

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.21>

УДК: 53.043

ФАЗОВЫЙ КОМПАРАТОР СПИНОВЫХ ВОЛН

О.Ю. Архипова, А.А. Матвеев, А.Р. Сафин, С.А. Никитов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
125009, Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2023 г.

Аннотация. В работе описан принцип работы фазового компаратора спиновых волн, выполненного на основе ферромагнитной пленки. Возбуждение и прием спиновых волн осуществляется за счет микрополосковых антенн, расположенных на поверхности пленки. Исследована математическая модель эквивалентной электрической схемы. Получено выражение для дискриминационной характеристики компаратора спиновых волн как функция разности фаз входных сигналов и отношения их амплитуд. Проведено микромагнитное моделирование преобразования спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитной пленке, в выходной микроволновый сигнал.

Ключевые слова: спиновая волна, фазовый компаратор, ферромагнитная пленка, выходное напряжение, микроволновый сигнал.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Автор для переписки: Архипова Ольга Юрьевна, olyuar@gmail.com

Введение

В настоящее время активно развиваются различные способы для энергоэффективной передачи и преобразования сигналов. К одной из таких областей относится магноника – часть спинтроники, изучающая условия распространения квантов спиновых волн (магнонов) в магнитоупорядоченных средах [1,2]: ферро-, ферри- и антиферромагнетиках. К перспективным функциональным устройствам обработки информации на магнонах можно отнести нейроморфные процессоры, системы с голографической памятью, а также системы распознавания образов [3,4].

Одной из важных задач при построении устройств магноники является контроль над фазой возбуждаемых колебаний, поскольку в ней, как правило, заключена информация о передаваемом сообщении. В данной работе исследована возможность построения фазового компаратора (дискриминатора) на основе спиновых волн, выполненного на основе наноразмерной ферромагнитной пленки. Первоначально идея использования спиновых волн для построения фазового компаратора была высказана в [5], а также был приведен пример микромагнитного моделирования. Однако в литературе не было представлено подробного теоретического рассмотрения возможности построения подобного фазового компаратора (ФК). В данной работе рассмотрена математическая модель ФК в виде ферромагнитной наноразмерной пленки. В качестве антенн возбуждения и приема спиновых волн используются индуктивные полосковые отрезки линии передачи [6,7]. Они возбуждают спиновые волны за счет осциллирующих магнитных полей, которые генерируются микроволновыми токами. Антенны могут также использоваться как спин-волновые детекторы, которые индуктивно преобразовывают спиновые волны в микроволновые сигналы [8]. Работа фазового компаратора основана на сравнении фаз двух входных микроволновых колебаний и преобразовании с помощью детектора полученной разности фаз в выходное напряжение.

В последние годы исследуется возможность уменьшения размеров магнонных устройств [9, 10]. В них часто используются проволочные или

U-образные индуктивные антенны, подключенные к микрополосковым копланарным волноводам, в комбинации с изолированными ферромагнитными пленками [11, 12].

В данной работе на первом этапе рассмотрена физическая структура ФК спиновых волн и рассмотрена эквивалентная радиотехническая модель в виде активного и реактивного сопротивления потерь антенн возбуждения и приема спиновых волн, а также активных и реактивных сопротивлений, характеризующих распространение спиновых волн в ферромагнитной пленке. По представленной модели получена основная характеристика ФК дискриминационная характеристика – зависимость нормированного к максимальному значению выходного напряжения от разности фаз входных сигналов.

Физическая структура фазового компаратора.

Рассмотрим физическую структуру ФК в виде ферромагнитной пленки и полосковых антенн возбуждения и приема спиновых волн, представленных на рис. 1. В качестве ферромагнетика был выбран пермаллой $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (металл со слабой одноосной анизотропией). На микроволновые линии передачи шириной $w_G = 5$ нм, индуктивно соединенные с ферромагнитным слоем, подаются сигналы мощностями P_1 и P_2 . Электрические токи, протекающие по этим линиям, порождают переменное магнитное поле Эрстеда, которое взаимодействует с ферромагнитным слоем и возбуждает динамику вектора намагниченности, т.е. спиновые волны. Следовательно, меняется магнитный поток через поверхность ферромагнитной пластины. Таким образом, производная по времени от магнитного потока преобразуется в выходное напряжение U_0 на детекторе шириной $w_D = w_G = 5$ нм, расположенном в центре ферромагнитной пластины.

