

Наноразмерный эффект в планарной индуктивности с технологией «проводящая плёнка в токовом кольце»

В.Г. Сапогин¹, Н.Н. Прокопенко¹, Ю.И. Иванов², А.В. Бугакова¹

¹Донской государственной технический университет, sapogin@mail.ru; prokopenko@sssu.ru

²Южный федеральный университет, taganrog@pochta.ru

Аннотация — Рассматриваются свойства токовихревой положительной планарной индуктивности (ППИ), выполненной в виде конструкции «проводящая плёнка в токовом кольце». Предложен метод расчёта частотно-независимых индуктивных свойств проводящей плёнки для НЧ, ВЧ, СВЧ и КВЧ диапазонов частот. Указано на существование наноразмерного эффекта, в котором токи Фуко проявляют свои парамагнитные свойства. Эффект позволяет достигнуть предельных значений поверхностной плотности ППИ. Показано, что индуктивность плёнки зависит только от её геометрических размеров, а частотный диапазон — от её удельного сопротивления. Средняя частота рабочего диапазона ППИ растёт с ростом удельного сопротивления плёнки. Исследованный наноразмерный эффект позволяет увеличить (в 7-50 раз) значение планарной индуктивности в одном слое на площади квадрата размером 100x100 мкм².

Ключевые слова — планарная индуктивность, цилиндрическая проводящая плёнка, токовое кольцо, наноразмерный эффект.

I. ВВЕДЕНИЕ

Планарные индуктивности, которые реализуются на диэлектрической подложке в виде многovitковых круглых, спиральных, квадратных или более сложных геометрических форм, например, ортогональных спиралей, широко используются в современных устройствах связи и телекоммуникаций, в структуре «система на кристалле» или «система в корпусе» [1].

В работах [2-5] предложены методы расчёта частотно-зависимой индуктивности сплошного проводящего цилиндра с азимутальной плотностью вихревого тока.

Цель работы — предложить метод расчёта частотно-независимой микроскопической планарной индуктивности для прорывной технологии её создания типа «проводящая плёнка в токовом кольце». Реализация технологии позволит повысить поверхностную плотность индуктивности до предельных значений порядка 10 Гн/м².

II. КОНСТРУКЦИЯ ПЛАНАРНОЙ ИНДУКТИВНОСТИ С ТОНКОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ

На рис. 1 приведена конструкция предлагаемой индуктивности, которая использует известную одновитковую топологию её создания [1].

Во внутреннюю область витка (токового кольца) из металлической плёнки толщиной h_1 введена дополнительная тонкая плёнка толщиной $h_2 \ll h_1$ радиусом $R < R_1$ из материала, обладающего заданной электропроводностью и не имеющего электрического контакта с витком.

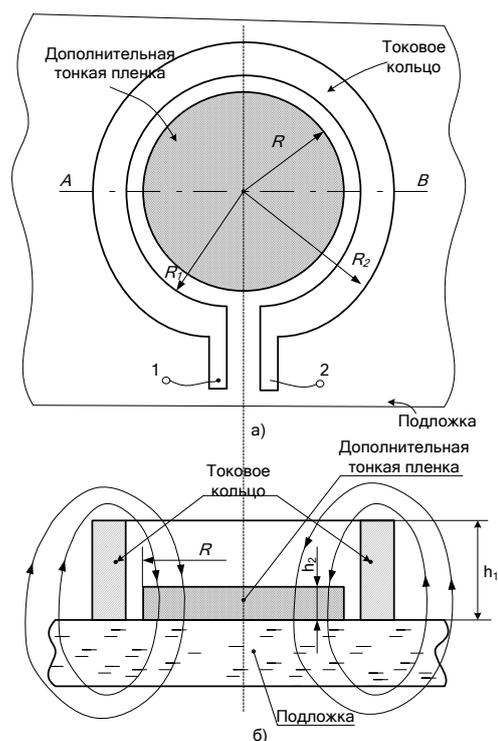


Рис. 1. Предлагаемая конструкция индуктивности (а) и ее разрез по вертикальному сечению АВ (б)

На рис. 1, 2 приняты следующие обозначения: R — радиус дополнительной тонкой плёнки, h_2 — ее толщина; R_1 — внутренний радиус витка (токового кольца) из металлической плёнки толщиной h_1 ; R_2 — внешний радиус витка; 1 и 2 — выходы интегральной индуктивности для ее включения в электронную схему.

