всех отношениях является режим 3.

Таким образом, в результате исследований было выявлено, что для полной гомогенизации требуется оптимальная выдержка на I и II ступенях отжига для исследуемого материала, а также увеличение скорости нагрева для достижения I ступени спекания. Отжиг при более высоких температурах позволяет увеличить остаточную магнитную индукцию и коэффициент прямоугольности размагничивающей ветви петли гистерезиса, что свидетельствует об отсутствии или наличии очень малых областей обратной намагниченности в материале.

Несмотря на то что подбор оптимального режима спекания проведен для магнитов из сплава КС37, эту методику можно применить к любому магнитотвердому материалу. Следовательно, она имеет универсальный характер. Различия могут появиться в длительности выдержки на I и II ступенях отжига, а также в скорости нагрева (первая стадия, см. рис. 1) или охлаждения (третья стадия, см. рис. 1) образцов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Брусенцов Ю. А., Минаев А. М. Исследование структуры и свойств порошковых сплавов // Вестн. ТГТУ. 2004. Т. 10, № 1Б. С. 228–233.
2. Брусенцов Ю. А., Шелохвостов В. П. Влияние режимов спекания высококоэрцитивных порошковых магнитов на процесс формирования их технологических и магнитных характеристик // Там же. 2000. Т. 5, вып. 2–3. С. 333–334.
3. ГОСТ 21559-76 Материалы магнитотвердые спеченные. Марки, технические требования и методы контроля. М. : ГКС, 1991. 20 с.
4. Никифорова Э. М. Теоретические основы, технология получения и свойства порошковых материалов. Красноярск : ИПК СФУ, 2009. 304 с.
5. Башнин Ю. А., Ушаков Б. К., Секей А. Г. Технология термической обработки. М. : Металлургия, 1986. 424 с.
6. Биронт В. С., Орелкина Т. А., Дроздова Т. Н., Быконя Л. А., Цурган Л. С. Материаловедение. Красноярск : ИПК СФУ, 2008. 454 с.

АНАЛИЗ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ГЕТЕРОМАГНИТНОГО ЭЛЕКТРОННОГО МОДУЛЯ

**А. А. Игнатъев, А. В. Васильев, С. В. Овчинников,
А. С. Ретунский, Д. М. Спиридонов***

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : kof@sgu.ru

*ОАО «Институт критических технологий»
Россия, 410040, Саратов, пр. 50 лет Октября, 110А
E-mail : kbkt@renet.ru

Проведено теплофизическое моделирование гетеромагнитного электронного модуля. Рассчитаны нестационарные температуры модуля. Определено время выхода на режим. Даны рекомендации по месту расположения датчиков температуры в модуле, с помощью которых значения частот его выходных сигналов приводятся к опорной температуре.

Ключевые слова: гетеромагнитный электронный модуль, гетеромагнитный первичный преобразователь, теплофизическая модель, результаты теплофизического анализа.

Analysis of Thermal Regime of the Heteromagnetic Electronic Module

**A. A. Ignatiev, A. V. Vasilev, S. V. Ovchinnikov,
A. S. Retunsky, D. M. Spiridonov**

The thermal model of the heteromagnetic electronic module was presented. Non-steady-state temperature module have been calculated. Specified time of module readiness was defined. Recommendations on locations of temperature sensors are made. With the help of temperature sensors the values of the output frequency signal are leading to a reference temperature.

Key words: heteromagnetic electronic module, primal heteromagnetic convertor, thermal module, results of the heat analysis.

Гетеромагнитный электронный модуль (ГМЭМ) представляет собой законченное функциональное устройство для измерения слабых магнитных полей [1, 2], в частности всех компонентов магнитного поля Земли. ГМЭМ включает в себя 3D гетеромагнитный первичный преобразователь (ГМПП) измеряемого магнитного поля и систему обработки данных, в том числе коррекцию показаний ГМПП по температурному фактору.

Каждый ГМПП представляет собой твёрдотельный автогенератор на основе полевых или биполярных транзисторов, в цепи обратной связи которого содержится ферритовый (железоиттриевый гранат – ЖИГ) микрорезонатор [2]. Ферритовый микрорезонатор находится в поле постоянного магнита, обеспечивающего требуемый уровень индукции поля подмагничивания.

Микросхема автогенератора размещена на латунной контактной пластине, вставленной в основной корпус ГМПП. Пара таких противоположно размещенных и включенных противофазно автогенераторов явля-

ется одноосным дифференциальным первичным преобразователем индукции измеряемого магнитного поля. В рассматриваемой конструкции ГМЭМ содержится три дифференциальных ГМПП, ориентированных взаимно перпендикулярно.

Параметры ЖИГ-микрорезонаторов и магнитов системы подмагничивания зависят от температуры. Так, для ферритового микрорезонатора температурный коэффициент частоты составляет приблизительно $3 \text{ МГц/}^\circ\text{C}$ в интервале температур от -50 до $+50 \text{ }^\circ\text{C}$ [3], а для материалов постоянных магнитов в таблице приведены сводные данные по обратимой температурной нестабильности [4, 5], где $\alpha_B = \frac{B_0 - B_T}{B_0 \cdot 293 - T}$ – температурный коэффициент магнитной индукции; B_0 – магнитная индукция при температуре 293 К , B_T – магнитная индукция при температуре T (по абсолютной шкале);

$\beta_K = \frac{H_{K,20} - H_{K,t}}{H_{K,20} \cdot 20 - t}$ – температурный коэффициент коэрцитивной силы

(t – температура по 100-градусной шкале; $H_{K,20}$ – коэрцитивная сила в А/м при 20°C ; $H_{K,t}$ – коэрцитивная сила в А/м при $t^\circ\text{C}$; $\chi(t)$ – реверсивная восприимчивость приведенных магнитных материалов в ее зависимости от температуры).

Температурные коэффициенты обратимых изменений характеристик магнитотвердых материалов и магнитного поля магнитных систем

Виды магнитных материалов	Температурный коэффициент, $\frac{\%}{^\circ\text{C}}$		
	α_B	β_K	$d\chi/dt$
Бариевые и стронциевые ферриты	От минус 0,18 до минус 0,2	0,3	$-0,07 \pm 0,01$
Sm-Co	Минус 0,03	Минус 0,04	$0,07 \pm 0,03$
Nd-Fe-B	Минус 0,12	От минус 0,06 до минус 0,8	$0,05 \pm 0,01$
Литой магнитотвердый сплав на железо-никель-алюминиевой основе (ЮНДК)	Минус 0,02	0,03	0

Следствием указанных температурных зависимостей является зависимость от температуры частоты генерации всех ГМПП. Поскольку ГМЭМ предназначен для работы при различных условиях окружающей среды, в систему обработки данных вводится алгоритм, приводящий данные всех ГМПП к некоторой опорной температуре. Принцип работы алгоритма описан в [6] и базируется на показаниях датчиков температуры, введенных в латунный корпус объединенных дифференциальных ГМПП.

Целью анализа теплового режима ГМЭМ явилось определение времени его выхода на рабочий режим, максимальных температурных пере-

падов в ГМЭМ, числа датчиков температуры и мест их расположения для наиболее адекватного учета температурной зависимости выходных сигналов ГМПП.

Теплофизический анализ проводился на основе численных и аналитических задач теплопроводности для модели ГМЭМ с граничными условиями 3-го рода, описывающими конвективный теплообмен между поверхностью ГМЭМ и окружающей средой. Применялись оригинальные теплофизические модели [7–10] с использованием метода тепловых схем и теории регулярного теплового режима [11].

Результаты анализа показали следующее.

Целесообразно использовать дополнительный внешний дюралюминиевый корпус-экран, внутри которого собственный корпус 3D-ГМПП расположен через слой теплоизоляционного материала. При этом элементы системы управления и обработки информации размещаются на внутренней поверхности внешнего корпуса. Такая конструкция, во-первых, обеспечивает рассеяние тепловой энергии от системы управления и обработки информации непосредственно в окружающую среду без заметного влияния на ГМПП, так как поверхность внешнего корпуса достаточно большая и представляет собой радиатор, и, во-вторых, заметно растягивает во времени нестационарные тепловые процессы в самом 3D-ГМПП, что значительно улучшает точность алгоритмической поправки приведения данных ГМПП к опорной температуре. При этом чрезмерного роста температуры в самом 3D-ГМПП нет в силу малой мощности тепловыделения в нем. Об этом свидетельствуют как результаты расчета, приведенные на рис. 1–2, так и экспериментальные данные, представленные в [6].

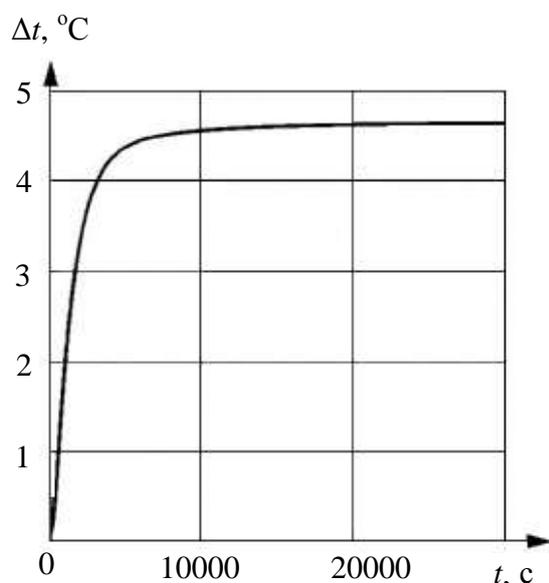


Рис. 1. Нестационарный перегрев центральной части латунного корпуса 3D-ГМПП

Результаты расчета временной зависимости перегрева центральной области латунного корпуса 3D-ГМПП относительно температуры внешней поверхности дюралюминиевого корпуса ГМЭМ показаны на рис. 1.

Как видно, этот перегрев составляет величину, чуть большую 4,5°C, несмотря на наличие тепловой изоляции. Расчеты также показывают, что этот перегрев слабо зависит от условий охлаждения рассматриваемой конструкции ГМЭМ в целом.

Время выхода ГМПП на рабочий режим (по уровню 95% от стационарной температуры) составляет около 11000 с, однако собственный

латунный корпус ГМПП практически прогревается за 4000 с (за счет собственного тепловыделения в шести гетеромагнитных автогенераторах), а

дальнейшее увеличение температуры ГМПП происходит из-за выделения тепла в платах управления и роста температуры устройства в целом.

Нестационарные перегревы внутренних (кривые 1) и внешних (кривые 2) поверхностей латунных контактных пластин приведены на рис. 2. При этом на рис. 2, а показаны температурные изменения контактной пластины, расположенной непосредственно под платами управления и обработки информации ГМЭМ, а на рис. 2, б – аналогичные зависимости для контактной пластины, удаленной от плат управления.

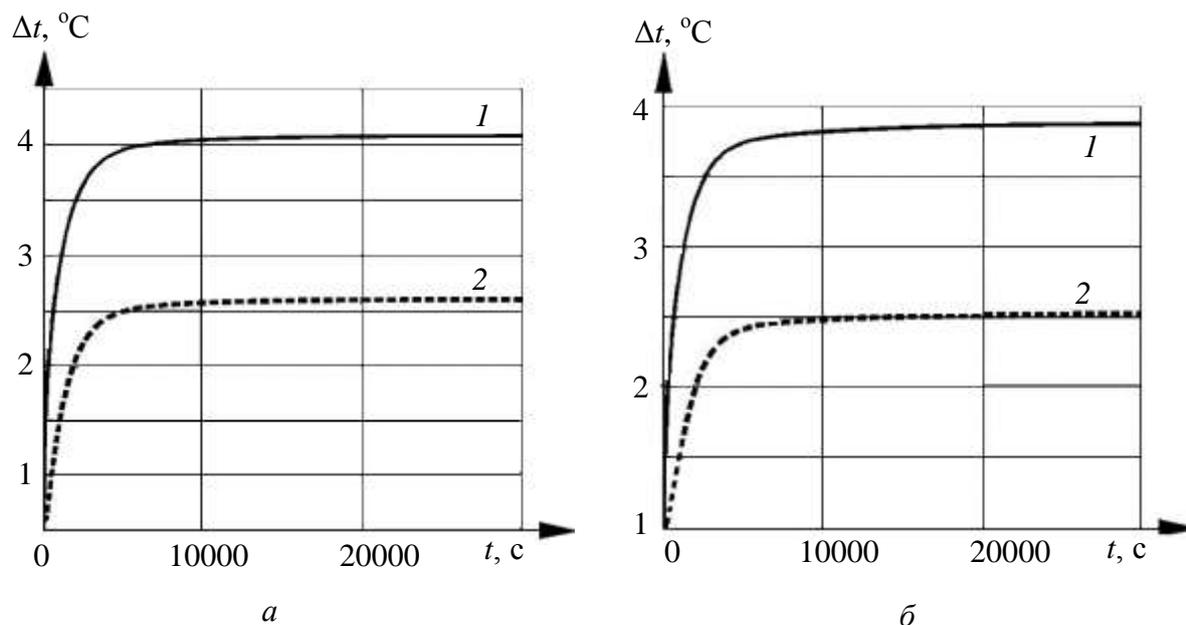


Рис. 2. Нестационарный перегрев контактной пластины, расположенной под платами управления (а) или удаленной от них (б): 1 – внутренняя поверхность; 2 – внешняя поверхность

Из приведенных графиков следует, что стационарные температурные перепады по телу латунного корпуса 3D-ГМПП не превышают $2,5^{\circ}\text{C}$ (см. рис. 1 и рис. 2, б), а стационарные температуры мест расположения микросхем автогенераторов различаются не более чем на $0,5^{\circ}\text{C}$ (см. рис. 2).

Постоянные магниты, обеспечивающие заданный уровень поля подмагничивания ЖИГ-микрорезонаторов, плотно вставлены во внутреннюю часть латунного корпуса и имеют его температуру. Следовательно, температуры постоянных магнитов и ЖИГ-микрорезонаторов различаются не более чем на $0,7^{\circ}\text{C}$, что важно для алгоритмического приведения выходных сигналов всех автогенераторов к опорной температуре

Наконец, в качестве рекомендаций для улучшения характеристик ГМПП можно предложить следующее:

1. Заменить внутренний латунный корпус 3D-ГМПП на медный. Это позволит уменьшить температурные перепады в нем в 4,5 раза за счет более высокой теплопроводности меди. При этом время прогрева медного корпуса

с той же геометрией также уменьшится примерно в 4 раза, поскольку теплоемкость и плотность меди не слишком отличаются от соответствующих значений для латуни.

2. Использовать в качестве магнитов для систем подмагничивания гетеромагнитных автогенераторов магнитные материалы системы ЮНДК. Они обладают наименьшими обратимыми температурными изменениями магнитной индукции ($\alpha_B \approx -0,02$). Вариация обратимых температурных изменений индукции магнитного поля для магнитов указанного типа составит не более $\pm 3,7$ % от уровня индукции при комнатной температуре в процессе изменения температуры от -60°C до $+125^\circ\text{C}$. При этом зависимость индукции магнитного поля от температуры в указанном диапазоне является практически линейной.