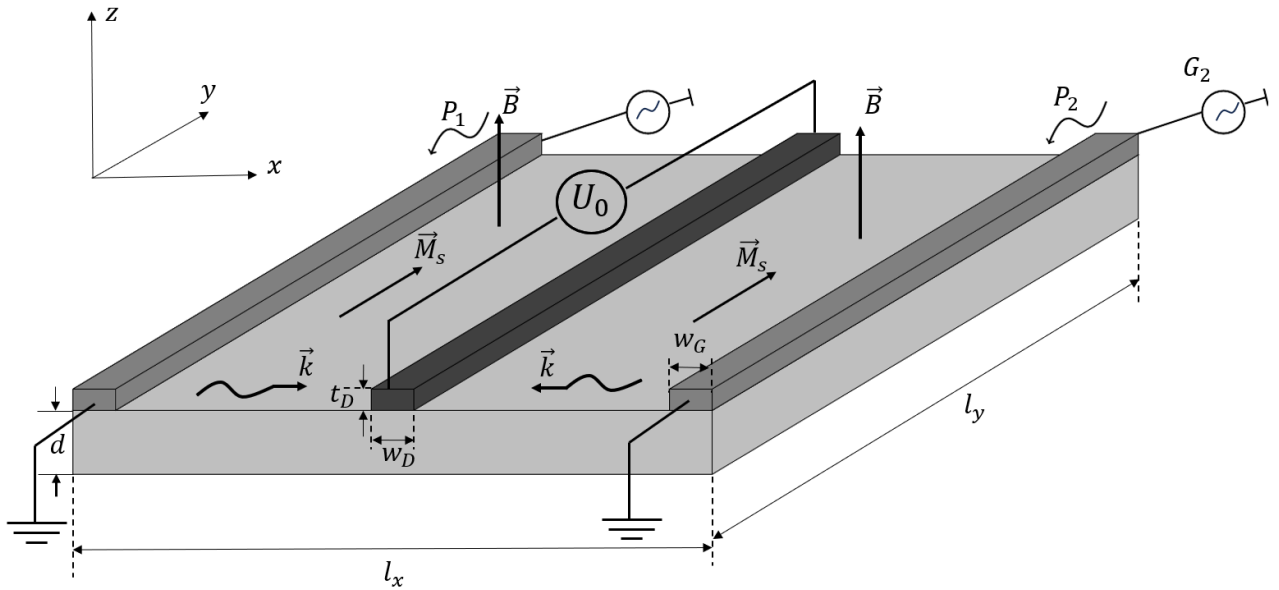


Рис. 1. Схематическое представление фазового компаратора в виде ферромагнитной пленки и трех полосковых линий передачи.

Предполагается, что спиновые волны в ферромагнитной пленке распространяются вдоль оси x , а вектор намагниченности \vec{M}_s направлен вдоль оси y и лежит в плоскости пленки, т. е. возбуждаются поверхностные спиновые волны (ПСВ). Переменное магнитное поле \vec{B} направлено вдоль оси z перпендикулярно поверхности пластины. Также предполагается, что толщина слоя пермаллоя $d = 20$ нм намного меньше длины λ спиновой волны, т. е. $kd \ll 1$, где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, так как при этом условии динамика намагниченности по толщине равномерная. Кроме того, также предполагается, что по бокам ферромагнитного слоя спиновых волн нет, и динамика намагниченности равномерна по ширине волновода. Это условие реализуется в узких волноводах, когда длина спиновой волны намного больше ширины волновода. Однако для спин-волновых мод первого порядка в достаточно широких волноводах краевые эффекты очень малы, и динамика намагниченности почти равномерная. В данной статье ширина ферромагнитного слоя равна $l_y = 100$ нм и равна его длине l_x .

Эквивалентная электрическая схема линии передачи на ферромагнитной пленке.

Предполагается, что длина антенны (она равна ширине волновода $l_y = 100$ нм) намного меньше длины электромагнитной волны $\lambda_{\text{эм}}$, т. е. $l_y \ll \lambda_{\text{эм}}$. Такое предположение позволяет описать линию передачи на ферромагнитной пленке эквивалентной схемой на сосредоточенных элементах, а не моделью с распределенными элементами [13].

В дополнение к магнитному полю Эрстеда, генерируемому индуктивными полосковыми антеннами (рис.1), расположенными по краям ферромагнитной пленки, динамика намагниченности вызывает изменяющееся во времени дипольное магнитное поле. Оба поля меняют магнитный поток через поверхность ферромагнитной пленки и, следовательно, на выходной антенне наводится микроволновый ток и возникает разность потенциалов. Полное сопротивление в детекторе $Z_0 = \frac{U_0}{i_0}$. Общее падение напряжения U_0 представляет собой сумму вклада от омического сопротивления и вклада ЭДС, появившейся на детекторе в результате изменения магнитного потока. Следовательно, полное сопротивление детектора можно записать в виде

$$Z_0 = R_{\Omega}^0 + \frac{V_{\text{инд}}}{i_0}, \quad (1)$$

где R_{Ω}^0 – омическое сопротивление детектора и $V_{\text{инд}}$ напряжение, индуцированное ЭДС.

Уравнение Максвелла-Фарадея имеет вид

$$\oint_C \vec{E}(\vec{r}) d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}, \quad (2)$$

где S – поверхность, ограниченная контуром с током, $C = \partial S$ и \vec{B} – вектор магнитной индукции. Применяя теорему Стокса к уравнению (2), индуцированное напряжение на детекторе на угловой частоте ω можно записать в виде

$$V_{\text{инд}} = \oint_C \vec{E}(\vec{r}) d\vec{l} = -i\omega \int_S \vec{B}(\vec{r}) d\vec{S} = -i\omega\Phi. \quad (3)$$

Запишем магнитную индукцию \vec{B} через векторный потенциал \vec{A} в виде $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ и тогда магнитный поток Φ запишется так

$$\Phi = \oint_C \vec{A}(\vec{r}) d\vec{l}. \quad (4)$$

Перепишем поток Φ в виде

$$\Phi = \int \vec{A}(\vec{r}) \vec{j}(\vec{r}) d^3 \vec{r} = - \iint \nabla_r^2 \vec{A}(\vec{r}) \vec{j}(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') d^3 \vec{r} d^3 \vec{r}', \quad (5)$$

где

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (6)$$

– функция Грина уравнения Лапласа $\nabla_r^2 G(\vec{r}, \vec{r}') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}')$ и $\delta(\vec{r})$ – дельта-функция Дирака, $\vec{j}(\vec{r}')$ – плотность тока. Запишем уравнение Пуассона для векторного потенциала $\vec{A}(\vec{r})$ и намагниченности $\vec{M}(\vec{r})$

$$\nabla_r^2 \vec{A}(\vec{r}) = -\mu_0 [\vec{j}(\vec{r})I + \nabla_r \times \vec{M}(\vec{r})]. \quad (7)$$

Подставив (7) в (5), получим, что полный магнитный поток Φ равен сумме потока Φ_0 , возникающего из-за тока, и потока Φ_m , возникающего из-за прецессии вектора намагниченности, т. е.