III. МЕТОД РАСЧЕТА ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМОЙ ИНДУКТИВНОСТИ ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ

На рис. 2 показаны направления основных векторов задачи. Индуктивность конструкции L (рис. 1) от-

носителю выводов 1 и 2 складывается из двух составляющих

$$L = L_c + L_F, \quad (1)$$

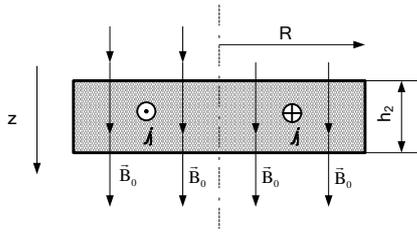


Рис. 2. Направления основных векторов задачи

где L_c – индуктивность токового кольца, расчет которой можно выполнить на основе формул, представленных в [1], L_F – потоковая индуктивность дополнительной тонкой пленки h_2 , расчет которой представлен ниже.

Предположим, что дополнительная тонкая пленка (сплошная, проводящая, немагнитная) рис. 2 находится во внешнем однородном переменном магнитном поле, направленном по оси z , которое имеет только одну компоненту $\vec{B} = (0, 0, B_z)$. Это внешнее магнитное поле создается витком (токовым кольцом), а его зависимость от времени имеет вид

$$B_z = B_0 \cos \omega t. \quad (2)$$

Для простоты предполагаем, что однородное в пространстве магнитное поле $B_0 = \text{const}$ не зависит от цилиндрических координат системы (r, φ, z) и ограничено в радиальном направлении внешним радиусом цилиндра R дополнительной тонкой пленки, а в аксиальном направлении – толщиной дополнительной тонкой пленки, обозначенной через h_2 .

При такой ориентации переменное магнитное поле будет порождать в тонкой пленке вихревое электрическое поле, напряженность которого $\vec{E} = (0, E_\varphi, 0)$ имеет только одну компоненту [6].

Компоненты переменных электромагнитных полей в проводящей пленке рис. 2 связаны между собой первым уравнением Максвелла, записанным в проекциях цилиндрической системы координат (r, φ, z)

$$\sigma(\text{rot} \vec{E})_z = -\frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad (3)$$

где $\sigma = \pm 1$ – уточняющий знаковый множитель. Он включает в себя две возможные ориентации ротора вихревого электрического поля по отношению к исходному направлению вектора B_0 . Как показывают эксперименты, проведенные американскими технологами [7], значение $\sigma = -1$ возникает в цилиндрических пленках с толщиной десятки и сотни нанометров. В таких сверхтонких пленках токи Фуко формируют частотно-независимую положительную индуктивность L_Φ , которая приводится к выводам 1 и 2 интегральной ин-

дуктивности, проявляя свои неожиданные парамагнитные свойства.

Полагая в (3), что

$$\sigma E_\varphi = E_0(r) \sin \omega t, \quad (4)$$

из уравнения (4) получим уравнение, связывающее $E_0(r)$ и B_0 :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma E_0) = \omega B_0, \quad (5)$$

где r – радиус текущей точки наблюдения в цилиндрической системе координат, который может изменяться в диапазоне $0-R$.

Решение уравнения (5) для $E_0(r)$ имеет вид

$$\sigma E_0(r) = \omega B_0 r / 2 + C_1 / r, \quad (6)$$

где C_1 – постоянная величина.

В решении (6) избавимся от особенности при $r \rightarrow 0$, полагая $C_1 = 0$. Это условие приводит к тому, что при $B_0 = 0$ величина $E_0 = 0$. Из (6) видно, что азимутальная компонента вектора напряженности вихревого электрического поля – линейная функция радиуса r с масштабом

$$E_* = \omega B_0 R / 2 = \pi f B_0 R. \quad (7)$$

В масштабе напряженности учтено соотношение $\omega = 2\pi f$. Тогда (6) с учетом (7) при $0 \leq r \leq R$ имеет вид

$$E_0(r) = \sigma E_* r / R. \quad (8)$$

Плотность токов Фуко рассчитывается из дифференциального закона Ома

$$j_\varphi = E_\varphi / \rho, \quad (9)$$

где ρ – удельное электрическое сопротивление дополнительной тонкой пленки.