3. Размещать миниатюрные и стабильные датчики температуры в количестве трех в трех точках корпуса ГМПП: в центре и на взаимно противоположных внешних сторонах металлического немагнитного корпуса ГМПП. Датчики должны иметь погрешность определения температуры не более $0,1^\circ\text{C}$. На их показания должен опираться алгоритм вычисления температурных поправок с учетом того факта, что некоторые поправочные коэффициенты могут менять знак при резком увеличении температуры окружающей среды.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Игнатьев А. А., Ляшенко А. В.* Магнитоэлектроника СВЧ-, КВЧ-диапазонов в пленках ферритов. М. : Наука, 2005. 380 с.
2. *Игнатьев А. А., Ляшенко А. В.* Гетеромагнитная микроэлектроника : микро-системы активного типа. М. : Наука, 2007. 612 с.
3. *Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М. : Сов. радио, 1975. 360 с.
4. *Миткевич А. В.* Стабильность постоянных магнитов. М. : Энергия, 1971. 127 с.
5. Постоянные магниты : справочник / под ред. Ю. М. Пятина. М. : Энергия, 1971. 486 с.
6. *Евграфов А. А., Игнатьев А. А., Ретунский А. С., Спиридонов Д. М.* Сравнение основных характеристик аналогового и цифрового датчиков температуры // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. науч. тр. / под ред. проф. А. В. Ляшенко. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2013. Вып. 14 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Методические аспекты физического образования. С. 4–13.
7. *Овчинников С. В., Ляшенко А. В.* Обобщенная модель для аналитического расчета температурных полей и тепловых сопротивлений элементов твердотельной радиоэлектроники // Там же. 2012. Вып. 12 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Методические аспекты физического образования. Экономика в промышленности. С. 11–18.
8. *Новоселов В. В., Овчинников С. В.* Определение решений многомерных неоднородных краевых задач с помощью метода перемножений // Вопросы прикладной физики : межвуз. науч. сб. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2003. Вып. 9. С. 52–53.
9. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2004610993 Рос. Федерация. Программа расчета стационарного теплового сопротивления многослойных конструктивных элементов мощного магнитоэлектронного транзистора с прямоугольной формой / Овчинников С. В., Самолданов В. Н., Ляшен-

ко А. В., Солопов А. А. ; правообладатель : ОАО «Гантал». № 2004610421 ; заявл. 26.02.2004 ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 21.04.2004.

10. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2004610986 Рос. Федерация. Программа расчета стационарного теплового сопротивления конструктивных элементов мощного магнитоэлектронного транзистора в виде многослойного цилиндра / Овчинников С. В., Игнатъев А. А., Ляшенко А. В., Солопов А. А. ; правообладатель : ОАО «Гантал». № 2004610414 ; заявл. 26.02.2004 ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 21.04.04.

11. *Дульнев Г. Н., Семяшкин Э. М.* Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Л. : Энергия, 1968. 360 с.

УДК 53.088.7

ОДНОФАКТОРНЫЕ КАЛИБРОВКИ БЛОКА МАГНИТОМЕТРОВ (алгоритмы, методики, технологии)

А. А. Игнатъев, Г. М. Проскуряков*, Д. М. Спиридонов*

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : kof@sgu.ru

*ОАО «Институт критических технологий»
Россия, 410040, Саратов, пр. 50 лет Октября, 110А
E-mail : kbkt@renet.ru

В статье показано, что по мере возрастания требований к точности и разрешающей способности высокочувствительных прецизионных блоков магнитометров обостряется проблема необходимости проведения индивидуальной калибровки метрологических характеристик измерительных каналов этих блоков, в том числе построенных по схемам с использованием технологии гетеромагнитных измерений.

Ключевые слова: магнитометр, блок магнитометров, прецизионная магнитометрия, гетеромагнитная технология, калибровка, алгоритм, уравнение Пуассона, матрицы ориентации, монтажа и установки.

Univariate Calibrating of Magnetometer Unit (algorithms, methods, techniques)

A. A. Ignatiev, G. M. Proskuryakov, D. M. Spiridonov

In the article shown, that with increasing accuracy and resolution requirements for high-sensitive precision magnetometer units the problem of need for individual calibration of metrological characteristics of measuring channels in these units, including units built on schemes using heteromagnetic measurement technology, is aggravated.

Key words: magnetometer, magnetometer unit, precision magnetometry, heteromagnetic technology, calibration algorithm, the Poisson equation, matrix orientation, assembly and installation.

Трехосные блоки магнитометров находят широкое применение в различных областях практики: геофизике и геомагнетизме, геологоразведке и военном деле, навигации и ориентации подвижных объектов и др. По мере расширения областей практического применения трехосных блоков магнитометров (ТБМ) повышается уровень требований к точности, чувствительности, разрешающей способности ТБМ и стабильности их метрологических характеристик. Однако при этом ТБМ становятся более чувствительными и к дестабилизирующим факторам.

Любой ТБМ можно рассматривать как многомерный (например, трехмерный) преобразователь, в котором последовательно выполняются две функции (рис. 1):

– первичного преобразования (преобразование I) магнитного поля Земли (МПЗ) с учетом эксплуатационных геометрических (ψ, ϑ, γ), технологических геометрических (α, β) и магнитных ($S, \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{II}}$) свойств основания [1];

– вторичного преобразования (преобразование II) проекций (T_x, T_y, T_z) вектора \mathbf{T} преобразованного МПЗ на оси приборного трехгранника с учетом влияния дестабилизирующих (температурных Δt , режимных ΔU , частотных Δf) факторов [1].

Таким образом, современные высокочувствительные ТБМ становятся **многомерными** (в частности, трехмерными) **многофакторными измерителями** магнитного поля.

Для строгого и корректного описания процессов преобразований в ТБМ необходимо располагать адекватной моделью, описывающей эти процессы.

Первичное преобразование результирующего магнитного поля \mathbf{T} , определенное в проекциях на оси X, Y, Z чувствительности магнитометров, достаточно точно описывается обобщенным уравнением Пуассона [1–3]

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_x & T_y & T_z \end{bmatrix}^T = B \cdot \mathbf{S} + E \cdot \begin{bmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} A \cdot \mathbf{T}_{\text{МПЗ}} + \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{II}}, \quad (1)$$

где B – матрица монтажа магнитометров в блоке; S – матрица коэффициентов Пуассона; E – единичная матрица (3×3); A – матрица ориентации в пространстве основания с ТБМ; $\mathbf{T}_{\text{МПЗ}}$ – вектор напряженности МПЗ, отсчитанный в проекциях на оси неподвижной системы координат; $\mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{II}}$ – вектор постоянной составляющей напряженности магнитного поля основания (МПО), на котором установлен ТБМ, отсчитанный в проекциях на оси ортогональной приборной системы координат $X_0 Y_0 Z_0$, связанной с основанием. Причем

$$\mathbf{T}_{\text{МПЗ}} = [T_{xg} \ T_{yg} \ T_{zg}]^T. \quad (2)$$

Следует отметить, что уравнение Пуассона (1) является универсальным выражением, используемым в магнитометрии для общей характеристики преобразования МПЗ, осуществляемого ТБМ, построенными на основе применения любых компонентных магнитометров (феррозондов, магнитометров, работающих на эффектах Холла, Фарадея, Джозефсона, магниторезистивных, квантовых, гетеромагнитных и других магнитометров). Современные ТБМ

различаются только измерительной частью и зависят от конкретного типа измерительных преобразователей, используемых в составе блока измерительных преобразователей (БИП).

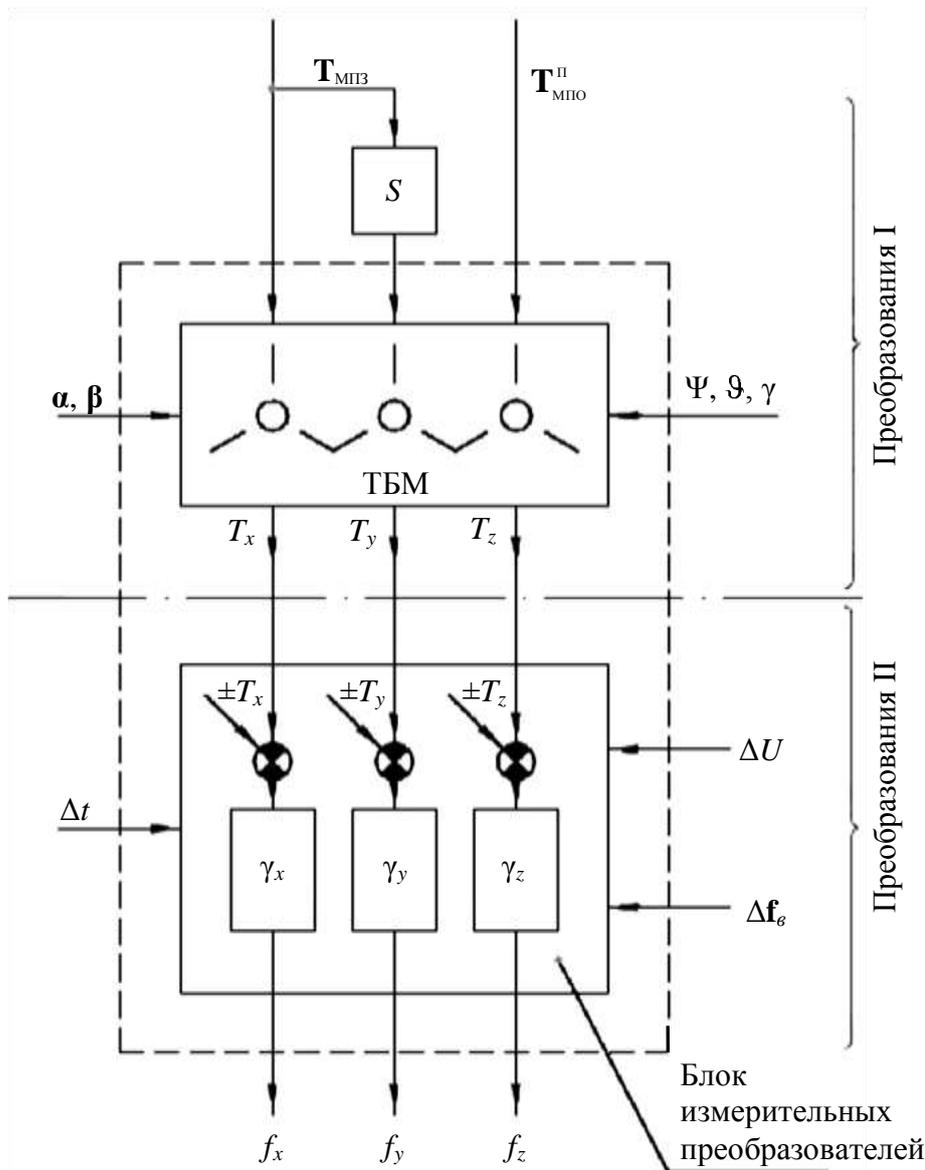


Рис. 1. Блок-схема измерительного трехосного блока магнитометров

В соответствии с требованиями метрологической практики разработчики различных средств измерений (СИ) обычно стремятся реализовать в них по возможности линейные или квазилинейные метрологические характеристики (международный стандарт ISO 9000). В соответствии с этим применительно к блоку измерительных преобразователей, используемому в составе магнито-чувствительного электронного модуля (МЭМ), разработанного в КБ ОАО «Институт критических технологий» (г. Саратов), можно записать [1]:

$$\left. \begin{aligned} f_x &= (\gamma_x \pm \Delta\gamma_x) \cdot T_x \pm (f_{x0} + \Delta f_{x0}) \\ f_y &= (\gamma_y \pm \Delta\gamma_y) \cdot T_y \pm (f_{y0} + \Delta f_{y0}) \\ f_z &= (\gamma_z \pm \Delta\gamma_z) \cdot T_z \pm (f_{z0} + \Delta f_{z0}) \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

где f_x, f_y, f_z – выходные сигналы соответствующих каналов измерений; $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$ – крутизна характеристики (масштабные коэффициенты); $\Delta\gamma_x, \Delta\gamma_y, \Delta\gamma_z$ – мультипликативные погрешности измерений (нестабильности масштабных коэффициентов); T_x, T_y, T_z – входные сигналы соответствующих каналов измерений (см. рис. 1); $f_{x0} + \Delta f_{x0}, f_{y0} + \Delta f_{y0}, f_{z0} + \Delta f_{z0}$ – аддитивные погрешности измерений (смещение нулей или нулевые сигналы со своими нестабильностями).

Мультипликативные и аддитивные погрешности измерений в БИП ТБМ обусловлены влиянием дестабилизирующих факторов – $\Delta t; \Delta U$ (см. рис. 1). С учётом этого метрологические характеристики могут быть представлены в следующем квазилинейном виде [2]:

$$\left. \begin{aligned} f_x &= \gamma_x(\Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g) + f_{x0}(\Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g) \\ f_y &= \gamma_y(\Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g) + f_{y0}(\Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g) \\ f_z &= \gamma_z(\Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g) + f_{z0}(\Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g) \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где $\Delta \mathbf{f}_g = [\Delta f_{x0} \ \Delta f_{y0} \ \Delta f_{z0}]^T$ – возмущение частоты.

Таким образом, процесс преобразования вектора $\mathbf{T} = [T_x \ T_y \ T_z]^T$ в БИП ТБМ можно представить как трёхканальный квазилинейный процесс с учётом влияния трёх дестабилизирующих факторов ($\Delta t, \Delta U, \Delta \mathbf{f}_g$).

Метрологические характеристики БИП ТБМ (системы (3) или (4)) имеют общий недостаток, который заключается в отсутствии конкретных зависимостей выходных сигналов (f_x, f_y, f_z) как от измеряемых величин (T_x, T_y, T_z), так и от дестабилизирующих факторов ($\Delta t, \Delta U, \Delta \mathbf{f}_g$). Для исключения указанного недостатка с учётом малости величины дестабилизирующих факторов, а также изменений выходных сигналов (f_x, f_y, f_z) БИП, описываемых гладкими непрерывными и ограниченными функциями вида (3) или (4), разложим функции (4) в степенные ряды Тейлора по вариациям входных сигналов (T_x, T_y, T_z) и дестабилизирующих факторов

$$\left. \begin{aligned} f_x &= \gamma_x T_x + \sum_{i=0}^n a_{xi} \Delta t^i + \sum_{j=0}^m b_{xj} \Delta U^j + \sum_{k=0}^l c_{xk} \Delta f_{y0}^k + \sum_{k=0}^p d_{xk} \Delta f_{z0}^k \\ f_y &= \gamma_y T_y + \sum_{i=0}^n a_{yi} \Delta t^i + \sum_{j=0}^m b_{yj} \Delta U^j + \sum_{k=0}^l c_{yk} \Delta f_{x0}^k + \sum_{k=0}^p d_{yk} \Delta f_{z0}^k \\ f_z &= \gamma_z T_z + \sum_{i=0}^n a_{zi} \Delta t^i + \sum_{j=0}^m b_{zj} \Delta U^j + \sum_{k=0}^l c_{zk} \Delta f_{x0}^k + \sum_{k=0}^p d_{zk} \Delta f_{y0}^k \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где $a_{xi}, a_{yi}, a_{zi}, b_{xj}, b_{yj}, b_{zj}, c_{xk}, c_{yk}, c_{zk}, d_{xk}, d_{yk}, d_{zk}$ – коэффициенты линеаризации при соответствующих членах разложения функций в степенные ряды.

