

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТОКОВИХРЕВАЯ ИНДУКТИВНОСТЬ С ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

(технический проект по созданию микроскопической
токовихревой индуктивности)

Сапогин В. Г., Прокопенко Н.Н.

Донской государственный технический университет, г.Ростов-на-Дону
sapogin@mail.ru; prokopenko@sssu.ru

Предложен метод расчёта микроскопических токовихревых планарных индуктивностей для прорывных технологий. Они могут иметь как положительные, частотно-независимые значения индуктивности, так и отрицательные частотно-зависимые индуктивности с предельно высокой поверхностной плотностью. Обсуждается простейшая технология их создания в виде тонкой проводящей плёнки в токовом кольце.

Microscopic eddy-current inductance with an ultimate surface density (2015)
(engineering project dedicated to the creation of microscopic eddy-current inductance)

V.G. Sapogin, N.N. Prokopenko

Don State technical university, Rostov-on-Don city

A new method is proposed for the numerical simulation of microscopic plane eddy-current inductances, dedicated to breakthrough technologies. These inductances can have either a positive, frequency-independent values of inductance, either a negative, frequency-dependent inductances with an ultimate surface density. A very easy technology of their creation is presented here in the form of thin conductive film in a current ring.

Введение

Планарные индуктивности в виде многовитковых круглых, спиральных, квадратных и более сложных геометрических форм широко используются в современных устройствах связи и телекоммуникаций в структурах «система на кристалле» или «система в корпусе» [1].

Применение традиционных КМОП-технологий позволяет в одном слое индуктора достигать поверхностную плотность индуктивности порядка $0,2 \text{ Гн/м}^2$ (2 нГн на площади $100 \times 100 \text{ мкм}^2$) [2]. Все одиночные индукторы характеризуются предельной верхней частотой работы, называемой «частота среза» (*cutoff frequency*). Для индукторов с различной геометрией она лежит в диапазоне частот $0,8 \text{ ГГц} - 5 \text{ ГГц}$ и обусловлена эффектами шнурования тока, открытыми в 2001 году *Kuhn* и *Ibrahim* [3].

Исследуя экспериментально протекание тока на высоких частотах в одиночных многовитковых квадратных, прямоугольных и спиральных индукторах, они обнаружили эффект, прямо противоположный скин-эффекту. Переменный ток на гигагерцах образовывал токовый шнур в проводнике индуктора с любой геометрией.

С ростом частоты токовый шнур уменьшал площадь своего поперечного сечения. Это приводило к тому, что омическое сопротивление и индуктивность индуктора увеличивались с частотой, а протекание переменного тока уже не подчинялось закону Ома. Такое шнурование тока высокой частоты было ими названо “Current Crowding Effects” (эффекты токового сжатия). Дальнейшее увеличение частоты переменного тока приводило к ещё большей локализации токового шнура, которое обычно заканчивалось катастрофой. При приближении частоты тока к частоте среза токовый шнур сжимался в пинч, становился неустойчивым, и одиночный индуктор любой геометрии терял свои индуктивные свойства.

Принципиально новое технологическое решение для построения разнообразных планарных индуктивностей, в которых нет частоты среза, было предложено технологами *Yue* и *Wong* из Стэнфордского университета в 1999 году. Они опубликовали работу [4], в которой исследовали три варианта планарного размещения спирального индуктора, кремниевой плёнки и экрана (сплошного или узорчатого).

Две из трёх технологических конструкций обнаружили частотные свойства добротности, которые принципиально отличались от частотных свойств добротности одиночных индукторов. Они давали растущие частотные зависимости добротности, которые достигали максимума на частоте около 2-х гигагерц, а затем спадали к нулю на частотах около 7-8 ГГц. Как известно, нуль добротности индуктивности соответствует нулю индуктивности. Никаких физических моделей поведения исследуемых индуктивностей предложено не было.

Итальянскими технологами в 2002 году была создана планарная индуктивность [5], которая отличалась цилиндрической геометрией от индуктивности, исследованной в [4]. В ней цилиндрическая спираль была нагружена на слоистую цилиндрическую структуру, состоящую из модифицированных слоёв кремния, лежащего на проводящей медной подложке. Узор экрана имел радиальную структуру.

Эксперименты не только подтвердили ход частотных зависимостей добротности, найденных в [4], но и обнаружили тот факт, что на гигагерцах индуктивность *RPGS* - индуктора (*Radial Patterned Ground Shield*) может обратиться в нуль, а на более высоких частотах даже стать отрицательной. В [5] была предложена базовая физическая модель таких индуктивностей, использующая схему с сосредоточенными параметрами. Модель давала достаточно точные совпадения результатов экспериментов и моделирования на симуляторе *HFSS*.

