

Р.Л. Політанський¹, П.М. Шпатар¹, М.В. Вісьтак², І.Т. Когут³, І.С. Дісковський²,
Ю.А. Рудяк⁴

Детектори електромагнітного поля на основі пристроїв спінтроніки

¹Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, м. Чернівці, Україна, r.politansky@chnu.edu.ua,
p.shpatar@chnu.edu.ua;

²Львівський національний медичний університет імені Данила Галицького, м. Львів, Україна, vistak_maria@ukr.net,
diskovkyi@gmail.com;

³Прикарпатський національний університет імені Стефаника, м. Івано-Франківськ, Україна,
igor.kohut@pnu.edu.ua;

⁴Тернопільський національний медичний університет імені І. Я. Горбачевського, м. Тернопіль, Україна,
rydjakya@tdmu.edu.ua

У роботі запропонована модель сенсора електромагнітного випромінювання, який використовує прецесію вектора намагніченості у феромагнетик (феромагнітний резонанс) внаслідок поглинання енергії падаючої електромагнітної хвилі, генерування спінового струму внаслідок цієї прецесії, генерування спін-поляризованого струму внаслідок проходження спінового струму у немагнітному металі, і зміну напрямку намагніченості феромагнітного шару із низькою коерцитивною силою (вільного шару) внаслідок проходження спін-поляризованого струму. Тоді випромінювання детектуватиметься за його дією на електричний опір усієї структури, який залежить від взаємних напрямів (паралельні або антипаралельні) намагніченості вільного і закріпленого (із великою коерцитивною силою) феромагнітних шарів (явище гігантського магнітного опору). Розраховані залежності спін-поляризованого струму у пристрої від частоти та амплітуди падаючої електромагнітної хвилі із лінійною поляризацією. Розроблена методика розрахунку діапазону значень амплітуди і частоти випромінювання, яке може детектувати сенсор. Параметрами цієї моделі є час детектування і кількість спінових вентилів у одному сенсорі. Приведені розрахунки для феромагнітного шару, виготовленому із пермалою, та для спінових вентилів із чотирма різними значеннями критичного струму, які визначають процес перемагнічування вільного шару: 20, 50, 100 і 200 мікроампер.

Ключові слова: сенсор електромагнітного поля, феромагнітний резонанс, генерування спінового струму, спіновий вентиль.

Отримано 25 квітня 2023; Прийнято 21 серпня 2023.

Вступ

Пристрої спінтроніки знаходять широке застосування у тих галузях науки і техніки, де важливою є задача детектування слабких сигналів в умовах складних електромагнітних обставин. Це обумовлено, в першу чергу, можливістю значно скоротити, або практично звести до нуля завади, що обумовлені індукованим зовнішнім та апаратно генерованим тепловим шумом. Стрімкий розвиток та

вдосконалення нанотехнологій уможливило реалізацію на практиці фундаментальних досліджень у галузі спінтроніки, що направлені на конструювання пристроїв детектування електромагнітного випромінювання, основаних на нових фізичних законах та закономірностях. Проведення перспективних досліджень дає можливість створювати високоінтелектуальні сенсори електромагнітного поля, що дозволяють отримувати одночасно часові та просторові

характеристики цього поля із формуванням цифрового сигналу уже на етапі детектування.

Одним із найбільш перспективних застосувань пристроїв спітроніки є виявлення слабких сигналів електромагнітного поля в умовах накладання потужних шумоподібних сигналів-завад. Проводяться численні дослідження в цьому напрямку з метою застосування високочутливих сенсорів електромагнітного поля у різних галузях науки і техніки. Їх використовують для виявлення джерел електромагнітного поля, які мають різні причини виникнення: біологічні організми, промислові об'єкти, джерела струму та провідники у автомобілях, лінії електроживлення тощо [1-3]. Крім того, прилади спітроніки можна використовувати для вимірювання та детектування теплових полів, у тому числі спричинених інфрачервоним випромінюванням, завдяки явищу спінової індукції під дією температурних градієнтів [4, 5]. Високочутливі давачі електромагнітного поля є особливо ефективними у застосунках, що пов'язані з медициною, так само, як і детектори оптичного діапазону [6-12]. Явище виникнення феромагнітного резонансу може бути використане для детектування сигналів із двійковою модуляцією [13], тобто є потенційно придатним для використання у приймальних пристроях систем передавання інформації високочастотними сигналами із частотою десятки гігагерц. Генерування високочастотних коливань є такою ж важливою науково-технічною задачею, як і їхнє детектування [14, 15]. Явище феромагнітного резонансу є також основою для генерування електромагнітного випромінювання методом спінових осциляторів, що використовується у вдосконалених пристроях запису інформації [16].