Из (9) видно, что плотность тока Фуко в однородной проводящей среде $\rho = \text{const}$ также является линейной функцией радиуса r и также зависит от времени, как и E_φ

$$j_\varphi = \sigma j_0(r) \sin \omega t, \quad (10)$$

где $j_0(r)$ связано с масштабom плотности тока

$$j_* = \pi f B_0 R / \rho \quad (11)$$

соотношением

$$j_0(r) = j_* r / R. \quad (12)$$

Вихревой ток, индуцированный во всей дополнительной тонкой пленке, может быть получен из интегрирования плотности тока в цилиндрических координатах

$$i = \int_S \vec{j} d\vec{s} = \int_0^{h_2 R} \int_0^{2\pi} j_\varphi r dr dz = i_* \sin \omega t, \quad (13)$$

где

$$i_* = j_* h_2 R / 2 = \pi j B_0 h_2 R^2 / (2\rho) \quad (14)$$

– масштаб индукционного тока.

Плотность вихревых токов Фуко (10) создаёт в пространстве плёнки собственное магнитное поле \vec{B}_1 .

Распределение магнитного поля отклика вещества можно рассчитать из второго уравнения Максвелла, записанного в цилиндрической системе координат (r, φ, z) :

$$(\text{rot } \vec{B}_1)_\varphi = -\frac{\partial B_{1z}}{\partial r} = \mu_0 j_\varphi. \quad (15)$$

Интегрируя (15) для начального условия $B_{1z}(0)$ с учётом (10), получим

$$B_{1z} = -\sigma B_{1*} (r/R)^2 \sin \omega t, \quad (16)$$

где

$$B_{1*} = \mu_0 j_* R / 2 \quad (17)$$

– масштаб индукции магнитного поля отклика вещества. Его можно связать с индукцией внешнего магнитного поля безразмерным параметром β

$$B_{1*} = \beta B_0, \quad (18)$$

который указывает на влияние магнетизма токов Фуко:

$$\beta = \frac{\mu_0 \pi R^2 f}{2\rho} = \frac{f}{f_*}, \quad (19)$$

где

$$f_* = 2\rho / (\mu_0 \pi R^2) \quad (20)$$

– масштаб частоты системы.

Исследуем индуктивные свойства дополнительной тонкой плёнки. Найдём её потоковую индуктивность из соотношения

$$\langle \Phi \rangle = L_F \langle i \rangle, \quad (21)$$

где под $\langle \Phi \rangle$ будем понимать суммарный средний за полупериод поток, пересекающий проводящую дополнительную тонкую плёнку, который формируется внешним переменным магнитным полем B_0 и магнитным полем отклика вещества B_1 . Под значением $\langle i \rangle$ будем понимать среднее значение переменного тока одного направления за полупериод. Тогда коэффициент пропорциональности между ними L_F будет играть роль средней потоковой индуктивности дополнительной тонкой пленки.

Поток внешнего однородного переменного магнитного поля имеет вид

$$\Phi_0 = B_0 \pi R^2 \cos \omega t, \quad (22)$$

а поток переменного магнитного поля отклика вещества вычисляется из соотношения

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \int_S \vec{B}_1 d\vec{s} = \\ &= -\sigma \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R B_{1*} \sin \omega t \frac{r^3}{R^2} dr = -\frac{\sigma \pi R^2}{2} B_{1*} \sin \omega t. \end{aligned} \quad (23)$$

Среднее значение суммарного потока за полупериод имеет вид

$$\langle \Phi \rangle = \langle \Phi_0 \rangle + \langle \Phi_1 \rangle, \quad (24)$$

где

$$\langle \Phi_0 \rangle = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} B_0 \pi R^2 \cos \omega t dt = 0, \quad (25)$$