Но термин «отрицательная индуктивность» оказался для технологов, работающих на СВЧ, таким фантастическим и непонятным, что измерения итальянцев многими были поставлены под сомнение. Вероятно поэтому, в своей монографии [6], выпущенной в 2011 году в Нью-Йорке, они совсем отказались от приоритета в собственном открытии и даже не упомянули о нём.

В 2009 году американские технологи из штата Огайо снова натолкнулись на тот факт, что индуктивность многослойной проводящей плёнки, прилегающей к цилиндрическому спиральному индуктору, может стать отрицательной [7]. Проведённые с различным количеством двойных слоёв (один двойной слой из Al и Si имел суммарную толщину 200 нм) эксперименты показали, при количестве двойных слоёв, начиная с шести, частотная зависимость индуктивности содержит участки, на которых индуктивность имеет минимум и принимает отрицательные значения.

Эксперименты в [7] также обнаружили, что индуктивность системы, состоящей из двух двойных слоёв, может быть положительной и практически частотно-независимой. Но, к сожалению, никаких физических моделей, которые объясняли бы полученные в работе результаты, технологи не предложили.

Токовихревая планарная индуктивность

Как теперь стало ясно, начиная с 1999 года технологи натолкнулись на новый класс микроскопической индуктивности, которую следует отнести к классу токовихревых. Другой вид частотных характеристик токовихревой индуктивности можно объяснить тем, что силовые линии магнитного поля индуктора были частично нагружены на проводящую или полупроводящую плёнку, прилегающую к спиральному индуктору. Ток индуктора создавал в проводящей плёнке своё

переменное магнитное поле, которое взаимодействовало с магнитным полем отклика, формируемое токами Фуко. Взаимодействие тока индуктора с суммарным магнитным полем приводило к появлению таких частотных характеристик, когда индуктивность системы индуктор-проводящая плёнка на одних частотах была положительной, на других – отрицательной. А на плёнках другой толщины - была положительной и частотно-независимой.

Теоретическое исследование физических свойств токовихревой индуктивности, проведённое в наших работах [8-12], показало, что токи Фуко, индуцированные в проводящей (полупроводящей) цилиндрической плёнке могут находиться в трёх различных состояниях:

- 1) **ферромагнитные состояния**, в которых токи Фуко в среднем за полупериод усиливают внешнее переменное магнитное поле. В этих состояниях индуктивность системы индуктор-плёнка не зависит от частоты и положительна. Такие состояния токов Фуко обнаружены экспериментально американскими технологами в [7] в 2009 году. Эти состояния оказались возможны только в сверхтонких проводящих плёнках и были обусловлены существованием наноразмерного эффекта. В такой сверхтонкой плёнке достигается предельно высокая поверхностная плотность индуктивности порядка 10 Гн/м^2 . Это в 50 раз превышает значения аналогичной плотности в традиционных КМОП-технологиях [2].
- 2) **Сильные диамагнитные состояния**, в которых токи Фуко в среднем за полупериод ослабляют внешнее переменное магнитное поле. В этих состояниях индуктивность макроскопического цилиндра не зависит от частоты и отрицательна. Такие состояния токовых слоёв достаточно известны и возникают в классическом соленоиде сантиметровых размеров, внутри которого находится любой проводящий стержень. Суммарная индуктивность системы соленоид-стержень в этой геометрии обычно уменьшается, но всегда остаётся положительной. Объёмные плотности отрицательной индуктивности, достигаемые в стержне, относительно небольшие, около $-0,34 \text{ Гн/м}^3$.
- 3) **Смешанные состояния**, в которых токи Фуко на одних частотах усиливают усреднённое магнитное поле, а на других частотах его сильно ослабляют. В этих состояниях индуктивность системы индуктор-плёнка зависит от частоты, и может быть как положительной, так и отрицательной. Такую индуктивность мы назвали динамической. Частотная зависимость динамической индуктивности всегда имеет нули на двух характеристических частотах. Нули индуктивности делят весь частотный диапазон на три интервала: низкочастотный, среднечастотный и высокочастотный. В низкочастотном диапазоне индуктивность убывает с ростом частоты и положительна, но теория имеет неустранимую особенность в области сверхнизких частот. В среднечастотном диапазоне индуктивность всегда отрицательна и имеет наименьшее значение порядка десяти масштабов. Такие состояния токов Фуко обнаружены экспериментально американскими исследователями в той же работе [7]. Этой перспективной технологии создания элементов с высокой плотностью отрицательной индуктивности порядка -10 Гн/м^2 ими была дана высокая оценка. В высокочастотном диапазоне положительное значение динамической индуктивности не зависит от частоты и меньше масштаба индуктивности в три раза. Частота среза в динамической индуктивности отсутствует. Последнее утверждение нуждается в проведении дополнительных экспериментов на различных проводящих плёнках в диапазоне КВЧ.