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_m = L_0 I + L_m I, \quad (8)$$

где L_0 – самоиндукция детектора и L_m – дополнительная индуктивность, генерируемая спиновыми волнами. Собственная индуктивность детектора имеет вид

$$L_0 = \mu_0 \iint \vec{j}(\vec{r}) \vec{j}(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') d^3 \vec{r} d^3 \vec{r}'. \quad (9)$$

Чтобы найти L_m , найдем поток Φ_m . Получим из (4) и (6)

$$\Phi_m = \mu_0 \iint [\nabla_r \times \vec{M}(\vec{r})] \vec{j}(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') d^3 \vec{r} d^3 \vec{r}' = \mu_0 \int \vec{M}(\vec{r}) \vec{h}(\vec{r}) d^3 \vec{r}, \quad (10)$$

где

$$\vec{M}(\vec{r}) = I \int \hat{\chi}_\omega(\vec{r}, \vec{r}') \vec{h}(\vec{r}') d^3 \vec{r}', \quad (11)$$

$\hat{\chi}_\omega(\vec{r}, \vec{r}')$ – тензор динамической магнитной восприимчивости и

$$\vec{h}(\vec{r}) = \int \nabla_r G(\vec{r}, \vec{r}') \times \vec{j}(\vec{r}') d^3\vec{r}' \quad (12)$$

– динамическое магнитное поле Эрстеда, генерируемое микроволновыми токами, протекающими по боковым полосам. Подставим (11) в (10) и получим выражение для L_m

$$L_m = \frac{\Phi_m}{I} = \mu_0 \iint \vec{h}^T(\vec{r}') \hat{\chi}_\omega(\vec{r}, \vec{r}') \vec{h}(\vec{r}) d^3\vec{r} d^3\vec{r}'. \quad (13)$$

Так как тензор магнитной восприимчивости комплексный, то и L_m будет комплексной величиной, т.е. $L_m = L'_m + iL''_m$. Здесь действительная часть отвечает за реактивное сопротивление в эквивалентной схеме, обозначим его через $X_m^0 = \omega L'_m$, а мнимая часть соответствует сопротивлению излучения, $R_m^0 = -\omega L''_m$. Таким образом, в рамках эквивалентной схемы на сосредоточенных элементах и из равенства (1) получим выражение для полного сопротивления в детекторе

$$Z_0 = R_\Omega^0 - i\omega(L_0 + L_m) = R_\Omega^0 - i\omega L_0 - R_m^0 - iX_m^0. \quad (14)$$

Для равномерной динамики намагниченности интегрирование по ширине и толщине может быть заменено умножением на площадь поперечного сечения ферромагнитной пластины, т. е.

$$L_m = \mu_0 dl_y \iint \vec{h}^T(x') \hat{\chi}_\omega(x, x') \vec{h}(x) dx dx'. \quad (15)$$

Динамическая восприимчивость зависит только от расстояния между точками \vec{r} и \vec{r}' , т.е. $\hat{\chi}_\omega(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{\chi}_\omega(\vec{r} - \vec{r}', 0)$. Сделав преобразование Фурье и применив теорему Планшереля получим выражение для L_m

$$L_m = \mu_0 dl_y \int \vec{h}^T(k) \hat{\chi}_\omega(k) \vec{h}^*(k) \frac{dk}{2\pi}, \quad (16)$$

где

$$\hat{\chi}_\omega(k) = \frac{\hat{\Omega}(k)^2}{\omega_r^2(k) - \omega^2 + i\omega\Gamma(k)}, \quad (17)$$

где $\omega_r(k) = 2\pi f_r(k)$ – дисперсионное соотношение для спиновой волны, $\Gamma(k)$ – скорость затухания спиновой волны и $\hat{\Omega}(k)$ – тензор, зависящий от магнитного поля смещения и от волнового числа k .

Омическое сопротивление детектора выражается формулой

$$R_{\Omega}^0 = \frac{\rho l_y}{t_D w_D}, \quad (18)$$

где ρ – удельное сопротивление материала детектора, l_y , t_D и w_D – длина, толщина и ширина детектора соответственно. Собственная индуктивность детектора выражается в виде [14]

$$L_0 = \frac{\mu_0 l_y}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{2l_y}{w_D + t_D} + \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (19)$$

В выражение (16) для дополнительной индуктивности L_m подставим выражение [13]

$$\vec{h}(\vec{k}) = \frac{1}{2} \text{sinc} \left(\frac{k\omega}{2} \right) \hat{e}_k, \quad (20)$$

где \hat{e}_k – единичный вектор в направлении оси x и

$$\text{sinc} \left(\frac{k\omega}{2} \right) = \frac{2}{k\omega} \sin \left(\frac{k\omega}{2} \right). \quad (21)$$