а

$$\langle \Phi_1 \rangle = -\frac{2\sigma}{T} \int_0^{T/2} B_{1*} \pi R^2 \sin \omega t dt / 2 = -\sigma R^2 B_{1*}. \quad (26)$$

Подставляя (25) и (26) в (24) с учётом связи (21), получим

$$L_F \langle \Phi \rangle / \langle i \rangle = -\frac{\sigma \pi R^2 B_{1*}}{2i_*} = \pm \frac{\mu_0 \pi R^2}{2h_2}. \quad (27)$$

Из (27) следует, что средняя за полупериод потоковая индуктивность L_F дополнительной тонкой пленки не зависит от частоты и может быть как положительной, так и отрицательной величиной.

Впервые существование частотно-независимой положительной микроскопической индуктивности было обнаружено в экспериментах американских технологов в 2009 г. [7]. При этом авторами [7] использовался планарный спиральный индуктор [8-10].

Сравнение полученных теоретических результатов с экспериментами [7] для положительной индуктивности даёт удовлетворительное совпадение с погрешностью в 20%. Кроме этого, сравнение позволяет установить верхние ограничения на числа, которые можно подставлять в формулу (27). Формула применима только для микроплёнок, толщина которых меньше 500 нм. То есть тогда, когда проявляется наноразмерный эффект токов Фуко, находящихся в состоянии усиления внешнего переменного магнитного поля.

Если толщина тонкой плёнки $h_2 > 1$ мкм, а условие $h_2 < R$ не выполнено, то плёнка может находиться в состоянии частотно-зависимой динамической индуктивности, которая обращается в нуль на двух характеристических частотах [11].

В таблице 1 приведены значения потоковой индуктивности L_F , рассчитанные из (27), которые можно реализовать на наноразмерном эффекте для тонкой плёнки радиусом $R = 50$ мкм.

Таблица 1

Зависимость потоковой индуктивности L_F тонкой плёнки от ее толщины h_2

h_2 , нм	50	100	150	200	250	300	350
L_F , нГн	100	50	33,3	25	20	16,7	14,3

При этом удельное сопротивление тонкой плёнки не влияет на величину индуктивности между выводами 1 и 2, а изменяет только частотный диапазон, в котором такая индуктивность будет оставаться постоянной. Данный диапазон частот можно оценить из условия $0,1f_* < f < 10f_*$, где f_* – масштаб частоты (20) проводящей пленки, представленный в таблице 2.

Таблица 2

Масштаб частоты проводящей плёнки радиусом 50 мкм

N п/п	Материал	Удельное сопротивление, ом·м	Масштаб частоты, Гц
1	медь	$15,5 \cdot 10^{-9}$	$3,14 \cdot 10^6$
2	алюминий	$25,0 \cdot 10^{-9}$	$5,0 \cdot 10^6$
3	вольфрам	$48,9 \cdot 10^{-9}$	$10,0 \cdot 10^6$
4	никель	$61,4 \cdot 10^{-9}$	$12,4 \cdot 10^6$
5	нихром	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$203 \cdot 10^6$
6	кремний электронный (KEF)	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$203 \cdot 10^9$

Из табл. 1 и 2 видно, что использование, например, алюминия при напылении дополнительной тонкой плёнки радиусом $R = 50$ мкм и толщиной $h_2 = 100$ нм позволяет получить потоковую индуктивность тонкой плёнки $L_F = 50$ нГн. Такая тонкая плёнка будет обеспечивать частотно-независимую индуктивность в диапазоне частот от 0,5 до 50 МГц.

Оценки, представленные в таблицах 1 и 2, подтверждают возможность решения поставленной задачи. При изменении толщины плёнки от 50 нм до 350 нм предлагаемая индуктивность изменяется в диапазоне от 100 нГн до 14 нГн, что значительно лучше (в 7-50 раз) максимальной индуктивности известных в КМОП – традиционных технологиях, достигаемых в одном слое на той же площади [12].

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая конструкция и расчёт ППИ с технологией «проводящая плёнка в токовом кольце» имеют существенные преимущества в сравнении с классическим одновитковым решением. Наноразмерный эффект, обнаруженный экспериментально в [7] и подтверждённый теоретически в настоящей работе, позволяет реализовать в 7-50 раз более высокие значения микроскопической интегральной индуктивности на той же площади.