В системе (5) первые члены в правых частях характеризуют метрологические характеристики каналов измерений, формируемые без учёта влияния дестабилизирующих факторов ($\Delta t = \Delta U = \Delta f_{x0} = \Delta f_{y0} = \Delta f_{z0} = 0$), вторые – полиномиальную аппроксимацию частотно-температурных зависимостей, третьи отражают аппроксимацию частотно-режимных зависимо-

стей в виде полиномов m -й степени, а четвёртые и пятые – аппроксимацию частотно-магнитных зависимостей в виде полиномов l -й и p -й степени.

Модель, описывающая работу ТБМ как многомерного (трёхмерного), многофакторного (шестифакторного) измерителя геомагнитного поля, может быть получена объединением систем уравнений (1) и (3) или (1) и (4), или (1) и системы (5). На основе анализа полученной таким образом системы уравнений можно установить, что выходные сигналы, формируемые на выходе ТБМ (см. рис.1), являются в общем случае функциями трёх измеряемых величин (T_{xg}, T_{yg}, T_{zg}) и шести дестабилизирующих факторов ($\psi, \vartheta, \gamma, \alpha, \beta, S, \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{II}}, \Delta t, \Delta U, \Delta \mathbf{f}_g$):

$$\left. \begin{aligned} f_x &= f_x \mathbf{T}_{\text{МПЗ}}; \psi, \vartheta, \gamma; \alpha, \beta; S; \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{II}}; \Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g \\ f_y &= f_y \mathbf{T}_{\text{МПЗ}}; \psi, \vartheta, \gamma; \alpha, \beta; S; \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{II}}; \Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g \\ f_z &= f_z \mathbf{T}_{\text{МПЗ}}; \psi, \vartheta, \gamma; \alpha, \beta; S; \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{II}}; \Delta t; \Delta U; \Delta \mathbf{f}_g \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Из анализа системы (6) можно сделать общий вывод о том, что ТБМ с любыми компонентными измерительными преобразователями может быть представлен как гетеромагнитный модуль (или, иначе, многомерный магниточувствительный блок, реагирующий на несколько разнородных по физической природе факторов – эксплуатационных, технологических, температурных, режимных, частотных, магнитных). Все многообразие дестабилизирующих факторов условно представлено на схеме рис. 2.

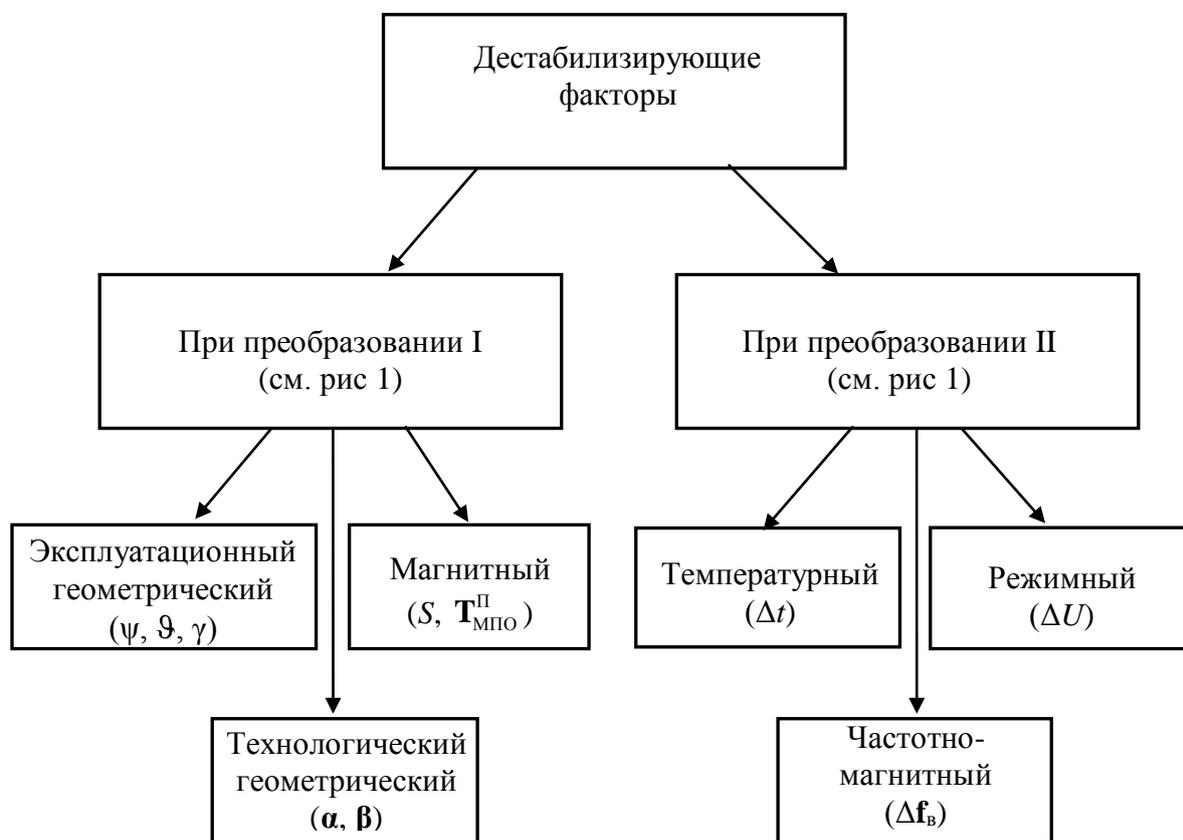


Рис. 2. Дестабилизирующие факторы, влияющие на показания ТБМ

Влияние на показания ТБМ дестабилизирующих факторов при преобразовании I (см. рис. 1) достаточно точно может быть учтено на основе анализа уравнений Пуассона (1). Влияние же дестабилизирующих факторов, проявляемых при преобразовании II (см. рис. 1), может быть точно учтено адекватной моделью преобразований сигналов в БИП или на основе её аппроксимаций в виде систем уравнений (3), (4) или (5).

Зная параметры ψ , ϑ , γ , можно учесть их влияние на показания ТБМ алгоритмическим путём на основе уравнений Пуассона (1) с использованием матрицы ориентации A [1, 3]. Тогда можно решить следующие задачи:

- создания цифрового магнитного компаса, располагая информацией о $T_x, T_y, T_z, \vartheta, \gamma$;
- разработки магнитной вертикали (ϑ, γ) на основе информации о T_x, T_y, T_z, ψ ;
- калибровки (в частности, магнитной и технологической геометрической (рис. 3)) путем учета однозначного влияния на показания ТБМ углов ориентации основания в пространстве (ψ, ϑ, γ).

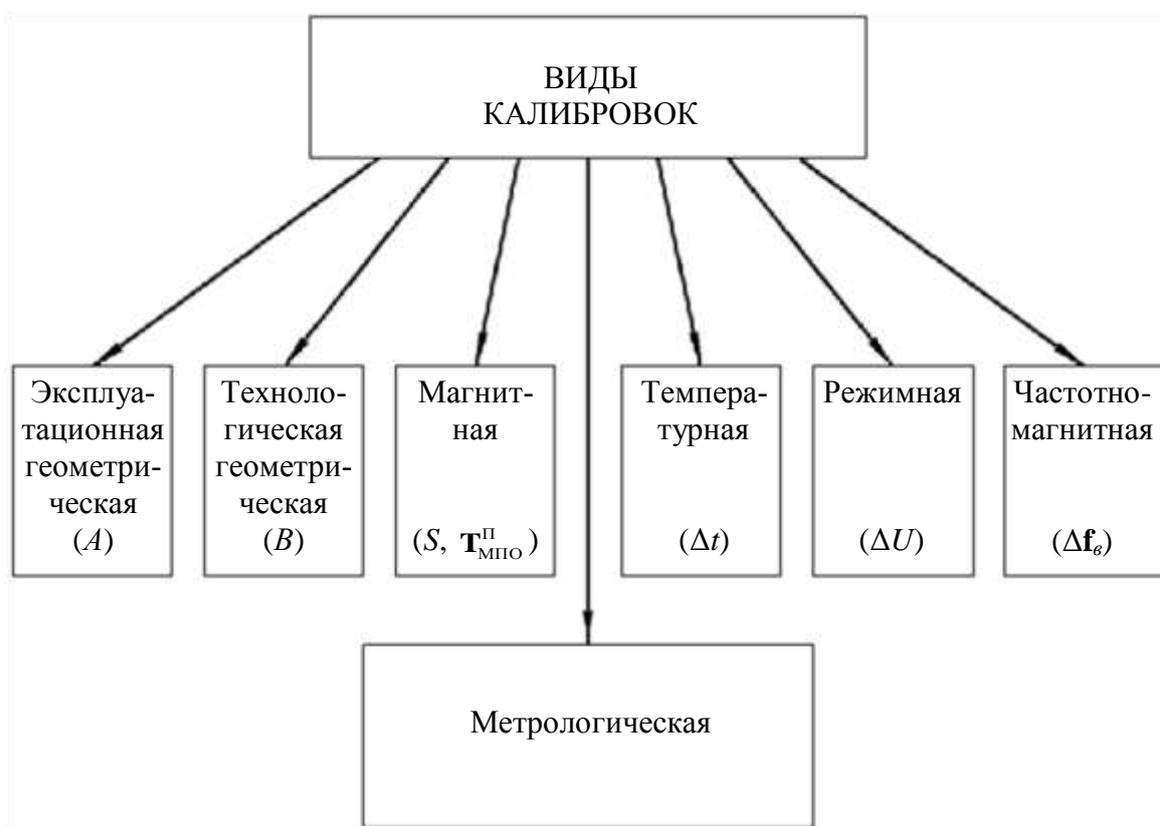


Рис. 3. Однофакторные калибровки

Дестабилизирующий технологический геометрический фактор учитывает влияние углов неортогональности ($\alpha_x, \beta_x, \alpha_y, \beta_y, \alpha_z, \beta_z$) на показания ТБМ. Схема отсчета углов неортогональности соответствует схеме Эйлера-Крылова (рис. 4).

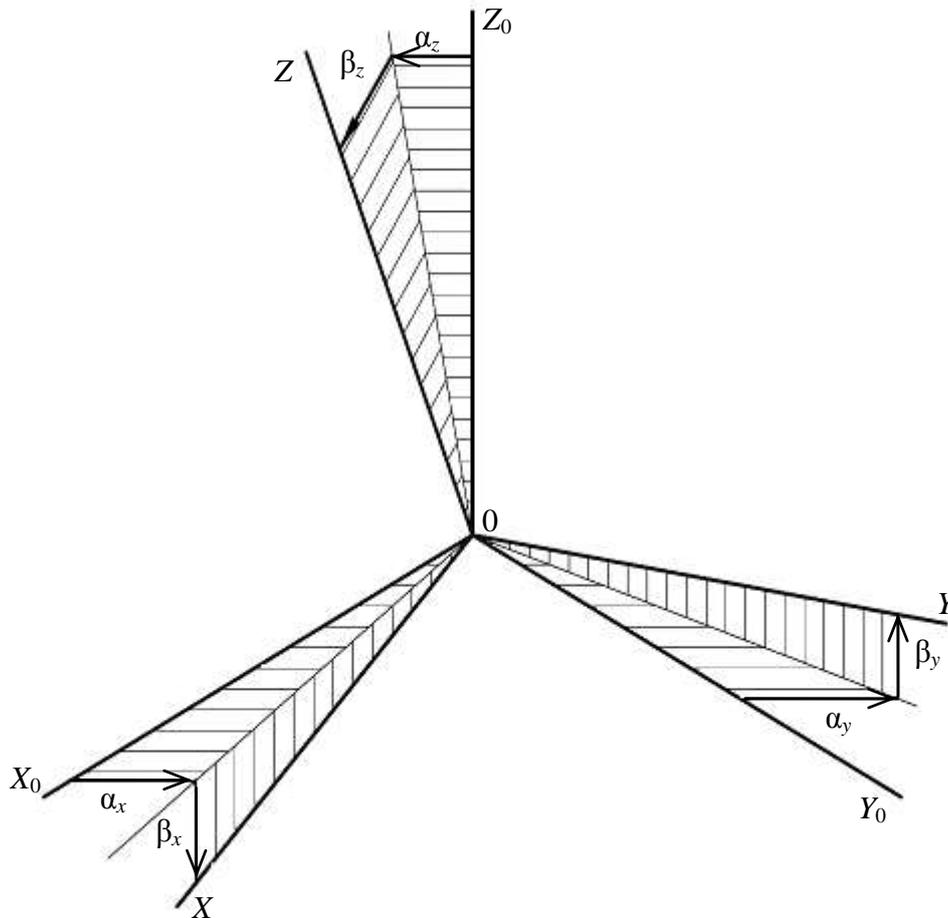


Рис. 4. Схема Эйлера–Крылова

В уравнении Пуассона (1) влияние технологического геометрического фактора на показания ТБМ учитывается матрицей B монтажа магнитометров в блоке [3]. Физически этот фактор проявляется в том, что углы взаимной ориентации между осями чувствительности магнитометров аффинной системы координат XYZ и соответствующими измерительными осями приборной ортогональной системы координат $X_0Y_0Z_0$, связанной с основанием, не равны 0 или $\frac{\pi}{2}$ (т. е. нарушаются условия коллинеарности и ортогональности осей).

Магнитный дестабилизирующий фактор проявляется в том, что на показания ТБМ оказывает влияние не только МПЗ ($\mathbf{T}_{МПЗ}$), но и магнитное поле основания (МПО), на котором установлен ТБМ. Магнитные свойства основания учитываются в уравнении Пуассона (1) вектором постоянной составляющей МПО ($\mathbf{T}_{МПО}^{\Pi}$) и матрицей S [1, 3]

$$\mathbf{T}_{МПО}^{\Pi} = P \quad Q \quad R_{-}^T, \quad (7)$$

$$S = \begin{bmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ g & h & k \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где P, Q, R – проекции вектора $\mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\Pi}$ на оси приборного трехгранника; $a, b, c, d, e, f, g, h, k$ – коэффициенты Пуассона.

Косвенным показателем, характеризующим появление в конкретном образце ТБМ дестабилизирующих факторов (технологического геометрического $B \neq 0$ и магнитного $\mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\Pi} \neq 0, S \neq 0$), является показатель неортогональности осей и вариабельности показаний блока

$$\delta = \sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \chi} - 1 \neq 0, \quad (9)$$

причём

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{T_x}{T_{\text{МПЗ}}}, \\ \cos \beta &= \frac{T_y}{T_{\text{МПЗ}}}, \\ \cos \chi &= \frac{T_z}{T_{\text{МПЗ}}}, \end{aligned} \quad (10)$$

где α, β, χ – углы ориентации вектора \mathbf{T} относительно осей приборного трехгранника.