Получим

$$L_m = \mu_0 d l_y \int \chi_{\omega,xx}(k) \left[\frac{1}{2} \text{sinc} \left(\frac{k\omega}{2} \right) \right]^2 \frac{dk}{2\pi}. \quad (22)$$

Из (22) получим выражения для сопротивлений R_m^0 и X_m^0

$$R_m^0 = \frac{\omega \mu_0 d l_y}{8\pi} \int \chi_{\omega,xx}''(k) \left[\text{sinc} \left(\frac{k\omega}{2} \right) \right]^2 dk, \quad (23)$$

$$X_m^0 = \frac{\omega \mu_0 d l_y}{8\pi} \int \chi_{\omega,xx}'(k) \left[\text{sinc} \left(\frac{k\omega}{2} \right) \right]^2 dk, \quad (24)$$

где $\hat{\chi}_{\omega,xx}(k) = \hat{\chi}'_{\omega,xx}(k) - i\hat{\chi}''_{\omega,xx}(k)$ – комплексный тензор динамической восприимчивости. При пропускании тока через каждую из двух проводящих полос, расположенных по краям ферромагнитной пластины, на второй полосе также индуцируется напряжение. Поэтому их полные сопротивления Z_1 и Z_2 вычисляются аналогично Z_0 .

Для рассматриваемой структуры дополнительная индуктивность (15), генерируемая спиновыми волнами, является взаимной индуктивностью между двумя проводящими полосами, а также между детектором и каждой из полос. Получим выражение для взаимной индуктивности M_1 между детектором и левой проводящей полосой. Запишем формулу (15) для L_m , учитывая расстояние $\frac{l_x}{2}$ между ними. Получим

$$M_1 = \mu_0 dl_y \iint \vec{h}^T(x') \hat{\chi}_\omega(x, x') \vec{h}\left(x - \frac{l_x}{2}\right) dx dx'. \quad (25)$$

Запишем M_1 в виде

$$M_1 = \mu_0 dl_y \exp\left(-k_i \frac{l_x}{2}\right) \int \exp\left(ik_r \frac{l_x}{2}\right) \vec{h}^T(k) \hat{\chi}_\omega(k) \vec{h}^*(k) \frac{dk}{2\pi}, \quad (26)$$

где $\vec{k} = \vec{k}_r + i\vec{k}_i$ – волновой вектор распространяющейся спиновой волны. Эффекты магнитного затухания улавливаются мнимой составляющей \vec{k}_i комплексного волнового вектора \vec{k} , что приводит к экспоненциальному затуханию M_1 с увеличением расстояния между проводящей полосой и детектором. Аналогично вычисляются взаимные индуктивности между детектором и правой полосой M_2 и между двумя полосами M .

Таким образом, по результатам представленного в данном разделе анализа получим эквивалентную электрическую схему на сосредоточенных элементах (рис. 2), которую далее будем исследовать на предмет поиска дискриминационной характеристики.

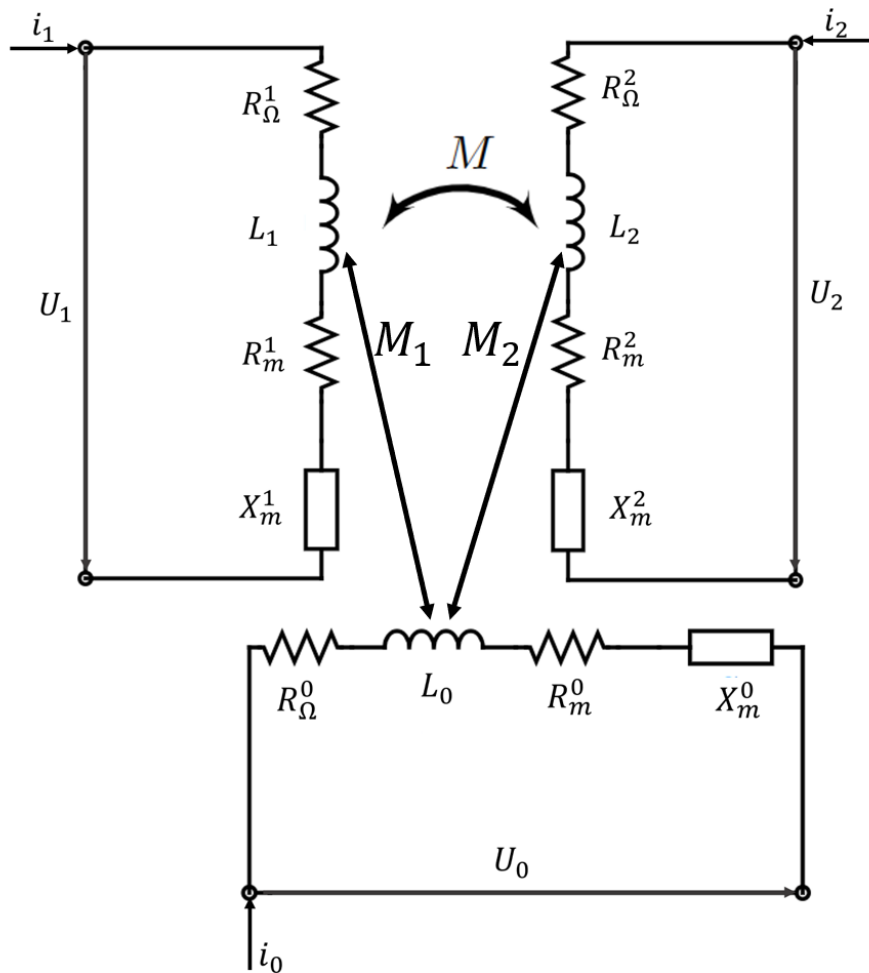


Рис. 2. Электрическая схема, эквивалентная фазовому компаратору спиновых волн.