Выбор значения удельного сопротивления материала, из которого создается тонкая пленка, позволяет «сдвигать» рабочий диапазон частот предлагаемой индуктивности в заданный частотный диапазон.

ПОДДЕРЖКА

Статья подготовлена по проекту № 8.374.2014/К Госзадания Минобрнауки РФ на 2014-2016 гг.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Сапогин В.Г., Крутчнский С.Г., Прокопенко Н.Н., Будяков А.С., Савченко Е.М. Интегральные индуктивности и трансформаторы аналоговых микросхем СВЧ-диапазона. – Шахты: ГОУ ВПО «ЮРГУЭС», 2010. 273 с.
- [2] Сапогин В.Г., Прокопенко Н.Н., Манжула В.Г., Сапунцов Н.Е., Нестюрина Е.Е. Индуктивность сплошного проводящего цилиндра с азимутальной плотностью вихревого тока в низкочастотной области // Фундаментальные исследования. – 2013. – №11 (часть 3). – С. 441-446.
- [3] Сапогин В.Г., Прокопенко Н.Н., Марчук В.И., Манжула В.Г., Будяков А.С. Индуктивные свойства микроскопического проводящего кольца с плотностью вихревого тока азимутального направления // Нано- и микросистемная техника. – 2014. – №1. – С. 22-26.
- [4] Сапогин В.Г., Прокопенко Н.Н., Сапунцов Н.Е. Индуктивность цилиндрической плёнки с азимутальной плотностью вихревого тока // Материалы международной конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения». Т.П. Саратов, Россия, 25-26 сентября 2014 г. – С. 358-365.
- [5] Сапогин В.Г., Прокопенко Н.Н. О методах расчёта микроскопической интегральной индуктивности с высокой симметрией // Радиотехника. – 2015. – №2. – С. 116-125.
- [6] Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. Электричество и магнетизм. Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1978 г.
- [7] Widjaja A. and Sarangan A. Method for Fabrication Thin Film Structures with Negative Inductance. Case #: UD-488. US-Patent Pending; Publication # 20090261936. Inventor: Agus-Widjaja, et. al.
- [8] Yue C.P. and Wong S.S. On-Chip Spiral Inductors with Patterned Ground Shields for Si-Based RFIC's. IEEE J.Solid State Circuit, vol. 33, no. 5, p.p. 743-752, may 1999.
- [9] Ragonese E., Biondi T., Scuderi A., Palmisano G.A Lumped Scalable Physics-Based Model for Silicon Spiral Inductors. 0-7803-7530-0/02\$17.00 ©2002 IEEE. P. 119-124.
- [10] Scuderi A., Ragonese E., Biondi T., Palmisano G. "Integrated Inductors and Transformers", CRC Press. Taylor & Francis Group, New York. 2011. P.151.
- [11] Sapogin V.G., Prokopenko N.N., Sapogina L.K. Solution of Solitary Current Inductor's "Cutoff Frequency Problem" for EHF Applications // The International IEEE Conference on Microwaves, Communications, Antennas and Electronic Systems (COMCAS-2015), 2-4 november 2015 Tel Aviv, Israel.
- [12] Эннс В.И., Кобзев Ю.М. Проектирование аналоговых КМОП-микросхем. Краткий справочник разработчика //Под ред. канд. техн. наук В.И.Эннса. М: Горячая линия – Телеком. 2005. 455 с.

Nano-dimensional effect at planar inductance with “conducting film inside current ring”-technology

V.G. Sapogin¹, N.N. Prokopenko¹, Yu.I. Ivanov², A.V. Bugakova¹.

¹Don State Technical University, sapogin@mail.ru; prokopenko@sssru

²Engineering-technological Academy of the Southern Federal University, taganrog@pochta.ru

Keywords — positive planar inductance (PPI), cylindrical film, current ring, nano-dimensional effect, “conducting film inside current ring”-technology.

ABSTRACT

The planar inductances, being realized at insulating base as multi-turns circular, spiral, square and more complex geometric forms, for example, orthogonal spirals, are widely used in modern devices of communication and telecommunications, in structures “system-on-chip” and “system-in-package” [1].