Конструкция планарной индуктивности с цилиндрической плёнкой

На рис. 1 приведена конструкция предлагаемой токовихревой индуктивности. Она отличается от конструкции, предложенной технологами в [7] тем, что в ней спиральный планарный индуктор заменён на одновитковое токовое кольцо [1]. Это сделано для того, чтобы магнитное поле спирали заменить магнитным полем одного витка, которое обладает более слабой радиальной неоднородностью. Другое отличие связано с ликвидацией многослойности.

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

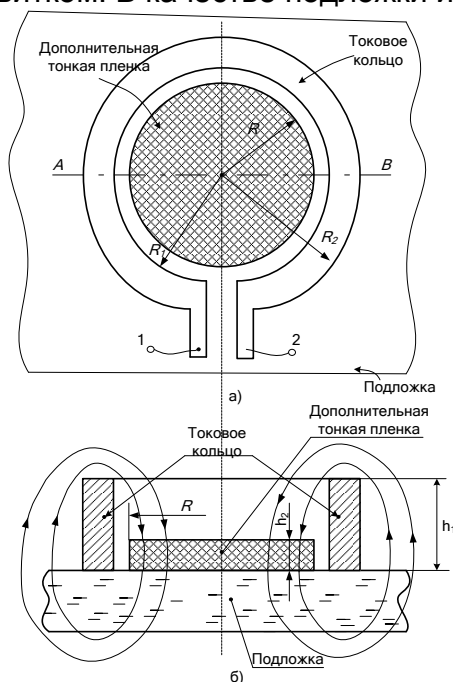


Рис. 1. Предлагаемая конструкция индуктивности по технологии «проводящая плёнка в токовом кольце» (а) и ее разрез по вертикальному сечению АВ (б)

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

Формулы для расчёта частотно-независимой индуктивности проводящей цилиндрической плёнки

Индуктивность конструкции L (рис. 1) относительно выводов 1 и 2 складывается из двух составляющих

$$L = L_k + L_\phi, \quad (1)$$

где L_k – индуктивность витка (токового кольца), расчет которой можно выполнить либо на основе формул и графиков, представленных в [1], либо на симуляторе HFSS; L_ϕ – положительная потоковая индуктивность дополнительной тонкой пленки, вычисляется из соотношения

$$L_\phi = \langle \Phi \rangle / \langle i \rangle = \frac{\mu_0 \pi R^2}{2h_2}, \quad (2)$$

где под $\langle \Phi \rangle$ будем понимать суммарный средний за полупериод поток, который формируется внешним переменным магнитным полем B_0 и магнитным полем отклика вещества B_1 , и пересекающий проводящую дополнительную тонкую плёнку. Под значением $\langle i \rangle$ будем понимать среднее значение переменного тока одного направления за полупериод.

Интервал частот Δf , в котором индуктивность не зависит от частоты, задаётся соотношением

$$0,1f_* \leq \Delta f \leq 10f_*, \quad (3)$$

где

$$f_* = 2\rho / (\mu_0 \pi R^2) \quad (4)$$

– масштаб частоты системы, а ρ – удельное сопротивление используемой плёнки.

В таблице 1 приведены значения потоковой индуктивности L_Φ , рассчитанные из (2), которые можно реализовать на наноразмерном эффекте для тонкой плёнки радиусом $R=50$ мкм.

Таблица 1

Зависимость потоковой индуктивности L_Φ тонкой плёнки от ее толщины h_2

h_2 , нм	50	100	150	200	250	300	350
L_Φ , 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. Значения масштаба частоты, не зависящие от толщины плёнки и рассчитанные из соотношения (4), представлены в таблице 2.

Таблица 2

Масштаб частоты f_ 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 таблиц 1 и 2 видно, что, например, использование алюминия при напылении дополнительной тонкой плёнки радиусом $R=50$ мкм и толщиной $h_2=100$ нм позволяет получить потоковую индуктивность тонкой плёнки $L_\Phi=50$ нГн. Такая тонкая плёнка будет обеспечивать частотно-независимую индуктивность в диапазоне частот от 0,5 до 50 МГц. Такой индуктивности отвечают параметры конструкции: внутренний радиус токового кольца $R_1=70$ мкм, материал медь, внешний радиус $R_2=90$ мкм, толщина токового кольца $h_1=20$ мкм.