Дискриминационная характеристика фазового компаратора.

Здесь i_0, i_1, i_2 – силы токов, протекающих по антеннам спиновых волн, $U_1(t) = V_1 \sin(\omega t + \varphi_1)$, $U_2(t) = V_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$ – входные напряжения, V_1 и V_2 – амплитуды входных сигналов, φ_1 и φ_2 – фазы входных сигналов, L_0, L_1, L_2 – собственные индуктивности катушек, M, M_1, M_2 – взаимные индуктивности электрических цепей и Z_0, Z_1, Z_2 – полные сопротивления цепей (см. рис.2).

Будем искать выходное напряжение на детекторе в следующем виде:

$$U_0 = f(V_1, V_2, \varphi_1, \varphi_2), \quad (27)$$

где U_0 – напряжение на выходной антенне. Таким образом, представленный компаратор работает по амплитуде выходного колебания, а не по постоянной

составляющей, как в большом количестве компараторов, используемых, например, для синтеза частот.

Запишем систему дифференциальных уравнений Кирхгофа для каждой из цепей, представленных на рис.2, по отдельности. Пусть $p = \frac{d}{dt}$ – оператор дифференцирования. Получим систему из трех дифференциальных уравнений следующего вида

$$\begin{cases} U_1 = (pL_1 + Z_1)i_1 - pMi_2 - pM_1i_0, \\ U_2 = -pMi_1 + (pL_2 + Z_2)i_2 - pM_2i_0, \\ U_0 = -pM_1i_1 - pM_2i_2 + (pL_0 + Z_0)i_0. \end{cases} \quad (28)$$

Будем считать, что ток подается только на проводящие полосы, то есть в начальный момент времени ток в детекторе $i_0 = 0$. Таким образом, из системы (28) получим

$$\begin{cases} U_1 = (pL_1 + Z_1)i_1 - pMi_2, \\ U_2 = -pMi_1 + (pL_2 + Z_2)i_2, \\ U_0 = -pM_1i_1 - pM_2i_2. \end{cases} \quad (29)$$

Из (29) найдем входные токи i_1 и i_2 . Пусть

$$\begin{pmatrix} pL_1 + Z_1 & -pM \\ -pM & pL_2 + Z_2 \end{pmatrix} \equiv \hat{Z}, \quad (30)$$

тогда перепишем (29) в матричном виде

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} pL_1 + Z_1 & -pM \\ -pM & pL_2 + Z_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \hat{Z} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix}. \quad (31)$$

Находим обратную матрицу проводимостей

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\det \hat{Z}} \begin{pmatrix} pL_2 + Z_2 & pM \\ pM & pL_1 + Z_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix}, \quad (32)$$

где $\det \hat{Z} = (pL_1 + Z_1)(pL_2 + Z_2) - (pM)^2$. Пусть $L_1 = L_2 = L$ и $Z_1 = Z_2 = Z$, то есть рассматриваем симметричные и идентичные линии передачи. Тогда

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\det \hat{Z}} \begin{pmatrix} pL + Z & pM \\ pM & pL + Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix}, \quad (33)$$

где $\det \hat{Z} = (pL + Z)^2 - (pM)^2$.

Если $M_1 = M_2 = M = M_0$, то из 3-его уравнения системы (29) получим выражение для выходного напряжения на детекторе

$$\begin{aligned}
 U_0 &= -pM_1 i_1 - pM_2 i_2 = -(pM_0)[i_1 + i_2] = \\
 &= -\frac{M_0}{\det \hat{Z}} [(pL + Z)U_1 + pMU_2 + pMU_2 + (pL + Z)U_2] = \\
 &= -\frac{pM_0(pL + Z + pM)}{(pL + Z)^2 - (pM)^2} [U_1 + U_2] = -\frac{pM_0}{pL + Z - pM} [U_1 + U_2].
 \end{aligned} \tag{34}$$

Будем искать выражение для $U = U_1 + U_2$ в виде $U = \rho \sin(\omega t + \alpha)$. Пусть $\varphi_1 = \varphi$ и $\varphi_2 = 0$, тогда

$$\begin{aligned}
 U &= V_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + V_2 \cos(\omega t + \varphi_2) = V_1 \cos(\omega t + \varphi) + \\
 &+ V_2 \cos(\omega t) = V_1 [\cos \omega t \cos \varphi - \sin \omega t \sin \varphi] + V_2 \cos \omega t = \\
 &= [V_1 \cos \varphi + V_2] \cos \omega t - V_1 \sin \varphi \sin \omega t.
 \end{aligned} \tag{35}$$

Представим последнее выражение в виде $\rho \sin(\omega t + \alpha)$. Для этого выразим $V_1 \cos \varphi + V_2$ и $-V_1 \sin \varphi$ через α и ρ . Получим

$$\begin{cases} -V_1 \sin \varphi &= \frac{\cos \alpha}{\rho}, \\ V_1 \cos \varphi + V_2 &= \frac{\sin \alpha}{\rho}, \end{cases} \tag{36}$$