The inductances, fabricated as planar spiral, loaded at adjacent to spiral semiconducting film with patterned shield, have been suggested in [8]-[10]. The frequency dependences, measured in these works, show that inductance of planar spiral can has as positive so and negative values.

Such inductance has been named as dynamic planar one in papers [2]-[5]. There original methods of calculation of inductance’s frequency characteristics have been proposed.

PURPOSE

This paper has deal with research of frequency-independent planar inductance. The paper object is to suggest the method of calculation of frequency-independent microscopic positive planar inductance (PPI) for its creation over breakthrough “conducting film inside current ring”-technology. The realization of this technology permits to increase surface density of inductance till limit value of 10 H/m^2 .

METHODS

The construction of inductance suggested uses the known single-turn topology of its creation [1]. To form frequency-independent vortex current’s inductance the additional thin film, which has the known conductivity, is introduced into internal domain of current ring. The thin film has no electric contact with the turn.

The inductance of construction is summed from two components: the inductance of current ring and flux inductance, which calculation has been represented in the paper.

To calculate frequency-independent inductance of conducting film, the system of differential equations, consisting of two Maxwell’s equations, differential form of

Ohm’s law and relationship between the current and the flux, determining the inductance, is used.

We suppose that the thin film (solid, conducting, non-magnetic) is in external homogeneous variable magnetic field, which has the single component, coinciding with film’s axis. Under such orientation the variable magnetic field will generate in thin film the vortex electric field, the strength of which will has the single axial component. For the first time the experimental proof of existence of such probable vortex electric field’s orientation has been obtained under creation of betatrons – inductive accelerators of electrons [6].

We get radial distribution of vortex electric field from the first Maxwell’s equation over original magnetic field. The same distribution in space has the density of Foucault currents in homogeneous conducting medium. The scales of strength and density of vortex current have been obtained under calculation.

We find the value of current, induced all over thin film, over the law of distribution of Foucault currents’ density by calculation of flux integrals. The density of vortex Foucault currents creates self-magnetic field in the space of the thin film. This magnetic field of substance reply on the external influence has the single projection, coinciding with film’s axis, for original orientation of vortex currents in cylindrical system of coordinate. The direction of projection of magnetic field’s reply over all film’s points is opposite to the direction of external magnetic field. This is the main reason of diamagnetism, being manifested by Foucault currents.

The distribution of substance reply’s magnetic field is calculated by integration of second Maxwell’s equation, written in the cylindrical system of coordinate, and inductive properties of thin film are investigated.

Further we find flux inductance. It represents by itself the coefficient of proportionality between total average magnetic flux, which crosses the conducting film over half-period, and the current, which appears in the film over the same period. The total average magnetic flux is summed from the flux of external magnetic field and the flux of substance reply’s magnetic field. The flux of external magnetic field vanishes under averaging over half-period, but the flux of substance reply’s magnetic field depends on the phase relationships and can be as positive so and negative.

RESULTS

The calculation show that average flux inductance of the thin film over half-period does not depend on the frequency and can be as positive so and negative. It is important that the flux inductance depends on geometric dimensions of film only, but its operational frequency depends on film's conductivity and locates in the band determined by the scale of frequency.

The suggested construction and computation of PPI with "conducting film inside conducting ring"-technology have significant advantages. They give capability to realize microscopic integral inductance, which value depends on the thickness and radius of additional film only. Its positive contribution in total inductance permits appreciably to increase the inductance obtained under classic single-turn decision at the same square.

The operational band of frequencies of inductance suggested can be "moved" in given band by the choice of resistivity of additional thin film's material.

DISCUSSION

The experiments with planar spiral inductor of 170 μm radius have been carried out in [7]. It has been loaded at thin conducting layers of Cu-Al. Under their total width of 400 nm, layers have formed positive frequency-independent vortex current's inductance. The theory suggested explains the existence of such inductance by dimensions of layer, i.e., by nano-dimensional effect.