Дестабилизирующий температурный фактор проявляется в том, что изменение температуры Δt относительно её номинального значения $t_{\text{НОМ}}$, при котором собран и откалиброван ТБМ, приводит к изменению параметров номинальных метрологических характеристик [1]:

$$\begin{aligned} f_x &= \gamma_{x0} \cdot T_x + f_{x0}, \\ f_y &= \gamma_{y0} \cdot T_y + f_{y0}, \\ f_z &= \gamma_{z0} \cdot T_z + f_{z0}, \end{aligned} \quad (11)$$

причем температурные погрешности в показаниях ТБМ, а следовательно, и поправки к этим показаниям при реализации девиационных алгоритмов температурной калибровки блока путём компенсации температурных погрешностей Δt можно определить сравнением систем (5) и (11). Откуда следуют формулы для погрешностей преобразования Π выходных сигналов с учетом влияния температуры:

$$\begin{aligned} \Delta f_x(\Delta t) &= \sum_{i=1}^n a_{xi} \Delta t^i, \\ \Delta f_y(\Delta t) &= \sum_{i=1}^n a_{yi} \Delta t^i, \\ \Delta f_z(\Delta t) &= \sum_{i=1}^n a_{zi} \Delta t^i. \end{aligned} \quad (12)$$

Реализация алгоритма температурной калибровки ТБМ предполагает выполнение следующих операций:

- определение зависимости значений выходных сигналов от температуры в широком температурном диапазоне;
- вычисление по формулам (12) численных значений поправочных коэффициентов полинома n -й степени;
- учет этих коэффициентов в программном обеспечении ТБМ с целью компенсации температурных погрешностей модуля.

Дестабилизирующий режимный фактор обусловлен тем, что в реальных условиях эксплуатации режим питания схем генерации, преобразований, измерений по напряжению (U) может отличаться от их номинального режима питания ($U_{ном}$), при котором калибруются номинальные метрологические характеристики каналов ТБМ, определяемые по формулам (11). При этом режимные погрешности в показаниях ТБМ, а следовательно, и поправки к этим показаниям при реализации девиационных алгоритмов режимной калибровки блока путём компенсации режимных погрешностей можно определить сравнением выражений (5) и (11):

$$\begin{aligned}\Delta f_x(\Delta U) &= \sum_{j=1}^m b_{xj} \Delta U^j, \\ \Delta f_y(\Delta U) &= \sum_{j=1}^m b_{yj} \Delta U^j, \\ \Delta f_z(\Delta U) &= \sum_{j=1}^m b_{zj} \Delta U^j.\end{aligned}\tag{13}$$

Дестабилизирующий частотно-магнитный фактор обусловлен явлением взаимодействия электромагнитных волн (ЭМВ), генерируемых схемами генерации СВЧ-колебаний каждого измерительного преобразователя (магнитометра), а также явлением интерференции этих ЭМВ.

Для двух каналов измерений при определённых условиях электрическими схемами этих каналов формируются две ЭМВ:

–ЭМВ-1

$$\left. \begin{aligned}E_1 &= E_{10} \sin\left(\omega_1 t - \frac{\omega_1 r_1}{v} + \varphi_{10}\right) \\ B_1 &= B_{10} \sin\left(\omega_1 t - \frac{\omega_1 r_1}{v} + \varphi_{10}\right)\end{aligned}\right\},\tag{14}$$

–ЭМВ-2

$$\left. \begin{aligned}E_2 &= E_{20} \sin\left(\omega_2 t - \frac{\omega_2 r_2}{v} + \varphi_{20}\right) \\ B_2 &= B_{20} \sin\left(\omega_2 t - \frac{\omega_2 r_2}{v} + \varphi_{20}\right)\end{aligned}\right\},\tag{15}$$

где E_i, E_{i0} ($i = 1, 2$) – текущие и амплитудные значения напряжённости электрических полей ЭМВ-1 и ЭМВ-2 соответственно; B_i, B_{i0} ($i = 1, 2$) – текущие и амплитудные значения индукций магнитных полей ЭМВ-1 и ЭМВ-2 соответственно; ω_i ($i = 1, 2$) – круговые частоты генерации ЭМВ-1 и ЭМВ-2; r_1 и r_2 – расстояния от исходных точек генерации ЭМВ-1 и ЭМВ-2 до текущих точек их распространения; v – скорость распространения ЭМВ в данной среде.

Взаимодействие двух ЭМВ (ЭМВ-1 и ЭМВ-2) в одной точке пространства, удалённой от этих источников на расстояния r_1 и r_2 , может быть описано в соответствии с принципом суперпозиции для магнитных индукций B_1 и B_2 следующим образом:

$$\begin{aligned} B_{12} &= (B_1 + B_2) \cdot \cos^2 \beta = B_0 \cos^2 \beta \left[\sin \left(\omega_1 t - \frac{\omega_1 r_1}{v} + \varphi_{10} \right) + \sin \left(\omega_2 t - \frac{\omega_2 r_2}{v} + \varphi_{20} \right) \right] = \\ &= 2B_0 \cos^2 \beta \cdot \sin \left(\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right) \cdot \cos \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

причём текущие фазы

$$\varphi_i = \omega_i t - \frac{\omega_i r_i}{v} \quad (i = 1, 2). \quad (17)$$

Из выражений (16) и (17) видно, что если выполняются условия синхронности ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$), синфазности ($\varphi_{10} = \varphi_{20}$), когерентности ($\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$) и поляризуемости ЭМВ ($\beta \approx 0$; $\mathbf{B}_1 \parallel \mathbf{B}_2$), то может быть достигнуто условие получения максимума результирующих колебаний по магнитной индукции:

$$B_{12}^{max} = 2B_0 \cos^2 \beta \cdot \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}, \quad (18)$$

если $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2k \frac{\pi}{2}$ ($k = 0, 1, 2, \dots$).

При определенных условиях точки интерференции электромагнитных волн ЭМВ-1 и ЭМВ-2, определяемые расстояниями r_1 и r_2 , могут совпадать с центрами магнитов резонансной настройки каналов магнитометров. В результате этого увеличивается вероятность возможного нарушения первоначальной настройки, которая технологически обеспечивается только в режиме насыщения магнитной цепи [4].

В результате интерференции ЭМВ-1 и ЭМВ-2 и их взаимодействия с магнитами настройки может быть выделена составляющая, математическое ожидание которой за достаточно длительный период наблюдений будет отличаться от нуля:

$$\langle B_{12} \rangle = \left\langle 2B_0 \cos^2 \alpha \cdot \sin \left(\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right) \cdot \cos \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right) \right\rangle \neq 0. \quad (19)$$

Тогда постоянная составляющая $\langle B_{12} \rangle$ повлияет на начальные значения магнитных индукций B_x^{pez} и B_y^{pez} постоянных магнитов, соответствующие начальной резонансной настройке генератора:

$$\begin{aligned} B_x &= B_x^{\text{pez}} \pm \langle B_{12} \rangle, \\ B_y &= B_y^{\text{pez}} \pm \langle B_{12} \rangle. \end{aligned} \quad (20)$$

Это в конечном счёте приведёт к формированию достаточно больших частотно-магнитных погрешностей в каналах измерений за счет электромагнитного взаимодействия. Выражения для данных погрешностей в показаниях каналов X, Y, Z ТБМ, а следовательно, и поправки к этим показаниям при реализации девиационных алгоритмов частотно-магнитной калибровки ТБМ путём компенсации частотно-магнитных погрешностей можно получить на основе сравнения выражений (5) и (11)

$$\begin{aligned} \Delta f_x(\Delta \mathbf{f}_g) &= \sum_{k=1}^l c_{xk} \Delta f_{y0}^k + \sum_{k=1}^p d_{xk} \Delta f_{z0}^k, \\ \Delta f_y(\Delta \mathbf{f}_g) &= \sum_{k=1}^l c_{yk} \Delta f_{x0}^k + \sum_{k=1}^p d_{yk} \Delta f_{z0}^k, \\ \Delta f_z(\Delta \mathbf{f}_g) &= \sum_{k=1}^l c_{zk} \Delta f_{x0}^k + \sum_{k=1}^p d_{zk} \Delta f_{y0}^k. \end{aligned} \quad (21)$$

Годограф, построенный по выходным сигналам (частотам f_x, f_y) каналов X и Y ТБМ МЭМ при вращении блока вокруг вертикальной оси Z , представлен на рис. 5. В зонах A и B годографа видны нарушения условия гладкости воспроизведения эллипса (в виде «провала» и «выступа»), обусловленные явлением электромагнитного взаимодействия каналов X и Y .

Для устранения выявленных погрешностей в показаниях ТБМ могут быть реализованы следующие алгоритмы калибровки:

– бездевиационные (без вычисления поправки)

$$\mathbf{T}_k = \begin{matrix} T_{xk} & T_{yk} & T_{zk} \\ \bar{\mathbf{T}} \end{matrix} = \mathbf{S} + \mathbf{E}^{-1} \mathbf{S}^{-1} \cdot \mathbf{T} - \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\Pi}; \quad (22)$$

– девиационные (с вычислением поправки и последующей ее компенсацией)

$$\mathbf{f}_k = \begin{matrix} f_{xk} & f_{yk} & f_{zk} \\ \bar{\mathbf{f}} \end{matrix} = \mathbf{f} - \Delta \mathbf{f} \mathbf{A} \bar{\mathbf{t}} - \Delta \mathbf{f} \mathbf{A} \bar{\mathbf{U}} - \Delta \mathbf{f} \mathbf{A} \bar{\mathbf{f}}_g. \quad (23)$$

Бездевиационный алгоритм (22) коррекции показаний ТБМ основан на приведении реальных (искаженных) показаний (\mathbf{T}) блока к скорректированным показаниям (\mathbf{T}_k) с учетом технологических геометрических (B) и магнитных (S ; $\mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\Pi}$) погрешностей.

Девиационный алгоритм (23) компенсации погрешностей основан на коррекции показаний БИП путем введения поправок на температурные (Δt), режимные (ΔU) и частотно-магнитные (Δf_e) погрешности.

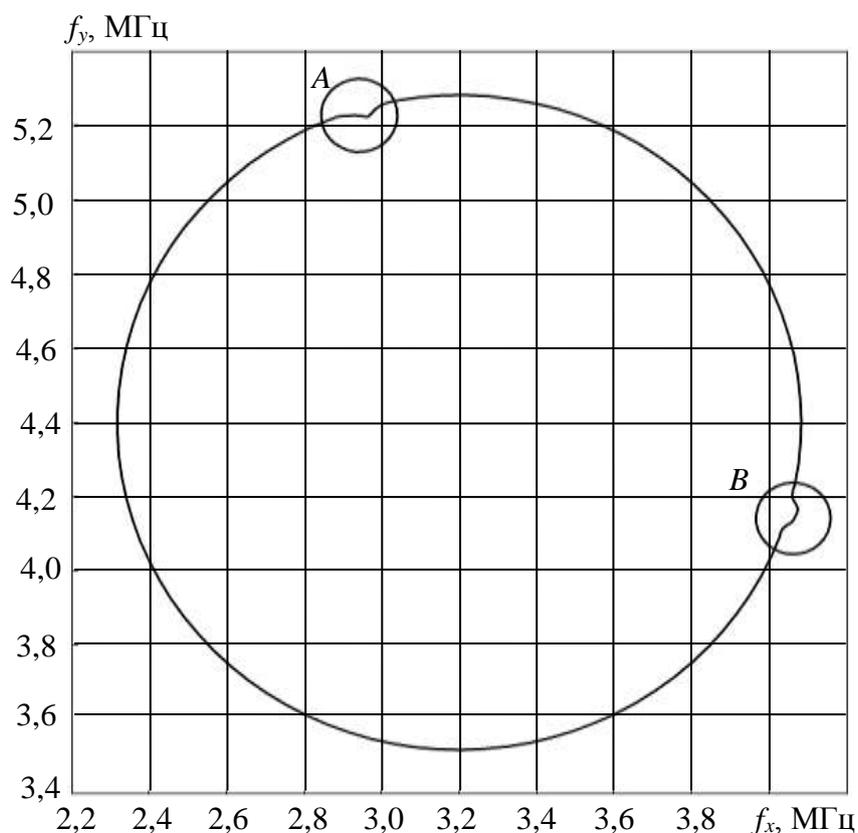


Рис. 5. Годограф, построенный по выходным сигналам каналов X и Y ТБМ МЭМ при вращении блока вокруг вертикальной оси Z

В результате выполнения калибровок ТБМ по бездевиационному (22) и девиационному (23) алгоритмам с учётом идентифицированных ранее геометрических (B) [3] и магнитных (S ; $\mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{П}}$) свойств по формулам (7) и (8), а также вычисления температурных (Δt), режимных (ΔU) и частотно-магнитных (Δf_e) погрешностей по формулам (12), (13) и (21) метрологическая реальная характеристика ТБМ становится наиболее полной, приближенной к номинальной (11).

Общая цель выполнения всей группы однофакторных калибровок, описанных выше, заключается в том, чтобы после их выполнения приблизить реальные метрологические характеристики ТБМ (1), (5) и (6) к идеальным в нормированной форме (11), причём так, чтобы при эксплуатации выполнялись условия инвариантности (невозмущаемости) параметров $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z, f_{x0}, f_{y0}, f_{z0}$ номинальных метрологических характеристик каналов измерений относительно изменяющихся параметров эксплуатации $A, B, S, \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\text{П}}, \Delta t, \Delta U, \Delta f_e$.

Для практической реализации разработанных алгоритмов и методики проведения однофакторных калибровок в КБ ОАО «Института критических

технологий» (г. Саратов) разработаны лабораторный стенд, технология лабораторных калибровок на нём, а также проведены лабораторные испытания и калибровки опытных образцов ТБМ МЭМ, которые показали практическую работоспособность разработанных алгоритмов, методик и технологий калибровок. Блок-схема лабораторного стенда представлена на рис. 6.