где $\rho = \sqrt{(V_1 \sin \varphi)^2 + (V_1 \cos \varphi + V_2)^2}$. Тогда из (36) находим

$$\alpha = \text{arctg} \left(-\text{ctg} \varphi - \frac{V_2}{V_1 \sin \varphi} \right). \tag{37}$$

Обозначим $\frac{V_2}{V_1} = m$. Тогда

$$\begin{aligned}
 \rho &= \sqrt{(V_1 \sin \varphi)^2 + (V_1 \cos \varphi + V_2)^2} = \\
 &= V_1 \sqrt{(\sin \varphi)^2 + (\cos \varphi + m)^2} = \\
 &= V_1 \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos \varphi}.
 \end{aligned} \tag{38}$$

Таким образом,

$$U_1 + U_2 = V_1 \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos \varphi} \sin(\omega t + \alpha). \tag{39}$$

Будем искать U_0 в виде $U_0 = V_0 \sin(\omega t + \beta)$. Получим из (34) и (39)

$$V_0 \sin(\omega t + \beta) = -\frac{pM_0}{pL + Z - pM} \rho \sin(\omega t + \alpha). \tag{40}$$

Получим выражение для β . Из (40) получим

$$V_0(L - M)\omega \cos(\omega t + \beta) + Z V_0 \sin(\omega t + \beta) = -\rho M_0 \omega \cos(\omega t + \alpha). \tag{41}$$

Представим левую часть равенства (41) в виде $\rho' \cos(\omega t + \beta + \alpha')$.

Получим

$$\begin{cases} V_0(L - M)\omega &= \frac{\cos\alpha'}{\rho'}, \\ -ZV_0 &= \frac{\sin\alpha'}{\rho'}, \end{cases} \quad (42)$$

где $\rho' = \sqrt{(V_0(L - M)\omega)^2 + (ZV_0)^2}$. Получаем из (42) выражение для α'

$$\alpha' = \operatorname{arctg}\left(-\frac{Z}{(L - M)\omega}\right). \quad (43)$$

Следовательно,

$$\rho' \cos(\omega t + \beta + \alpha') = -\rho M_0 \omega \cos(\omega t + \alpha). \quad (44)$$

Так как $\alpha' + \beta = \alpha$, то

$$\beta = \operatorname{arctg}\left(-\operatorname{ctg}\varphi - \frac{V_2}{V_1 \sin\varphi}\right) - \operatorname{arctg}\left(-\frac{Z}{(L - M)\omega}\right). \quad (45)$$

Найдем из (43) и (44) амплитуду выходного напряжения V_0 . Получим

$$V_0 = \frac{\rho M_0 \omega}{\sqrt{((L - M)\omega)^2 + Z^2}} = \frac{\omega M_0 V_1 \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos\varphi}}{\sqrt{((L - M)\omega)^2 + Z^2}}. \quad (46)$$

Таким образом, выражение для выходного напряжения на детекторе U_0

$$U_0 = \frac{\omega M_0 V_1 \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos\varphi}}{\sqrt{((L - M)\omega)^2 + Z^2}} \sin\left[\omega t + \operatorname{arctg}\left(-\operatorname{ctg}\varphi - \frac{m}{\sin\varphi}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{-Z}{(L - M)\omega}\right)\right]. \quad (47)$$

Амплитуда выходного напряжения

$$V_0(\varphi) = \frac{\omega M_0 V_1 \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos\varphi}}{\sqrt{((L - M)\omega)^2 + Z^2}} \quad (48)$$

будет иметь максимум при $\varphi = 0$

$$V_0^{max} = V_0(\varphi = 0) \frac{\omega M_0 V_1 \sqrt{1 + m^2 + 2m}}{\sqrt{((L - M)\omega)^2 + Z^2}}. \quad (49)$$

Обозначим

$$F(\varphi) = \frac{V_0(\varphi)}{V_0^{max}} \frac{\sqrt{1 + m^2 + 2m \cos \varphi}}{\sqrt{1 + m^2 + 2m}}. \quad (50)$$

Тогда получим окончательную форму нормированной дискриминационной характеристики ФК спиновых волн

$$\begin{aligned} F(\varphi) &= \frac{\sqrt{1 + m^2 + 2m \cos \varphi}}{\sqrt{1 + m^2 + 2m}} = \sqrt{\frac{(1 + m)^2 + 2m(\cos \varphi - 1)}{(1 + m)^2}} = \\ &= \sqrt{1 - \frac{4m}{(1 + m)^2} \sin^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right)}. \end{aligned} \quad (51)$$

Как видно полученное выражение (51) является периодической функцией разности фаз входных сигналов. Проведем микромагнитное моделирование для верификации и сопоставления полученной формулы (51).

Микромагнитное моделирование

Приведем результаты микромагнитного моделирования распространения двух волн в ферромагнитной пленке в программном пакете MUMAX³ [15]. Моделировался прямоугольный параллелепипед с размерами $100 \times 100 \times 20$ нм³, разбиваемый на $32 \times 32 \times 4$ расчетных ячейки. Для моделирования тонкой ферромагнитной пленки на границах, параллельных плоскости OXY , использовались граничные условия Амента-Радо [16], соответствующие случаю свободных спинов, а к остальным границам были применены периодические граничные условия. Длина ребра расчетной ячейки вдоль осей OX, OY составила 3.125 нм, а вдоль оси OZ ребро имело длину 5 нм. Для численного интегрирования по времени использовался метод Дорманда-Принса с адаптивным шагом [15]. Параметры материала соответствовали пермаллою [5, 17]. Намагниченность насыщения $M_0 = 8 \times 10^5$ А/м, константа затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, константа анизотропии типа легкая ось $K_u = 1.6 \times 10^3$ Дж/м³, орт направления легкой оси $\vec{e}_u = (0, 1, 0)$.