The estimations, executed over the computational relationships, point out that the discovered nano-dimensional effect permits to increase the values of planar inductance from 7 till 50 times at the square of $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ in one layer. It is substantially more than the value of maximal inductance, obtained in traditional CMOS-technologies [12].

It is also shown in experiments [7] that laminated film with total width more than 1 μm can manifest itself as frequency-dependent inductance, which vanishes at two characteristic frequencies, that is validated by theory, developed in [11].

Nulls of inductance divide the whole frequency band into three parts. At low-frequency interval the inductance of the cylindrical multi-layers film is a positive value, decreasing with growth of frequency (paramagnetic properties of Foucault currents are manifested). At mid-band frequency interval the inductance is negative (natural diamagnetic properties of Foucault currents are manifested). At this interval the minimal value of inductance is achieved at defined frequency. At high-frequency interval the inductance is positive (again paramagnetic properties of Foucault currents are manifested) and practically is independent of frequency. In accordance with suggested in [11] theory the cutoff frequency in dynamic inductance is

absent. The correctness of such assertion requires experimental check.

SUPPORT

This article was prepared under the project № 8.374.2014/K state assignment Ministry of Education and Science of the Russian Federation for 2014-2016.

REFERENCES

- [1] Sapogin V.G., Krucinski S.G., Prokopenko N.N., etc. Integrated inductors and transformers analog circuits microwave range. Mine: GOU VPO "HURGUES", the 2010. P. 273 (in Russian).
- [2] Sapogin V.G., Prokopenko N.N., Manzhula V.G., Sapuntsov N.E., Nestyurina E.E. The Inductance of a solid conducting cylinder with an azimuthal eddy current density in the low frequency region // *Fundamental research*. 2013. No. 11 (part 3), pp. 441-446 (in Russian).
- [3] Sapogin V.G., Prokopenko N.N., Marchuk I.V., Manzhula V.G., Budyakov A.S. Inductive properties of microscopic conductive ring of the eddy current density is the azimuthal direction // *Nano - and Microsystem technique*. 2014, No. 1, pp. 22-26 (in Russian).
- [4] Sapogin V.G., Prokopenko N.N., Sapuntsov N.E. The inductance of the cylindrical film with azimuth density of eddy current // *Proceedings of the international conference "Actual problems of electronic instrument engineering"*. V. II. Saratov, Russia, 25-26 September 2014, pp. 358-365 (in Russian).
- [5] Sapogin V. G., Prokopenko N. N. Calculation methods of microscopic integrated inductors with high symmetry//*Radiotekhnika*. 2015, No 2, pp. 116-125 (in Russian).
- [6] Savelyev I.V. Course of General physics. Vol. 2. M.: Nauka, Home edition physical and mathematical literature. 1988. P.496 (in Russian).
- [7] Widjaja A. and Sarangan A. Method for Fabrication Thin Film Structures with Negative Inductance. Case #: UD-488. US-Patent Pending; Publication # 20090261936. Inventor: Agus-Widjaja, et. al.
- [8] Yue C.P. and Wong S.S. On-Chip Spiral Inductors with Patterned Ground Shields for Si-Based RFIC's. *IEEE J.Solid State Circuit*, vol. 33, no. 5, pp. 743-752, may 1999.
- [9] Ragonese E., Biondi T., Scuderi A., Palmisano G.A Lumped Scalable Physics-Based Model for Silicon Spiral Inductors. 0-7803-7530-0/02\$17.00 ©2002 IEEE. P. 119-124.
- [10] Scuderi A., Ragonese E., Biondi T., Palmisano G. "Integrated Inductors and Transformers", CRC Press. Taylor & Francis Group, New York. 2011. P.151.
- [11] Sapogin V.G., Prokopenko N.N., Sapogina L.K. Solution of Solitary Current Inductor's "Cutoff Frequency Problem" for EHF Applications // *The International IEEE Conference on Microwaves, Communications, Antennas and Electronic Systems (COMCAS-2015)*, 2-4 november 2015 Tel Aviv, Israel.
- [12] Annes, V. I., Kobzev, Yu. M. Design of analog CMOS circuits. A brief guide developer. Edited by the candidate. tech. Sciences V. I. Enns. M: Hot line. Telecom. 2005. P. 455 (in Russian).