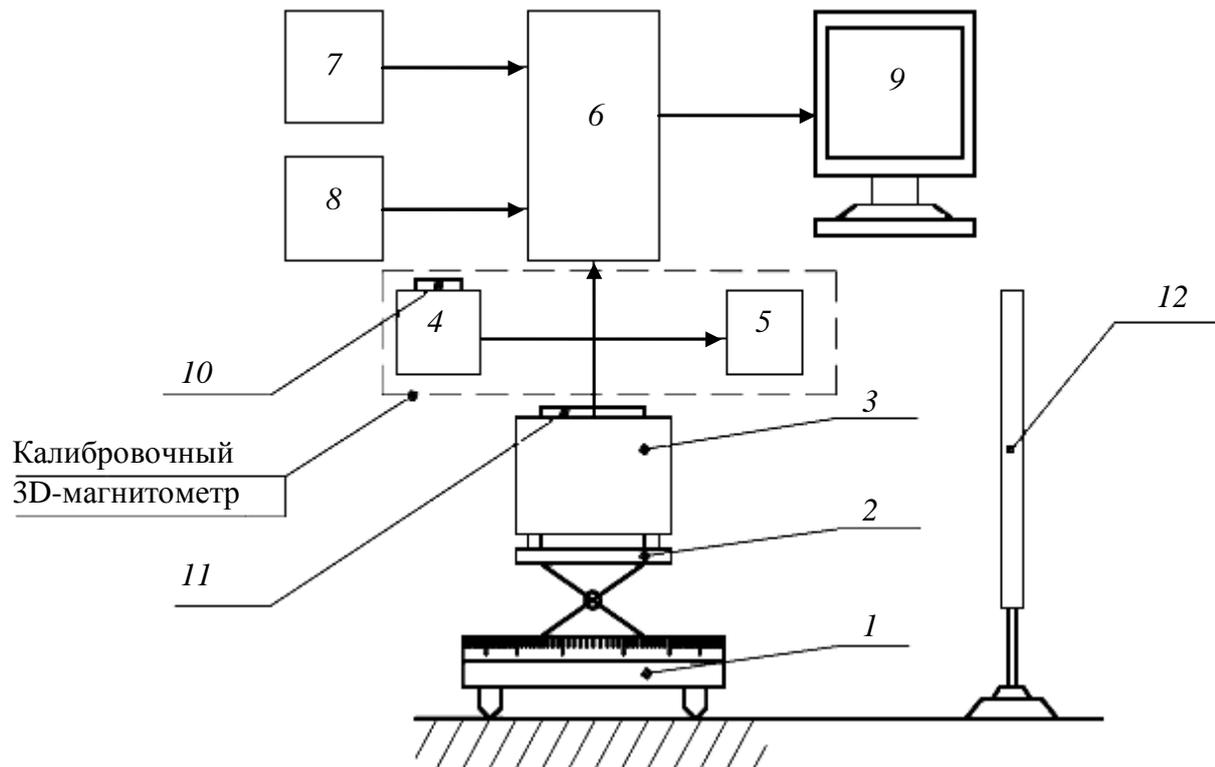


Рис. 6. Схема лабораторного стенда: 1 – поворотный стол с круговой шкалой (шкалой курса); 2 – трехосный кронштейн с секторными шкалами углов крена γ и дифферента ϑ ; 3 – поверяемый блок (МЭМ); 4 – датчик калибровочного 3D-магнитометра; 5 – измерительно-регистрирующий блок (ИРБ); 6 – системный блок ПК; 7 – манипулятор «мышь»; 8 – клавиатура ПК; 9 – монитор ПК; 10 – лазер датчика; 11 – лазер модуля (2 шт); 12 – экран

Общие сведения о дестабилизирующих факторах представлены в табл. 1.

Таблица 1

Механизмы проявления, алгоритмы идентификации и условия учёта дестабилизирующих факторов

Дестабилизирующий фактор	Механизм проявления и влияния на показания ТБМ	Алгоритм идентификации	Условия учёта
Эксплуатационный геометрический	Нарушение условий взаимной ориентации осей приборного трёхгранника $X_0Y_0Z_0$ относительно неподвижного трёхгранника $X_gY_gZ_g$ при эволюциях основания в пространстве	Алгоритм вычисления матрицы ориентации A [1]	При эксплуатации углы ориентации вычисляются алгоритмическим путём

Дестабилизирующий фактор	Механизм проявления и влияния на показания ТБМ	Алгоритм идентификации	Условия учёта
Технологический геометрический	Нарушение условий взаимной ориентации осей чувствительности X, Y, Z относительно приборного трёхгранника $X_0Y_0Z_0$ при монтаже магнитометров в ТБМ	Алгоритм вычисления матрицы монтажа B [1]	Учитываются алгоритмическим путём при технологической калибровке
Магнитный	Влияние магнитных свойств основания на показания ТБМ	Алгоритм вычисления матрицы S , вектора $\mathbf{T}_{МПО}^П$ по формулам (7), (8)	
Температурный	Нарушение условий начальной температурной калибровки ($t \neq t_{калибр}$) ТБМ при изменении температуры среды в условиях эксплуатации	Алгоритм вычисления $\Delta f(\Delta t)$ по формулам (12)	
Режимный	Нарушение условия начальной резонансной настройки при изменении напряжения питания ($U \neq U_{ном}$) в условиях эксплуатации	Алгоритм вычисления $\Delta f(\Delta U)$ по формулам (13)	При эксплуатации вычисляются алгоритмическим путём погрешности ΔU от нестабильности режима питания
Частотно-магнитный	Проявление частотно-магнитных связей между каналами измерений из-за явления интерференции ЭМВ	Алгоритм вычисления $\Delta f(\Delta f_e)$ по формулам (21)	При эксплуатации вычисляются алгоритмическим путём погрешности $\Delta f(\Delta f_e)$ от перекрестных электро-магнитных связей

Методика выполнения калибровок включает снятие частотных характеристик каналов путём проведения идентификационных экспериментов с последующей алгоритмической обработкой информации. Для проведения калибровок требуется следующее лабораторное оборудование: эталонный трёхкомпонентный магнитометр; поворотный стол с трёхосным кронштейном; комплект оптической системы; персональный компьютер; климатическая камера; программатор. Сведения об алгоритмах выполнения калибровок, необходимых измерениях представлены в табл. 2.

Алгоритмы лабораторных калибровок ТБМ и необходимые измерения

Наименование калибровки	Алгоритм идентификации параметров калибровки	Необходимые измерения	Примечание
Технологическая геометрическая	Формула (10) для матрицы монтажа B	Магнитные и геометрические (измерение углов) в n экспериментах ($n \geq 6$)	Допустимые погрешности измерений: углов не более $\pm 6'$; напряженности магнитного поля не более 1 нТл; частоты $ \Delta f \leq 0,01$ кГц
Магнитная	Формулы (7), (8) для матриц S и $T_{\text{МПО}}^{\text{П}}$		
Температурная	Формула (12) для коэффициентов полиномов n -степени	Частотно-температурные	Диапазоны измерений: $\psi \in [0, 360^\circ]$; $-90^\circ < \vartheta < +90^\circ$; $-90^\circ < \gamma < +90^\circ$; $-50^\circ\text{C} < t < +50^\circ\text{C}$ Режим питания $U = +5\text{В} \pm 5\text{мВ}$
Режимная	Формула (13) для коэффициентов полиномов m -степени	Частотно-режимные	
Частотно-магнитная	Формула (21) для коэффициентов полиномов l - и p -степеней	Частотно-магнитные	
Метрологическая	Формулы (28), (29) для коэффициентов $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$ и f_{x0}, f_{y0}, f_{z0}		

После проведения технологической геометрической, магнитной, температурной, режимной и частотно-магнитной калибровок в идеальном случае удастся устранить влияние всех дестабилизирующих факторов, и останется выполнить основную калибровку (метрологическую), которая сводится к определению векторов γ и \mathbf{f}_0 (см. формулы (11), (22) и (23)):

$$\begin{aligned} \gamma &= \gamma_x \gamma_y \gamma_z \bar{T}, \\ \mathbf{f}_0 &= f_{x0} f_{y0} f_{z0} \bar{T}. \end{aligned} \quad (24)$$

Идентификация параметров векторов γ и \mathbf{f}_0 проводится по алгоритмам метрологической калибровки:

$$\begin{aligned} \gamma_x &= \frac{f_x^{\max} - f_x^{\min}}{2H_{\text{МПЗ}}}, \\ \gamma_y &= \frac{f_y^{\max} - f_y^{\min}}{2H_{\text{МПЗ}}}, \\ \gamma_z &= \frac{f_z^{\max} - f_z^{\min}}{2H_{\text{МПЗ}}}. \end{aligned} \quad (25)$$

Нулевые смещения выходных сигналов каналов измерения рассчитываются по формулам:

$$f_{x0} = \frac{f_x^{max} + f_x^{min}}{2},$$

$$f_{y0} = \frac{f_y^{max} + f_y^{min}}{2},$$

$$f_{z0} = \frac{f_z^{max} + f_z^{min}}{2}.$$
(26)

Результаты лабораторных испытаний, выполненных по разработанным в ОАО «Институт критических технологий» (г. Саратов) алгоритмам и методикам калибровок применительно к опытным образцам МЭМ-01 и МЭМ-02, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Результаты лабораторных испытаний опытных образцов МЭМ

Опытный образец	Канал измерений	Метрологические параметры		Углы		Средне-квадратичное отклонение, нТл
		масштабный коэффициент $\gamma \pm \Delta\gamma$, Гц/нТл	смещение нуля $T_0 \pm \Delta T_0$, нТл	α , град	β , град	
МЭМ-01	X	41,0±0,5	19331±10	-7,5	0	≤ 1
	Y	40,7±0,5	16894±10	0	+1	≤ 1
	Z	42,0±0,5	16506±10	-2	0	≤ 1
МЭМ-02	X	40,7±0,5	17151±10	+3	0	≤ 1
	Y	41,1±0,5	17199±10	-3	0	≤ 1
	Z	38,9±0,5	15540±10	0	0	≤ 1

Примечание. Погрешности измерений углов α и β не выходят за поле допуска $\pm 6'$ (обеспечиваются технологически).

Сравнение полученных результатов лабораторных исследований с теоретическими данными [1] подтверждает правильность разработанных алгоритмов и методик однофакторных калибровок. Однако эти исследования проводились в условиях влияния одного дестабилизирующего фактора. При изменении условий проведения испытаний (одновременное влияние нескольких дестабилизирующих факторов) наблюдается явление взаимосвязанного их влияния на показания ТБМ. С учётом этого должна быть поставлена задача разработки алгоритмов и методик многофакторных калибровок. Однако решение этой задачи выходит за пределы настоящей статьи.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Игнатъев А. А., Проскуряков Г. М., Каюшкина Е. А. Проблемы и перспективы развития прецизионной магнитометрии // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. на-

уч. тр. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2013. Вып. 15 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Методические аспекты физического образования. С. 96–104.

2. *Семевский Р. Б., Аверкиев В. В., Яроцкий В. А.* Специальная магнитометрия. СПб. : Наука, 2002. 228 с.

3. *Проскуряков Г. М.* Разработка макета цифрового магнитного компаса. Саратов : СГТУ, 1996. 40 с.

4. *Игнатъев А. А., Ляшенко А. В.* Гетеромагнитная микроэлектроника : микросхемы активного типа. М. : Наука, 2007. 612 с.

УДК 531.38

ПЕРЕНОСНЫЙ УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. А. Игнатъев, Г. М. Проскуряков*, Н. В. Решетников*

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : kof@sgu.ru

*ОАО «Институт критических технологий»
Россия, 410040, Саратов, пр. 50 лет Октября, 110А
E-mail : kbkt@renet.ru

Предлагаются принцип построения универсального переносного измерителя и алгоритмы решения задач курсоуказания, идентификации магнитного поля Земли и индивидуальной технологической калибровки трехосных блоков магнитометров.

Ключевые слова: магнитометр, магнитное поле Земли, уравнение Пуассона, градиент, калибровка, курсоуказание, идентификация, матрица, блок магнитометров.

Universal Portable Geomagnetic Field Meter

A. A. Ignatiev, G. M. Proskuryakov, N. V. Reshetnikov

Offered principle of developing of universal portable meter and algorithms for solving positioning, identifying Earth's magnetic field and the individual calibration of triaxial magnetometer units.

Key words: magnetometer , Earth's magnetic field, Poisson equation, gradient, calibration, positioning, identification, matrix block magnetometers.

С начала XXI века повысилось внимание со стороны специалистов различных областей к проблемам и задачам измерений параметров магнитного поля Земли (МПЗ), а также расширилось использование полученной информации о геомагнитном поле при решении конкретных практических задач:

- геофизики, геодезии и геологоразведки;
- персональной ориентации и навигации;
- поиска, разведки и идентификации точечных источников магнитных полей диполей (МДП) (например, в военном деле или при проведении поисковых аварийных работ в чрезвычайных ситуациях);

– выявления и анализа градиентов и вариаций МПЗ (например, в геомагнетизме, геодезии при снятии цифровых магнитных карт местности, для прогноза метеоусловий по возмущенности МПЗ и пр.);

– проведения индивидуальной калибровки метрологических характеристик магниточувствительных датчиков, а также в других смежных областях практики (при путешествиях, в альпинизме, при идентификации магистральных трубопроводов под землей, проведении палеонтологических раскопок и пр.).

Поиск аналогов универсального переносного измерителя показывает, что в настоящее время отсутствуют готовые технические решения или разработки каких-либо универсальных измерителей, выполняющих перечисленные функции в одном устройстве, удобном для индивидуального применения пользователем. Наиболее близким к такому устройству является спутниковый навигатор индивидуального пользования. Однако он находит применение только в навигации и курсоуказании и не может быть использован при проведении магнитных измерений. Кроме того, это устройство не является автономным, и его показания зависят от многих дестабилизирующих факторов.

Универсальный переносный измеритель (УПИ) геомагнитного поля должен быть построен по схеме измерительно-вычислительной системы (ИВС), в состав которой входит измерительная (малогабаритный высокочувствительный трехосный блок магнитометров (ТБМ) с другими измерителями немагнитных параметров) и вычислительная части (аналого-цифровые преобразователи, буферы, микропроцессоры и пр.) для обработки, хранения и выдачи информации.

Конструктивно УПИ может быть выполнен по схеме моноблока, имеющего габариты смартфона или спутникового навигатора индивидуального пользования и включающего в свой состав измерительную и вычислительную части с блоком питания и индикатором в виде мини-дисплея. Корпус УПИ должен иметь базовые поверхности для сопряжения с соответствующими конструктивными элементами, места установки мини-лазеров для обеспечения геометрической привязки УПИ к базовым осям при проведении калибровочных работ, двухкоординатного микроуровня и электролитической вертикали (ЭЛВ) для горизонтирования основания и измерения углов отклонения (γ – крен, ϑ – тангаж) корпуса от плоскости горизонта.

С практической точки зрения для формирования магнитометрической информации о градиентах необходимо включить в состав измерительной аппаратуры метрологическую штангу с направляющими для перемещения ТБМ, датчиками перемещений и миллиметровой шкалой.

Для обеспечения измерений параметров МПЗ в измерительной части устройства должен присутствовать высокочувствительный малогабаритный прецизионный ТБМ.

Сведения о существующих в настоящее время магнитометрах представлены в таблице [1, 2].

Тип преобразователя магнитного поля в магнитометре	Характеристики			
	Минимальное разрешение, нТл	Диапазон рабочих температур, °С	Потребляемая мощность, мВт	Массогабариты, мм ³
Элемент Холла	100	От -260 до +150	10–50	250×160×40
Тонкопленочный магниторезистор	1	От -55 до +150	30–90	50×50×10
Магнитоиндукционный датчик	10	От -20 до +70	1–5	160×65×36
Феррозонд	0,1	От -10 до +70	5–50	185×95×50
Гетеромагнитный (автогенераторный)	1	От -20 до +80	15–20	100×100×100

Из анализа таблицы видно, что для практического использования в составе УПИ наиболее целесообразно использовать феррозонды и тонкопленочные магниторезисторы (МР), которые выпускаются рядом стран серийно. Однако МР по сравнению с феррозондами имеют меньшие массогабаритные характеристики [3]. Кроме того, современные МР выпускаются в виде готовых микромодулей с цифровым выходом. Таким образом, МР являются предпочтительными.

Одним из лидеров в серийном производстве МР-датчиков является фирма Honeywell (США), которая выпускает широкую линейку цифровых гибридных магниторезистивных микросхем.

Достаточно привлекательной для практики является задача использования трехосного магниторезистивного датчика НМС5883L [4] фирмы Honeywell, выполняющего функции блока магнитометров, в составе бесплатформенной системы ориентации. Основу этой микросхемы составляет тонкопленочный магниторезистивный мост, напыленный на кремниевую подложку (магниторезистивный датчик высокого разрешения НМС118Х).