Невозмущенное состояние намагниченности \vec{m}_0 было однородным. Векторы \vec{e}_u и \vec{m}_0 совпадали по направлению.

Бегущие волны возбуждались при помощи подключения переменных магнитных полей в тонких приграничных областях *I* и *II* (см. рис. 3). Ширина таких областей составляла $l_b = 10$ нм. В области *I* задавалось гармоническое магнитное поле $\vec{B}_I = (0, 0, b_0 \cos(\Omega t))$ с фазой $\varphi_I = \Omega t$. В области *II* фаза колебаний магнитного поля $\vec{B}_{II} = (0, 0, b_0 \cos(\Omega t + \Delta\varphi))$ отличалась на $\Delta\varphi$ от φ_I . Была выбрана амплитуда $b_0 = 25$ мТл и частота $\Omega = 1.1 \cdot 10^{10}$ рад/с. Для получения дискриминационной характеристики компаратора микромагнитные расчеты проводились при фиксированных разностях фаз $\Delta\varphi \in [0, 4\pi]$. Модельное время выполнения каждого расчета равнялось 30 нс. За амплитуду выходного сигнала принималось максимальное значение модуля проекции на ось *OZ* вектора намагниченности $\vec{m} = (m_x, m_y, m_z)$, усредненного по области *III* шириной $l_d = 10$ нм.

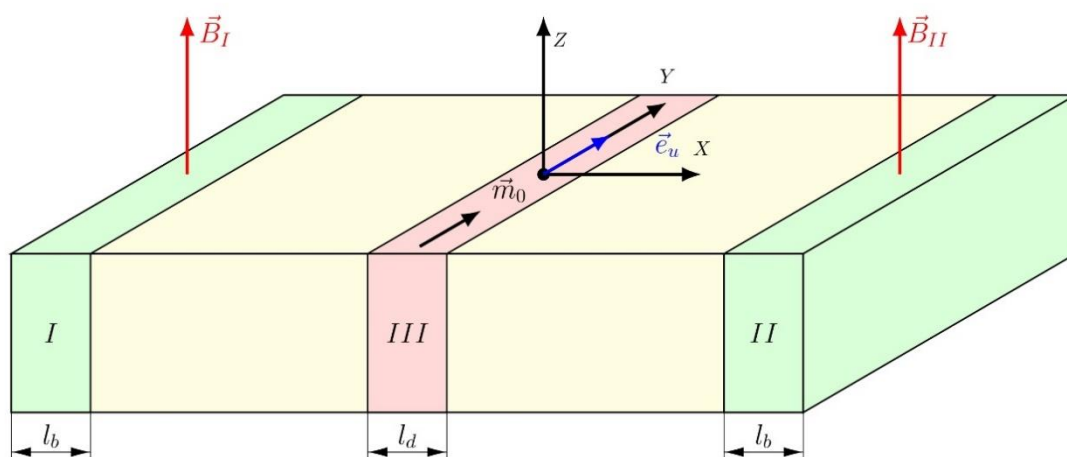


Рис. 3. Схема, поясняющая микромагнитное моделирование фазового компаратора. Невозмущенное состояние намагниченности $\vec{m}_0 = (0, 1, 0)$. Бегущие волны возбуждаются при помощи переменных магнитных полей \vec{B}_I и \vec{B}_{II} .

На рис.4 представлен результат аналитического расчета – зависимость нормированной амплитуды выходного напряжения на детекторе от разности фаз входных микроволновых сигналов, а также результат микромагнитного моделирования – график зависимости максимального значения модуля проекции

на ось OZ вектора намагниченности от разности фаз. Как видно из данного рисунка, результаты аналитических расчетов и микромагнитного моделирования практически совпадают, что свидетельствует об адекватности рассмотренного выше теоретического подхода к рассмотрению фазового компаратора спиновых волн.