Формулы для расчёта частотно-зависимой индуктивности проводящей цилиндрической плёнки

В [7] экспериментально показано, что для двойных слоёв с толщиной плёнки больше одного микрометра проводящая плёнка переходит в состояние отрицательной динамической индуктивности [10].

В таком состоянии частотная зависимость индуктивности плёнки радиусом R рассчитывается из соотношения

$$\frac{L}{L_*} = (1 + \beta^2 / 3 - 2\pi\beta) / \beta^2, \quad (5)$$

где

$$L_* = \mu_0 \pi R^2 / h \quad (6)$$

– масштаб индуктивности, h – толщина возникшего в плёнке токового вихря (она может быть и меньше, чем толщина дополнительной плёнки h_2), безразмерный параметр

$$\beta = \frac{\mu_0 \pi R^2 f}{2\rho} = \frac{f}{f_*}, \quad (7)$$

где f_* – масштаб частоты системы определён соотношением (4).

Как видно из (5), индуктивность проводящей плёнки обращается в нуль на характеристических частотах F_1 и F_2 ($F_1 < F_2$)

$$\frac{F_1}{f_*} = \beta_1 = 3\pi \left(1 - \sqrt{1 - 1/(3\pi^2)}\right) \approx 0,1605, \quad (8)$$

$$\frac{F_2}{f_*} = \beta_2 = 3\pi \left(1 + \sqrt{1 - 1/(3\pi^2)}\right) \approx 18,69, \quad (9)$$

а между нулями она отрицательна. Её вид качественно совпадает с частотными зависимостями, полученными экспериментально для спирального индуктора в работе [7]. Значение $\beta_0 = 1/\pi = 0,3183$ соответствует точке, в которой индуктивность плёнки минимальна

$$\frac{L_{min}}{L_*} = 1/3 - \pi^2 = -9,536. \quad (10)$$

В таблице 3 для цилиндрической плёнки радиусом 50 мкм и толщиной $h_2=2$ мкм (масштаб $L_*=4,9$ нГн) приведены частоты, на которых достигается минимальное значение динамической индуктивности $L_{min} = -47$ нГн для плёнок с различным удельным сопротивлением. Эти частоты вычислены в предположении, что $h=h_2$ (толщины токового вихря и дополнительной плёнки одинаковы).

Таблица 3

Частоты, на которых достигаются $L_{min} = -47$ нГн, для проводящей плёнки радиусом 50 мкм

№ п/п	Материал	Удельное сопротивление, (ом·м)	Частота (Гц) в минимуме индуктивности
1	медь	$15,5 \cdot 10^{-9}$	$1,00 \cdot 10^6$
2	алюминий	$25,0 \cdot 10^{-9}$	$1,59 \cdot 10^6$
3	вольфрам	$48,9 \cdot 10^{-9}$	$3,18 \cdot 10^6$
4	никель	$61,4 \cdot 10^{-9}$	$3,94 \cdot 10^6$
5	нихром	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$65 \cdot 10^6$
6	кремний (KEF) электронный	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$65 \cdot 10^9$

Сравнивая значение частоты $f_0 = 1,59$ МГц, полученное в таблице 3 для алюминия, со значением частоты $f_0 = 1,7$ МГц в [7] для десяти двойных слоёв Cu-Al (суммарная толщина плёнки $h_2=2$ мкм), получаем неслучайное совпадение с точностью в 6%.

Вывод

Предлагаемая конструкция планарной индуктивности с технологией «проводящая плёнка в токовом кольце» поможет реализовать как положительные, так и отрицательные микроскопические индуктивности с предельно высокой поверхностной плотностью индуктивности порядка ± 10 Гн/м².

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Сапогин В.Г., Крутчинский 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] 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.
- [3] Kuhn W.B. and Ibrahim N.M. Analysis of Current Crowding Effects in Multiturn Spiral Inductors. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 49, no. 1, pp. 31-38, jan. 2001.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] Scuderi A., Ragonese E., Biondi T., Palmisano G. “Integrated Inductors and Transformers”, CRC Press. Taylor & Francis Group, New York. 2011. P.151.
- [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] 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.
- [9] 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.
- [10] 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.II. Саратов, Россия, 25-26 сентября 2014 г. – С. 358-365.
- [11] Сапогин В.Г., Прокопенко Н.Н. О методах расчёта микроскопической интегральной индуктивности с высокой симметрией//Радиотехника. – 2015, – №2, –.116-125.
- [12] 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.