Программное обеспечение универсальной ИВС должно строиться на основе алгоритмического обеспечения, которое призвано решать задачи выполнения соответствующих универсальных функций (курсоуказание, геомагнитная навигация, хранение и индикация цифровых карт местности, пеленгация, поиск, разведка и идентификация источников МПД, измерение и хранение информации о параметрах МПЗ в интересах решения локальных задач геофизики, геодезии, геологоразведки, метеорологии, индивидуальная технологическая калибровка магниточувствительных измерителей и др.).

Общей математической основой для разработки алгоритмического обеспечения универсального переносного измерителя может стать известное в магнитометрии уравнение Пуассона для вектора напряженности результирующего магнитного поля [1–4].

Из анализа уравнения Пуассона следует, что ТБМ, для которого в результате измерения формируется вектор $\mathbf{T} = [T_x \ T_y \ T_z]^T$, содержит в выходных сигналах многомерную информацию:

- навигационную;
- об ориентации ТБМ в пространстве;
- о магнитных свойствах основания ТБМ;
- геометрическую;
- об аномалиях и вариациях МПЗ;
- о точечных источниках МПД.

Таким образом, в соответствии с системным подходом к оценке информативных свойств ТБМ на основе уравнения Пуассона можно отметить, что любой ТБМ представляет собой многомерный многофакторный измеритель или гетеромагнитный измерительный модуль.

Магнитометрическую информацию (\mathbf{T}), получаемую ТБМ, можно расширить, если использовать оценку градиента $\nabla\mathbf{T}$:

$$\nabla\mathbf{T} \equiv \left[\frac{\partial\mathbf{T}}{\partial r_i} \right] = \begin{bmatrix} \frac{\partial T_x}{\partial x} & \frac{\partial T_x}{\partial y} & \frac{\partial T_x}{\partial z} \\ \frac{\partial T_y}{\partial x} & \frac{\partial T_y}{\partial y} & \frac{\partial T_y}{\partial z} \\ \frac{\partial T_z}{\partial x} & \frac{\partial T_z}{\partial y} & \frac{\partial T_z}{\partial z} \end{bmatrix} = \mathbf{Q}, \quad (1)$$

где \mathbf{Q} – тензор градиентов МПО. Причем градиенты матрицы \mathbf{Q} связаны с градиентами матриц МПЗ и МПД.

Для получения высокоточных ТБМ различного применения с линейными стабильными метрологическими характеристиками необходимо проводить их предварительную калибровку. Общая цель проведения таких калибровок заключается в устранении вредного влияния на показания ТБМ дестабилизирующих факторов (геометрических, магнитных, температурных, режимных, частотно-магнитных и др.). Алгоритмы и методика проведения калибровок описаны в статье [5].

Для реализации технологии лабораторных калибровок ТБМ требуется эталонный трехосный измеритель МПЗ. Обычно для этого используется прецизионная геодезическая, геологоразведочная или геофизическая магнитометрическая аппаратура. Однако большие габариты и масса такой аппаратуры не позволяют использовать ее в лабораторных условиях при проведении тех или иных видов калибровок (например, температурной с использованием термокамер). В этом случае требуется универсальный портативный измеритель МПЗ типа УПИ.

При проведении работ по калибровке с использованием УПИ для измерения МПЗ в точке установки ТБМ требуется обеспечить вполне определенное (ориентированное в плоскости горизонта и плоскости истинного или геомагнитно меридианов) положение корпуса УПИ. Это требуется для того, чтобы с помощью УПИ обеспечить измерение вектора в географической или геомагнитной системах координат.

Для этих целей используются показания встроенных микроуровней и ЭЛВ (при ручном горизонтировании). Показания ЭЛВ, кроме того, используются для ориентации корпуса УПИ по азимуту. Для этого реализуется функция курсоуказания УПИ. Алгоритмы определения истинного (ψ) и магнитного (Φ) курсов УПИ могут быть получены с помощью укороченного уравнения Пуассона [1], записанного в географической или геомагнитной системе координат. После этого путем обращения матриц можно получить выражения для формирования бездевиационных алгоритмов определения истинного (ψ) и магнитного (Φ) курсов [5]:

$$\begin{bmatrix} T_{\Gamma} \cdot \cos \psi \\ T_{\text{В}} \\ -T_{\Gamma} \cdot \sin \psi \end{bmatrix} = \mathbf{S} + E \cdot \mathbf{A}_{\gamma} \cdot \mathbf{A}_{\vartheta}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} T_x - P \\ T_y - Q \\ T_z - R \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} T_{xg} \cdot \cos \psi + T_{zg} \cdot \sin \psi \\ T_{yg} \\ T_{zg} \cdot \cos \psi - T_{xg} \cdot \sin \psi \end{bmatrix} = \mathbf{S} + E \cdot \mathbf{A}_{\gamma} \cdot \mathbf{A}_{\vartheta}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} T_x - P \\ T_y - Q \\ T_z - R \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где A , S – матрицы ориентации и коэффициентов Пуассона; E – единичная матрица (3×3); T_{xg} , T_{yg} , T_{zg} – составляющие вектора напряженности МПЗ в географической системе координат $\mathbf{T}_{\text{МПЗ}}^g$; T_{Γ} , $T_{\text{В}}$ – горизонтальная и вертикальная составляющие вектора напряженности МПЗ в геомагнитной системе координат $\mathbf{T}_{\text{МПЗ}}^m$; T_x , T_y , T_z – составляющие вектора результирующей напряженности МПЗ \mathbf{T} ; P , Q , R – составляющие вектора постоянной намагниченности $\mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\Pi}$.

Из анализа выражений (2, 3) видно, что при определении истинного курса ψ необходимо располагать информацией о составляющих МПЗ (T_{xg} , T_{yg} , T_{zg}), а при вычислении магнитного курса φ не только не требуется знать проекции вектора $\mathbf{T}_{\text{МПЗ}}^m = T_{\Gamma} \ T_{\text{В}} \ 0^T$ на оси геомагнитной системы координат, но даже наоборот, эти проекции (T_{Γ} и $T_{\text{В}}$) могут быть определены при вычислении магнитного курса φ .

Алгоритм курсоуказания может быть использован для обеспечения начальной выставки УПИ в географической или геомагнитной системах координат при калибровке ТБМ в лабораторных условиях.

Если по показаниям УПИ требуется решить задачу идентификации МПЗ (определение вектора $\mathbf{T}_{\text{МПЗ}}$ в точке установки калибруемого ТБМ), то алгоритм такой идентификации может быть получен также путем обращения укороченного уравнения Пуассона

$$\mathbf{T}_{\text{МПЗ}} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{S} + E^{-1} \cdot \mathbf{T} - \mathbf{T}_{\text{МПО}}^{\Pi}. \quad (4)$$

Другие алгоритмы преобразования многомерной информации, которые можно реализовать с помощью УПИ для выполнения им других функций, можно также получить на основе преобразования уравнения Пуассона [5–7].

Таким образом, показана возможность создания переносного универсального измерителя геомагнитного поля, разработаны алгоритмы курсоуказания и идентификации магнитного поля Земли и индивидуальной калибровки трехосных блоков магнитометров.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Игнатьев А. А., Проскуряков Г. М., Каюшкина Е. А.* Проблемы и перспективы развития прецизионной магнитометрии // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. науч. тр. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2013. Вып. 15 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Методические аспекты физического образования. С. 96–104.

2. *Семевский Р. Б., Аверкиев В. В., Яроцкий В. А.* Специальная магнитометрия. СПб : Наука, 2002. 228 с.

3. *Васильева Н. П., Касаткин С. И., Муравьев А. М.* Тонкопленочные многослойные магниторезистивные элементы. М. : Институт проблем управления РАН, 1999. 63 с.

4. Datasheet HMC5883L. URL : http://www51.honeywell.com/aero/common/documents/myaerospacecatalogdocuments/Defense_Brochures-documents/HMC5883L_3-Axis_Digital_Com-pass_IC.pdf (дата обращения : 25.07.2013).

5. *Проскуряков Г. М., Спиридонов Д. А.* Однофакторные калибровки прецизионных блоков магнитометров // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. науч. тр. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2013. Вып. 15 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Методические аспекты физического образования. С. 115–131.

6. *Проскуряков Г. М.* Разработка цифрового магнитного компаса. Саратов : СГТУ, 1996. 30 с.

7. *Проскуряков Г. М., Буров А. С.* Исследование функций чувствительностей и погрешностей алгоритмов дифференциальной геомагнитной навигации // Вестн. СГТУ. 2013. № 69. С. 153–154.

МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ФИЗИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ

УДК 378.245

МАТРИЦА «ОБЪЕКТ–ПРИЗНАК» КАК ХАРАКТЕРИСТИКА КОМПЕТЕНТНОСТИ ДИССЕРТАЦИОННОГО СОВЕТА

В. М. Аникин, А. В. Ляшенко*

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : AnikinVM@info.sgu.ru

*ОАО «Институт критических технологий»
Россия, 410040, Саратов, пр. 50 лет Октября, 110А
E-mail : tantal@renet.ru

Комментируются требования к статусу члена диссертационного совета, выраженные компонентами матрицы данных «объект–признак».

Ключевые слова: диссертационный совет.

Matrix «Object–Attribute» as a Characteristic of Competence of Dissertation Board

V. M. Anikin, A. V. Ljashenko

Requirements for dissertation board members in the form of matrix «object–attribute» are commented.

Key words: dissertation board.

Введение

В последнее время, как известно, актуализировались вопросы, связанные с деятельностью диссертационных советов, выразившиеся в глобальном мониторинге всей сети действующих советов. В частности, Министерство образования и науки России расширило круг параметров, которые в числовой форме должны характеризовать научную деятельность каждого члена совета. Если раньше при представлении состава совета на утверждение в ВАК в качестве научной характеристики члена совета требовалось наличие не более трех публикаций по представляемой специальности, то формы мониторинга советов в 2013 г. требовали отражения разносторонней деятельности члена совета с момента защиты им докторской диссертации. Рассмотрим систему требований, выдвигаемых Министерством образования и науки Российской Федерации к кандидатам в члены диссертационных советов.

*Отчетные показатели деятельности
кандидатов в члены диссертационных советов*

1. Соответствие специальностей. Своего рода «заглавным» признаком члена диссертационного совета является наличие у него степени доктора наук по представляемой им в диссертационном совете специальности. Речь идет именно о специальности, а не о группе специальностей, выделяемых по первым двум цифрам их кодов. Если, к примеру, член совета защитил диссертацию по специальности 01.04.03, то заявление его как члена совета по иной физической (скажем, 01.04.04) или технической (пусть 05.27.01) специальности означает необходимость ответить «нет» на вопрос о соответствии одной из специальностей диссертации специальности, представляемой в совете.

До какой-то степени (с учетом истории конкретного диссертационного совета, истории организации, на базе которой он создан, и «широты» разброса» специальностей) такой показатель необходим, но его роль не может быть абсолютизирована по нескольким причинам:

1) на самом деле содержание докторской диссертации по существу могло и может отвечать паспортам нескольких научных специальностей;

2) с момента защиты научные интересы ученого могли претерпеть изменения и характеризоваться существенными достижениями;

3) наличие данного условия на включение в члены диссертационного совета выглядит как некое «табу» на научную мобильность, возможность перспективной работы на стыке наук;

4) «владение» несколькими специальностями на самом деле повышает уровень диссертационного совета.

С этих позиций совмещение специальностей по физико-математическим наукам 01.04.03 (радиофизика), 01.04.04 (физическая электроника) и 05.27.01 (твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах) выглядит тематически логично и убедительно. Признак соответствия специальностей в контексте статистики нечисловых данных принадлежит к классу дихотомических (бинарных) данных и представляется в анкетах ответами «да» или «нет» (в числовом выражении альтернативные признаки принимают два значения – 1 или 0).

2. Стаж работы после получения ученой степени доктора наук. Анкетой члена диссертационного совета предусмотрено выделение (в числе лет) как собственно научно-педагогической деятельности, так и других видов деятельности. Как правило, для работников вузов дополнением к научно-педагогической деятельности может служить организаторская и административная работа на кафедрах (заведование кафедрами), факультетах (деканами и ответственными за конкретные направления деятельности факультета), управлениях и ректорате вуза. Эта работа является в принципе необходимой для функционирования учебного заведения и его диссертационных советов, расширяет кругозор, но требует значительного вре-

мени. Включение иных видов деятельности в анкету можно рассматривать в качестве дополнительной позитивной и одновременно контрольной информации.

3. Наличие кандидатов и докторов наук, защитившихся под научным руководством члена совета за последние 10 лет. Ответ на этот вопрос характеризует в значительной степени научный потенциал члена совета и степень владения им технологиями написания, защиты и экспертизы диссертаций. Последнее обстоятельство немаловажно, поскольку повышает эффективность работы как научного руководителя, так и диссертанта [1–6].

4. Наличие (за последние 5 лет) публикаций по специальности, представляемой данным членом совета, в журналах, индексируемых в признанных международных системах цитирования (библиографических базах) по соответствующим областям. Официально признаваемым (по крайней мере, в рамках мониторинга диссертационных советов) международными «рабочими» базами по физико-математическим и техническим наукам являются Web of Science и Scopus. Если журнал реферируется в этих базах (в одной из них или в двух одновременно), авторы, опубликовавшие статью в этом журнале, получают «зачет» в форме одного балла. Соответственно авторы, чьи статьи напечатаны в журналах, не учитываемых этими базами данных, зачетного очка не получают. Мы не будем здесь обсуждать критерии, соответствие которым открывает журналу дорогу в международную базу, лишь отметим наличие парадоксальной ситуации. Например, в базе данных Web of Science отсутствует переводимый на английский язык журнал «Известия РАН», но зато «шикарно» представлены материалы региональных научных конференций, искусственно включающих в свое название слово «международная». Отличительным положительным признаком статей, зарегистрированных в базах данных Web of Science и Scopus, является наличие цифрового идентификатора объекта DOI (от *Digital Object Identifier*), указывающего расположение в Интернете соответствующей статье электронной публикации.

5. Наличие (за последние 5 лет) публикаций по специальности, представляемой данным членом совета, в ведущих научных журналах, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, рекомендованный ВАК. Это «второй» по оценочной значимости набор публикаций, «засчитываемый» члену диссертационного совета, но не повторяющий список предыдущего пункта. Все эти публикации представлены в отечественной библиографической базе российского индекса научного цитирования (РИНЦ) – электронной библиотеке eLibrary. Отечественная база научных публикаций является доступной (в отличие от подписных зарубежных баз научных данных) и гораздо более полной по сравнению с упомянутыми зарубежными аналогами. Посоревноваться с ней по полноте представленных научных работ, насколько известно автору, может только поисковая система научных публикаций Google Scholar (Академия Google). Большая полнота базы РИНЦ приводит и к большему значению индекса Хирша по сравнению со значением в базе Web of Science (см. далее п. 7).

6. Наличие рецензируемых монографий (за последние 10 лет). Обязательное требование: книги должны быть опубликованы в ведущих отечественных или зарубежных издательствах, при этом учитываются тираж и объем. Безусловно, монография – это венец определенного творческого периода научного работника. Договора с издательствами, как правило, не предусматривают размещение автором своей книги в Интернете. «Ходовые» монографии без уведомления издательств и авторов сканируют книжные пираты и размещают их рекламу в Интернете. Снабжение книг монографическим статусом зависит от решений экспертных советов ВАК. Учебные (выдаваемые за научные) и малотиражные научные издания, выпущенные в мелких местных издательствах, скорее всего, должны отсеиваться. Тем не менее труд по созданию монографических по своему содержанию научных изданий заслуживает уважения, тем более что выбор места и тиража издания не всегда могут быть контролируемы авторами в силу конкурса изданий, материальных причин, невозможности тратить дополнительное время на «доводку» книги и т. п.