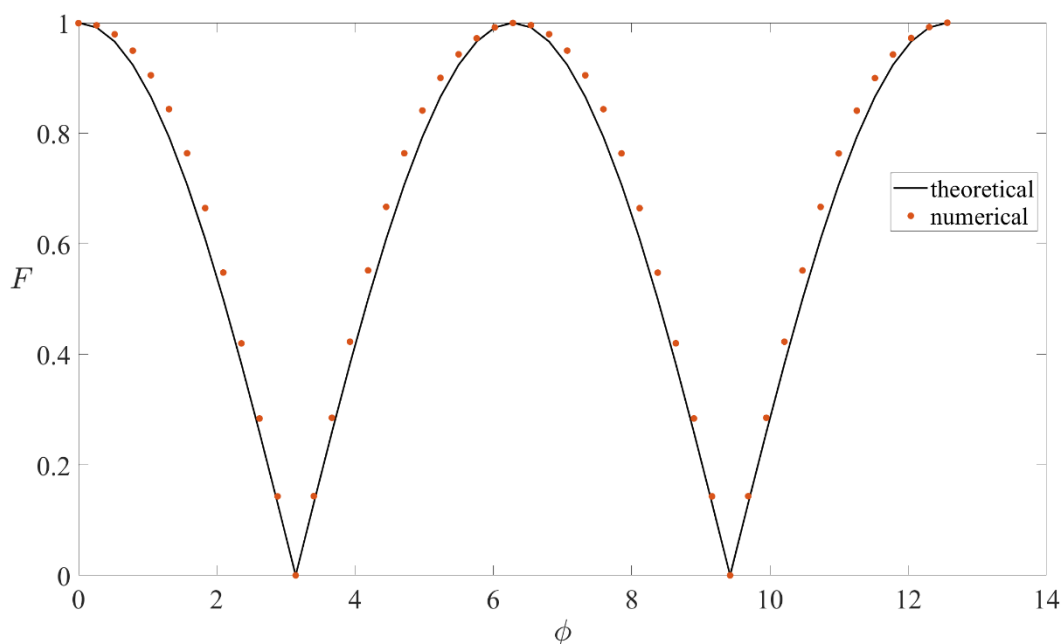


Рис. 4. Дискриминационная характеристика компаратора. Точками обозначены результаты микромагнитных расчетов, а сплошной линией зависимость, полученная по формуле (51).

Заключение

Таким образом, в работе был описан принцип работы фазового компаратора спиновых волн, выполненного на основе ферромагнитной пленки и возбуждающих полосковых линий передачи. Была получена дискриминационная характеристика компаратора. Было показано, что для ее нахождения можно использовать эквивалентную электрическую схему на сосредоточенных элементах. Также было проведено микромагнитное моделирование преобразования спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитной пленке, в выходной микроволновый сигнал. При моделировании за амплитуду выходного сигнала принималось максимальное значение модуля проекции вектора намагниченности на ось, перпендикулярную

плоскости пленки. Сравнение полученных теоретически результатов для дискриминационной характеристики компаратора с результатами микромагнитного моделирования свидетельствуют об адекватности рассмотренного выше теоретического подхода к рассмотрению фазового компаратора спиновых волн.

Финансирование: Работа выполнена по гранту РФФ 21–79–10396-П «Разработка компонентной базы субтерагерцевой электроники на основе антиферромагнитных гетероструктур».

Литература

1. Endoh T. et al. An overview of nonvolatile emerging memories–Spintronics for working memories //IEEE journal on emerging and selected topics in circuits and systems. – 2016. – Т. 6. – №. 2. – С. 109-119. <http://doi.org/10.1109/JETCAS.2016.2547704>
2. Sato N., Sekiguchi K., Nozaki Y. Electrical demonstration of spin-wave logic operation //Applied Physics Express. – 2013. – Т. 6. – №. 6. – С. 063001. <http://doi.org/10.7567/APEX.6.063001>
3. Kozhevnikov A. et al. Pattern recognition with magnonic holographic memory device //Applied Physics Letters. – 2015. – Т. 106. – №. 14. <http://doi.org/10.1063/1.4917507>
4. Khitun A. Magnonic holographic devices for special type data processing //Journal of Applied Physics. – 2013. – Т. 113. – №. 16. <http://doi.org/10.1063/1.4802656>
5. Ya X. et al. Interferometric properties of standing spin waves and the application to a phase comparator //Journal of applied physics. – 2015. – Т. 117. – №. 17. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4914366>
6. Elliott R. S. Antenna Theory and Design. – Los Angeles: Wiley, 2003. – 624 p.
7. Balanis C. A. Antenna Theory: Analysis and Design, 4th Edition. – Hoboken: Wiley, 2016. – 1104 p.
8. Stancil D. D., Prabhakar A. Spin Waves Theory and Applications. – New York: Springer, 2009. – 355 p.

9. Demidov V. E. et al. Transformation of propagating spin-wave modes in microscopic waveguides with variable width //Physical Review B. – 2009. – Т. 79. – №. 5. – С. 054417. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.79.054417>
10. Rousseau O. et al. Realization of a micrometre-scale spin-wave interferometer //Scientific reports. – 2015. – Т. 5. – №. 1. – С. 9873. <http://doi.org/10.1038/srep09873>
11. Fischer T. et al. Experimental prototype of a spin-wave majority gate //Applied Physics Letters. – 2017. – Т. 110. – №. 15. <http://doi.org/10.1063/1.4979840>
12. Costa J. D. et al. Compact tunable YIG-based RF resonators //Applied Physics Letters. – 2021. – Т. 118. – №. 16.
13. Vanderveken F. et al. Lumped circuit model for inductive antenna spin-wave transducers //Scientific Reports. – 2022. – Т. 12. – №. 1. – С. 3796. <http://doi.org/10.1038/s41598-022-07625-2>
14. Clayton R. P. Inductance: Loop and Partial. – Hoboken: Wiley, 2010. – 400 p.
15. Vansteenkiste A. et al. The design and verification of MuMax3 //AIP advances. – 2014. – Т. 4. – №. 10. <http://doi.org/10.1063/1.4899186>
16. Калиникос Б. А. Спиновые волны в ферромагнитных пленках // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. Т. 2. – № 5. С. 2.
17. Solovev P. N. et al. Micromagnetic simulation of domain structure in thin permalloy films with in-plane and perpendicular anisotropy //Physica B: Condensed Matter. – 2021. – Т. 604. – С. 412699. <http://doi.org/10.1016/j.physb.2020.412699>

Для цитирования:

Архипова О.Ю., Матвеев А.А., Сафин А.Р., Никитов С.А. Фазовый компаратор спиновых волн. // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 12. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.21>