7. Индекс Хирша (Web of Science/РИНЦ). Индекс Хирша является количественным показателем «популярности» автора в определенных научных кругах, выражающейся в количестве цитирований его работ, что трактуется в пользу актуальности полученных результатов. Формула для вычисления индекса простая: индекс Хирша равен N , если N статей автора процитированы не менее N раз каждая. Для повышения индекса от автора требуются, помимо собственно опубликования статей, усилия по максимально возможному ознакомлению с ними представителей научного сообщества, а также и собственное внимание к своим предыдущим работам. Важным моментом является публикация статьи в журнале с высоким импакт-фактором, отражающим степень цитирования статей из данного журнала: импакт-фактор за конкретный год определяется отношением числа цитирований в данном году статей, опубликованных в журнале за предшествующее трехлетие. Журналы следят за этим показателем, публикуя, в частности, списки цитирований своих статей. А у авторов бывают приятные моменты, связанные с приглашением написать статью для специального выпуска некоего журнала, как это было, например, с публикациями [7–9].

8. Число патентов на изобретения (за последние 10 лет). Заполнение данного пункта анкеты признается обязательным только для членов диссертационных советов по техническим специальностям. Мотивируется это тем, что изобретение определяется техническим решением в любой области, имеющей дело с материальным объектом (в частности, с устройством) и осуществлением действий над ним с помощью материальных средств. Естественно, изобретательская деятельность приветствуется и со стороны представителей фундаментальных специальностей!

9. Число цитирований публикаций в базе Web of Science (за последние 5 лет). Речь не идет о цитировании статей, опубликованных за последний пятилетний период в журналах, включенных в базу; необходимо учитывать цитирование и более ранних публикаций. База Web of Science позволяет провести такой подсчет за любой период деятельности ученого.

10. **Участие с докладом на международных конференциях определенного ранга.** Устроителями этих конференций должны выступать ведущие международные профессиональные ассоциации в соответствующей дисциплине, а также организации, входящие в перечень, утвержденный распоряжением правительства Российской Федерации от 21 мая 2012 г. № 812-р. Участие в научных конференциях имеет важное значение в установлении научных контактов, служит свидетельством активной деятельности ученого.

11. **Участие в законопроектной, экспертно-аналитической работе государственного и регионального масштаба.** Учитывается деятельность в интересах (по поручениям) органов государственной власти Российской Федерации, консультативных органов при президенте Российской Федерации, правительстве Российской Федерации, при органах государственной или региональной власти субъектов Российской Федерации. Данные требуют официального документального подтверждения. Показатель носит дихотомическую природу.

Вид таблицы «объект–признак» для характеристики данных

Данные по сформулированным выше показателям детализируются и группируются в таблицах:

таблица 1 – Перечень монографий с полным библиографическим описанием;

таблица 2 – Перечень статей с полным библиографическим описанием;

таблица 3 – Перечень патентов на изобретения;

таблица 4 – Кадры высшей научной квалификации, подготовленные под руководством члена диссертационного совета;

таблица 5 – Перечень конференций с указанием организатора;

таблица 6 – Перечень приказов (распоряжений), справок (актов).

На наш взгляд, естественно представлять итоговые результаты числовой и нечисловой природы в виде общей таблицы, включающей данные на всех членов диссертационного совета:

Член совета		Итоговые числовые показатели					
Ф.И.О.	Наличие степени доктора наук	Табл. 1	Табл. 2	Табл. 3	Табл. 4	Табл. 5	Табл. 6
Иванов Иван Иванович	Да / Нет (1/0)	Число	Число	Число	Число	Число	Да / Нет (1/0)

Возникает вопрос: каким же образом – формально или неформально, математически логично или исходя из здравого смысла – использовать эти данные при формулировке заключения об утверждении/неутверждении претендента членом диссертационного совета. В методических рекоменда-

циях по заполнению анкеты члена диссертационного совета и вышеперечисленных сопутствующих таблиц с конкретными данными к пп. 1–11 отмечается, что основное внимание со стороны ВАК будет уделено показателям пп. 7–11. Это качественное решение, означающее повышение удельного веса данных показателей.

В принципе, вопрос можно решать строго формально, применив приемы рейтингования, вводя и варьируя взвешивающие коэффициенты для табличных данных, а также математические методы обработки многомерных данных.

Заключение

Комплекс числовых оценок деятельности членов диссертационных советов, как было показано, не является абсолютно непротиворечивым, но на базе вводимых количественных характеристик будет оцениваться такой «нечисловой» параметр, как компетентность диссертационного совета. Рассмотренная система требований к членам диссертационных советов *volens nolens* (волей-неволей) должна служить для них «руководством к действию», что призвана продемонстрировать и настоящая публикация.

Отметим, что членство в диссертационном совете – это непростая обязанность, требующая не только соответствующего профессионального уровня, позволяющего адекватно оценивать защищаемые диссертации, но и больших временных затрат, связанных с экспертизой диссертационных работ, а также с выработкой согласованных подходов при подготовке кадров высшей квалификации. При осуществлении такой деятельности весьма познавательным и поучительным является знакомство с историей диссертационных защит, отдельные фрагменты которой отражены в [10, 11].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Аникин В. М., Усанов Д. А. Автореферат диссертации : функции, структура, значимость // Изв. Сарат. ун-та. Новая серия. Серия Физика. 2008. Т. 8, вып. 2. С. 61–73.
2. Аникин В. М., Поизнер Б. Н., Усанов Д. А. Схема поаспектной характеристики диссертации : правила, рекомендации, примеры // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2009. Т. 17, № 3. С. 137–150.
3. Аникин В. М., Поизнер Б. Н. Как диссертанту аргументировать достоверность научных положений и результатов, выносимых на защиту // Изв. вузов. Физика. 2011. Т. 54, № 6. С. 105–108.
4. Аникин В. М., Поизнер Б. Н. Эпистемологические упражнения магистранта: формулировка и оценка научных положений в своей диссертации // Там же. 2012. Т. 55, № 8/3. С. 213–214.
5. Аникин В. М. Аспектные характеристики диссертации : обоснование достоверности результатов // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. науч. тр. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2010. Вып. 8 : Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника. Системы информационной безопасности. Прикладные аспекты. С. 109–115.
6. Аникин В. М., Поизнер Б. Н. Коммуникативная функция автореферата и уровень лингво-дисциплинарной компетенции диссертанта // Изв. Сарат. ун-та. Новая серия. Сер. Физика. 2013. Т. 13, вып. 1. С. 80–86.

7. Anikin V. M., Goloubentsev A. F. Statistical models of fluctuations phenomena in field emission // Solid-State Electronics. 2001. Vol. 45, iss. 6. P. 865–869.

8. Аникин В. М., Голубенцев А. Ф. Статистические модели эмиссионных флуктуаций и надежности автоэмиттерных систем // Радиотехника. 2003. № 2. С. 55–60.

9. Аникин В. М. Спектральные задачи для оператора Перрона–Фробениуса // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2009. Т. 17, № 4. С. 35–48.

10. Аникин В. М. Альберт Эйнштейн и Питирим Сорокин : истории диссертационных защит // Там же. 2011. Т. 19, № 3. С. 52–76.

11. Аникин В. М. Сравнение европейской и российской систем присуждения ученой степени (на примере защит диссертаций Альбертом Эйнштейном и Питиримом Сорокиным) // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. науч. тр. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2011. Вып. 9 : Магнитоэлектроника. Микро- и наноструктуры. Прикладные аспекты. Проблемы физического образования. С. 125–144.

УДК 378.147

НАЧАЛО ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО И НАУЧНОГО СОТРУДНИЧЕСТВА САРАТОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА И ООО «РОДЕ И ШВАРЦ РУС»

А. А. Игнатьев

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : kof@sgu.ru

Кратко описывается начало взаимовыгодного сотрудничества Саратовского государственного университета и ООО «РОДЕ и ШВАРЦ РУС» в области науки, техники, образования и культуры.

Ключевые слова: сотрудничество, образование, наука, Саратовский государственный университет, компания «Rode & Schwarz».

The Beginning of Educational and Scientific Cooperation of Saratov State University and LLC «ROHDE & SCHWARZ RUS»

A. A. Ignatiev

There is briefly described the beginning of mutually beneficial cooperation of Saratov state university and LLC «Rohde & Schwarz Rus» in the field of science, technology, education and culture.

Key words: cooperation, education, science, Saratov state university, company «Rode & Schwarz».

Начало сотрудничеству Саратовского государственного университета имени Н. Г.Чернышевского (СГУ) и всемирно известной компании «Rode & Schwarz» (Германия) положил звонок представителя ООО «РОДЕ и ШВАРЦ РУС» в России Ю. Ф. Авдеева заведующему кафедрой общей физики профессору А. А. Игнатьеву. Последнему было предложено принять участие в составе российской делегации ученых с 21 по 25 июля 2013 года в работе семинара «Измерительное оборудование в микроволновом диапа-

зоне» компании «Rode & Schwarz» (Германия). Затем последовало официальное письмо, подтверждающее это приглашение. В работе семинара приняли участие ведущие сотрудники государственных университетов: Саратовского, Мордовского, Новосибирского, Нижегородского, ведущие предприятия электронной промышленности: ОАО «Исток», ОАО «Тантал» (г. Саратов), Саратовское отделение ИРЭ РАН имени В. А. Котельникова, региональные представители ООО «РОДЕ и ШВАРЦ РУС» (Нижний Новгород и Москва), ЦНИИ имени академика А. Н. Крылова (г. Санкт-Петербург).

С докладами выступали ведущие специалисты компании «Rode & Schwarz» и её партнеров – компании Fokys (Канада), RPG, Cadence (Германия) и др. Были представлены подробные презентации по передовым разработкам и сами измерительные приборы до 500 ГГц компании «Rode & Schwarz», сканеры до 1–2 ТГц, тюнеры, зондовые станции. На ознакомительных экскурсиях демонстрировались «чистые комнаты» с замкнутым циклом производства микроэлектроники, испытательное оборудование и стенды для испытаний изделий на электромагнитную совместимость (ЭМС), измерения их параметров после механико-климатических воздействий, самые современные сканеры с высоким разрешением в микроволновом диапазоне, обеспечивающие панорамный обзор человека в одежде и обнаружение пластидов, малых металлических предметов. Сканеры были изготовлены для демонстрации на международном авиационном салоне «Макс-2013» в г. Жуковском Московской области в конце августа–начале сентября 2013 года. Обсуждались ключевые проблемы и пути их решения.

Культурная часть программы включала знакомство с достопримечательностями г. Мюнхена (с художественной галереей и её картинами 15–16 веков, немецким политехническим музеем и его обширными экспозициями, среди которых много действующих экспонатов. Экскурсантам разрешалось приводить в действие некоторые экспонаты).

В последний день своего пребывания участники семинара посетили исторический город Зальцбург – родину выдающегося музыканта Моцарта и физика Доплера, была также проведена экскурсия по историческим местам города.

Началом сотрудничества СГУ и ООО «РОДЕ и ШВАРЦ РУС» послужил Договор о пожертвовании (дарении) от 20 ноября 2013 года, а затем ректором университета профессором А. Н. Чумаченко и генеральным директором ООО «Роде и Шварц Рус» О. Ю.Медведевым было подписано Соглашение об образовательном и научном сотрудничестве, которое направлено на развитие науки, образования, информационных контактов, проведение совместных научно-исследовательских работ, разработку международных образовательных программ и научно-техническое сотрудничество в таких областях, как электроника, СВЧ-техника и радиоэлектроника, микроэлектроника, датчикоостроение, геомагнитная навигация и ориентация, обработка информации, телекоммуникация, энергетика, конструирование и проектирование электронных средств, биомедицинские исследования.

В рамках Соглашения предусматривается создание в СГУ лаборатории «Центр компетенции» ООО «РОДЕ и ШВАРЦ РУС», на базе которой в режиме образовательных курсов будут осуществляться стажировка, тренинги, семинары для специалистов и сотрудников СГУ, обмен преподавателями, студентами, аспирантами, стажерами, молодыми учеными.

Планируются организация выставок оборудования компанией «Rode & Schwarz», проведение семинаров, конференций, чтение лекций в области электроники и актуальных направлений исследований и разработок.

Предполагается формирование научно-технических консорциумов с целью совместного участия в международных и национальных программах, конкурсах, грантах.

Согласно Договору о пожертвованиях на безвозмездной основе от ООО «Роде и Шварц Рус» в СГУ поступило следующее оборудование: генератор сигналов АМ 300, мультиметр НМ 8112-3, аналоговый осциллограф НМ 400, LCR-метр НМ 8118, анализатор спектра HMS 1000E, цифровой осциллограф НМ 0724. Оборудование передано 21 декабря 2013 года кафедре общей физики для модернизации учебного процесса в учебной лаборатории «Электричество и магнетизм» Общего физического практикума имени П. В. Голубкова, где проходят обучение студенты всех естественных факультетов университета.

Проведены заседания кафедры общей физики и базовой кафедры физики критических и специальных технологий по вопросу модернизации лаборатории «Электричество и магнетизм», намечены постановки новых лабораторных работ и разработки новых учебно-методических пособий для студентов, отмечена активность студентов, обучающихся на физическом факультете.

Работа началась.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Хроника Памяти Александра Васильевича Прозоркевича



Александр Васильевич Прозоркевич
(01.01.1947–15.10.2013)

Александр Васильевич был не только блестящим теоретиком (его докторская диссертация «Кинетическая теория вакуумного рождения частиц в лазерной физике и физике высоких энергий» посвящена самым современным проблемам мироздания), но и великолепным экспериментатором, не боящимся работать отверткой и паяльником. В частности, он лично восстановил и усовершенствовал целый ряд работ в общем физическом практикуме, музее физических приборов и лекционных демонстраций кафедры общей физики физического факультета Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского (СГУ).

Практически вся трудовая деятельность Прозоркевича (в 1970 г. окончил физический факультет СГУ) была связана с преподаванием физики сначала в Саратовском высшем военном командном училище, затем в СГУ.

С первых дней работы (январь 2010 г.) на кафедре общей физики СГУ Александр Васильевич включился в новое для него научное направление и начал публиковаться в сборнике научных статей «Гетеромагнитная микроэлектроника». Его научные работы выделялись высоким профессионализмом, точностью формулировок, безупречной логикой.

А. В. Прозоркевича отличало доброе и внимательное отношение к студентам, бескорыстное желание помочь товарищам по работе.

Светлая память об этом человеке навсегда сохранится в памяти тех, кто имел счастье работать с ним.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Общие положения

1.1. Сборник «Гетеромагнитная микроэлектроника» выходит 2 раза в год и публикует материалы теоретических и экспериментальных исследований полупроводниковых и магнитополупроводниковых микро- и наноэлектронных систем, включая системы с цифровой обработкой информации, новых типов датчиков, активных устройств (усилителей, генераторов, синтезаторов частот и др.), а также статьи о новых технологиях, методах и средствах контроля, о современном метрологическом обеспечении, подготовке и переподготовке кадров, прогнозно-аналитических исследованиях.

1.2. Объем статьи не должен превышать 16 страниц (1 печатного листа).

1.3. Для публикации статьи автору необходимо представить в редакцию следующие материалы и документы (1 экз.):

- сопроводительное письмо;
- внешнюю рецензию;
- сведения об авторах: фамилии, имена и отчества (полностью), рабочий адрес, телефоны, e-mail;
- экспертное заключение;
- текст статьи на русском языке, подписанный авторами, а также название статьи, инициалы и фамилии авторов, аннотацию и ключевые слова на русском и английском языках.

2. Структура публикаций

2.1. Рукопись оформляется следующим образом :

- первая строка – индекс УДК, выровненный по левому краю текста;
- вторая строка – заголовок статьи прописными буквами (шрифт полужирный, по центру) без переносов;
- третья строка – перечень авторов (инициалы предшествуют фамилии), разделенный запятыми (шрифт полужирный, по центру);
- четвертая строка – полное официальное название организации (при нескольких организациях каждое наименование на отдельной строке, шрифт обычный, по центру);
- пятая строка – почтовый адрес (с индексом) организации (шрифт обычный, по центру);
- затем аннотация и ключевые слова на русском языке.

2.2. Далее приводится заглавие статьи, инициалы и фамилии авторов, аннотация и ключевые слова на английском языке.

2.3. Далее текст статьи и библиографический список на русском языке.

3. Требования к оформлению рукописи

3.1. Текст статьи должен быть напечатан через одинарный интервал на белой бумаге формата А4 с полями не менее 2,5 см, размер шрифта 14. Дополнительный материал набирается шрифтом 12 (аннотации, таблицы, сноски, примечания, приложения, подписи и надписи к рисункам, содержание, библиографический список, выходные данные, колонтитулы).

3.2. Все страницы рукописи, включая библиографический список, таблицы, рисунки, следует пронумеровать по центру внизу страницы.

3.3. Векторные величины выделяются полужирным шрифтом.

3.4. Каждая таблица должна быть пронумерована арабскими цифрами и иметь тематический заголовок, кратко раскрывающий ее содержание (выравнивание по левому краю таблицы. Например, Таблица 1. Требования к ...). Точка в конце заголовка не ставится. Единицы измерения указываются после запятой. Ссылка на таблицу должна предшествовать ей.

3.5. Формат рисунка должен обеспечивать ясность передачи всех деталей. Обозначения и все надписи на рисунках даются на русском языке; размерность величин указывается через запятую. Подрисуночная подпись должна быть самодостаточной без апелляции к тексту (например, Рис. 1. Зависимость ...). Подписи к рисункам не должны выходить за его границы. Точка в конце подрисуночной подписи не ставится. Ссылка на рисунок должна предшествовать ему.

3.6. Нумеровать следует наиболее важные формулы, на которые имеются ссылки в последующем тексте. Номер располагают по правому краю полосы по центру формулы.

3.7. Библиографический список оформляется в соответствии с ГОСТ 7.1-2003 и открывается размещенным по центру заголовком. Все ссылки даются в квадратных скобках (например, [4]). Ссылки на неопубликованные работы не допускаются. Библиографическое описание оформляется следующим образом:

Образец описания книги:

1. *Игнатъев А. В., Ляшенко А. В.* Магнитоэлектроника СВЧ-, КВЧ-диапазонов в пленках ферритов. М. : Наука, 2005. 380 с.

Образец описания статьи в журнале:

2. *Игнатъев А. А., Страхова Л. Л., Овчинников С. В.* Профессиональная направленность современного курса физики для студентов-геофизиков классического университета // Физическое образование в вузах. 2002. № 2. С. 14–18.

3. *Poon H. C.* Modeling of bipolar transistor using integral charge control model with application to third-order distortion studies // IEEE Trans. 1972. Vol. ED-12, № 6. P. 719–731.

Образец описания статьи в сборнике:

4. *Игнатъев А. А., Ляшенко А. В., Солопов А. В.* О времени тепловой готовности феррит-транзисторного СВЧ-генератора на высоких уровнях мощности // Гетеромагнитная микроэлектроника : сб. докл. и ст. науч.-техн. совещ. Вып.1 : Многофункциональные комплексированные устройства и системы СВЧ- и КВЧ-диапазонов. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2004. С. 139–151.

Образец короткого описания патентов:

5. Пат. 72788 Российская Федерация, МПК⁷ Н 01 L 43/08, Н 01 L 27/14, G 01 R 33/05, G 01 R 33/04. Устройство для измерения магнитного поля / заявители Игнатъев А. А., Куликов М. Н., Ляшенко А. В., Романченко Л. А., Солопов А. А.; патентообладатель ОАО «НИИ-Тантал». – № 20700125198U ; заявл. 03.07.2007 ; опубл. 27.04.2008.

4. Требования к оформлению электронной версии

4.1. Текст рукописи должен быть представлен в виде одного файла на дискете «3,5», CD или по электронной почте в формате Microsoft Word 97/2000, шрифт Times New Roman, размер шрифта в соответствии с п.3.1, межстрочный интервал одинарный, величина отступа 5 пробелов. Вся работа должна быть выполнена одной гарнитурой (Times New Roman).

4.2. Формулы набираются в редакторе формул Microsoft Equation, входящем в состав Microsoft Word. Греческие буквы должны набираться обычным шрифтом, латинские – курсивом. Запись химических элементов – обычным шрифтом. Векторы – полужирным шрифтом.

4.3. Диаграммы, графики и фотографии должны быть выполнены в черно-белом цвете.

4.4. Иллюстрации должны быть представлены в форматах TIFF, JPEG.

Дискеты и рукописи не возвращаются

Адрес : Россия, 410040, г. Саратов, пр. 50 лет Октября, ОАО «НИИ-Тантал»
Тел. : 8-(8452) 35-53-39
Факс : 8-(8452) 34-08-70
E-mail : kbkt@san.ru

ПРАВИЛА ДЕПониРОВАНИЯ
в Центре специальной информации
ОАО «Институт критических технологий»

Депонирование научных работ ограниченного доступа является основной формой их публикаций для соискания ученых степеней доктора и кандидата наук. ОАО «Институт критических технологий» гарантирует принятие от авторов на депонирование рукописей НИР и ОКР (статей, обзоров, монографий и др.) и обеспечение информационных запросов на депонированные работы по следующей тематике: гетеромагнитная микро- и нанoeлектроника, нанотехнология, схемотехника, аналого-цифровые системы на кристалле, САПР, системы защиты информации, радиоэлектроника, СВЧ- и КВЧ-приборы для военной и специальной техники.

Входящие в сборник работы в авторской редакции по указанной тематике подлежат депонированию в Центре специальной информации ОАО «Институт критических технологий» в установленной порядке.

Для депонирования работ авторами должны быть представлены следующие документы:

1. Текст работы (в сброшюрованном виде) в 2 экз.
2. Реферат (до 500 зн.) в 2 экз.
3. Учетная карта.
4. Сопроводительное письмо.
5. Почтовая открытка для информации авторам о депонировании и выходе сборника научных трудов.

Указанные документы направляются в установленном порядке в Центр специальной информации ОАО «Институт критических технологий» на имя генерального директора-генерального конструктора А. В. Ляшенко по адресу:

Россия, 410040, г. Саратов, пр. 50 лет Октября, 110А.

Тел.: 8(8452) 63-28-20, 8(8452) 34-08-70

Факс: 8(8452) 48-11-83, 8(8452) 34-08-70

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Теоретические и экспериментальные исследования, компьютерные технологии	
<i>Игнатъев А. А., Каюшкина Е. А., Куликов М. Н., Прозоркевич А. В., Решетников Н. В.</i> Возможность применения гетеромагнитного датчика для определения углового положения вращающегося объекта относительно магнитного поля Земли.....	4
<i>Игнатъев А. А., Куликов М. Н., Маханьков А. В., Прозоркевич А. В.</i> Магнитометрия слабых магнитных полей.....	11
<i>Овчинников С. В., Солопов А. А.</i> Формулы для аналитического расчета тепловых сопротивлений цилиндрических элементов твердотельной радиоэлектроники с локализованным тепловыделением.....	32
<i>Аникин В. М., Муштаков А. В.</i> Характеристики надежности катода в марковских моделях эмиссионных процессов.....	37
<i>Садовников А. В., Бубликов К. В., Гришин С. В.</i> Управление дисперсией медленных волн в произвольно намагниченном ферритовом слое.....	50
<i>Головков А. А., Ишутин Д. А., Рагозин А. В.</i> Математическое и схемотехническое моделирование многочастотных генераторов и частотных модуляторов с резистивными согласующими четырёхполюсниками.....	58
<i>Аникин В. М.</i> Две задачи теории случайных и хаотических процессов (К 80-летию со дня рождения профессора А. Ф. Голубенцева).....	72
<i>Павлова А. Ю., Хивинцев Ю. В., Захаров А. А., Филимонов Ю. А., Tiercelin N., Pernod P.</i> Получение туннельных переходов на пленках ферромагнитных металлов с помощью локального анодного окисления атомно-силовым микроскопом.....	77
<i>Морозова М. А., Шараевская А. Ю.</i> Дисперсионные характеристики магнитостатических волн в связанных магнитных кристаллах.....	82
<i>Игнатъев А. А., Проскураков Г. М., Каюшкина Е. А.</i> Проблемы и перспективы развития прецизионной магнитометрии.....	93
<i>Черкасова О. А.</i> Влияние режимов спекания на магнитные характеристики магнитов из сплава КС37.....	104
<i>Игнатъев А. А., Васильев А. В., Овчинников С. В., Ретунский А. С., Спиридонов Д. М.</i> Анализ теплового режима гетеромагнитного электронного модуля....	110
<i>Игнатъев А. А., Проскураков Г. М., Спиридонов Д. М.</i> Однофакторные калибровки блока магнитометров (алгоритмы, методика, технологии).....	115
<i>Игнатъев А. А., Проскураков Г. М., Решетников Н. В.</i> Переносный универсальный измеритель геомагнитного поля.....	131
Методические аспекты физического образования	
<i>Аникин В. М., Ляшенко А. В.</i> Матрица «объект–признак» как характеристика компетентности диссертационного совета.....	137
<i>Игнатъев А. А.</i> Начало образовательного и научного сотрудничества Саратовского государственного университета и ООО «РОДЕ и ШВАРЦ РУС».....	143
Приложение	
Хроника.....	
<i>Памяти Александра Васильевича Прозоркевича</i>	146
Правила для авторов.....	147
Правила депонирования.....	149

CONTENTS

Foreword.....	3
Theoretical and Experimental Studies, Computer Technology	
<i>Ignatiev A. A., Kayushkina E. A., Kulikov M. N., Prozorkevich A. V., Reshetnikov N. V.</i> Possibility Application of Heteromagnetic Sensor for Determining the Angular Position of a Rotating Object Comparatively a Magnetic Field of the Earth.....	4
<i>Ignatiev A. A., Kulikov M. N., Makhankov A. V., Prozorkevich A. V.</i> Magnetometry of Weak Magnetic Fields.....	11
<i>Ovchinnikov S. V., Solopov A. A.</i> The Method for Analytical Calculation of Thermal Resistances of Solid State Electronics Cylindrical Elements with Localized Heat.....	32
<i>Anikin V. M., Mushtakov A. V.</i> Characteristics of Cathode Reliability by Markov Approximation of Random Emission Processes.....	37
<i>Sadovnikov A. V., Bublikov K. V., Grishin S. V.</i> Dispersion Control of Slow Surface Waves in Arbitrary Magnetized Ferrite Layer.....	50
<i>Golovkov A. A., Ishutin D. A., Ragozin A. V.</i> Mathematical Modeling and Circuit Simulation of Multifrequency Signals Oscillators and Frequency Modulators with Resistive Matching Four-terminal Networks.....	58
<i>Anikin V. M.</i> Two Problems of the Theory of Random and Chaotic Processes (to the 80th Anniversary of the Birth of Professor A. F. Goloubentsev).....	72
<i>Pavlova A. Yu., Khivintsev Yu. V., Zaharov A. A., Filimonov Yu. A., Tiercelin N., Pernod P.</i> Fabrication of Tunnel Junctions on Ferromagnetic thin Films by Atomic Force Microscope Local Anodic Oxidation.....	77
<i>Morozova M. A., Sharaevskaya A. U.</i> Dispersion Characteristics of Magnetostatic Waves in Bounded Magon Crystals.....	82
<i>Ignatiev A. A., Proskuryakov G. M., Kayushkina E. A.</i> Problems and Possibilities of Precision Magnetometry.....	93
<i>Cherkasova O. A.</i> Influence of Baking Regimes on Magnetic Characteristics at Magnets from KC37 Alloy.....	104
<i>Ignatiev A. A., Vasilev A. V., Ovchinnikov S. V., Retunsky A. S., Spiridonov D. M.</i> Analysis of Thermal Regime of the Heteromagnetic Electronic Module.....	110
<i>Ignatiev A. A., Proskuryakov G. M., Spiridonov D. M.</i> Univariate Calibrating of Magnetometer Unit (algorithms, methods, techniques).....	115
<i>Ignatiev A. A., Proskuryakov G. M., Reshetnikov N. V.</i> Universal Portable Geomagnetic Field Meter.....	131
Methodological Aspects of Physical Education	
<i>Anikin V. M., Ljashenko A. V.</i> Matrix «Object–Attribute» as a Characteristic of Competence of Dissertation Board.....	137
<i>Ignatiev A. A.</i> The Beginning of Educational and Scientific Cooperation of Saratov State University and LLC «ROHDE & SCHWARZ RUS».....	143
Application	
Chronicle.....	
<i>In memory of Alexander Vasilyevich Prozorkevich</i>	146
Rules for authors.....	147
Depositing rules.....	149

Подписка на 2014 г.

Индекс издания по объединенному каталогу «Пресса России» 29005,
Интернет-каталог Агентства «Книга-Сервис»,
раздел 24 «Компьютеры. Информатика. Программные продукты»,
раздел 30 «Научно-технические издания. Известия РАН. Известия вузов».
Сборник выходит 2 раза в год.

Научное издание

ГЕТЕРОМАГНИТНАЯ МИКРОЭЛЕКТРОНИКА

Сборник научных трудов

Выпуск 15

**Гетеромагнитная микро- и наноэлектроника.
Методические аспекты физического образования**

Под редакцией профессора *А. В. Ляшенко*

Редактор *Е. А. Малютина*
Редактор английского текста *Е. А. Игнатьева*
Технический редактор *В. В. Володина*. Корректор *Е. Б. Крылова*
Оригинал-макет подготовили *О. Г. Данке, Т. Н. Сиротинина*

Свидетельство о регистрации средства массовой информации
ПИ № ФС77-35636 от 17.03.2009.

Подписано в печать 27.12.2013. Формат 60×84 1/16.
Усл. печ. л. 8,83 (9,5). Тираж 100. Заказ 82.

Издательство Саратовского университета. 410012, Саратов, Астраханская, 83.
Типография Издательства Саратовского университета. 410012, Саратов, Астраханская, 83.