За умови сприятливого співвідношення між частотою та напрямом зовнішньої електромагнітної хвилі, прикладеного постійного магнітного поля та характеристик матеріалу, із якого виготовлений зовнішній феромагнітний шар сенсора, виникає тривала незатухаюча прецесія локальної

намагніченості (феромагнітний резонанс) [17, 18]. Внаслідок цього відбувається постійний обмін між кутовим магнітним моментом локальної намагніченості феромагнетика і спіновими моментами електронів провідності. Так виникає спіновий струм – напрямлений потік спінового кутового моменту електронів провідності, який може не супроводжуватися напрямленим рухом електронів (чистий спіновий струм).

Наступною після феромагнітного резонансу, є функціональна ланка генерування спін-поляризованого струму у чистому металі, прилеглому до феромагнітного шару. Внаслідок цього у зовнішньому постійному магнітному полі виникає різниця потенціалів. Це явище відоме як зворотний спіновий ефект Хола. Вимірюючи цю різницю потенціалів, можна детектувати електромагнітне випромінювання [19]. Але при цьому виникає необхідність вимірювати дуже малі значення напруги, яка становить десятки частки мілівольта. Така низька напруга може бути порівняною із коливаннями напруги теплового шуму, якщо тільки не використовувати наднизькі температури.

Нами запропонований новий метод, який оснований на пропусканні спін-поляризованого струму, генерованого внаслідок механізмів описаних вище, крізь пристрій, що називається спіновий вентиль [20]. Спін-поляризований струм викликає зміну стану спінового вентиля (ефект гігантського магнітного опору). Проведені дослідження дають можливість визначити діапазон значень частоти та амплітуди випромінювання, яке може детектувати запропонований пристрій.

I. Загальна конструкція сенсора та генерування спінового струму

На рис. 1 зображена чутлива до електромагнітного детектування частина пристрою у

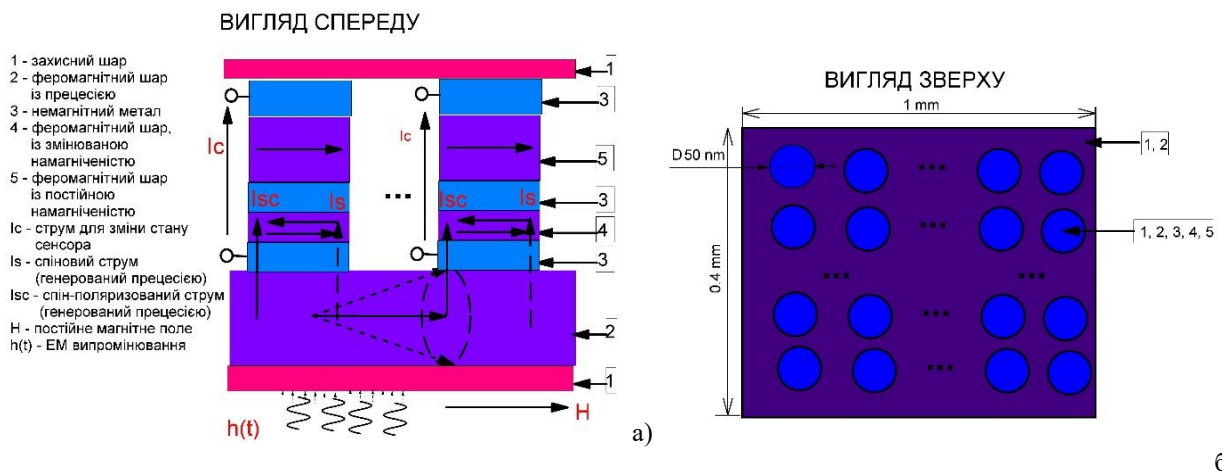


Рис. 1. Спінний сенсор електромагнітного поля: а) – вигляд спереду (1 – захисний шар; 2 – магнітний шар із слабкою коерцитивною силою, де виникає прецесія вектора намагніченості; 3 – немагнітний метал; 4 – вільно перемагнічуваний магнітний шар (у площині зразка); 5 – магнітний шар із закріпленою намагніченістю у площині зразка); б) поперечний переріз та його геометричні розміри (1, 2 – захисний шар та зовнішній феромагнітний).

різних проекціях (на рис. 1а зображений вигляд спереду, а на рис. 1б зображений його поперечний переріз).

Феромагнітний шар, у якому відбувається прецесія, являє собою квадрат розміром $1 \times 0.4 \text{ мм}^2$ у поперечному перерізі, товщина шару становить 10 нм [21]. Спіновий вентиль являє собою циліндр, діаметр його поперечного перерізу становить близько 50 нм [22]. Тоді площа одного вентиля становить $S_0 = 1.963 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2$, і це значення використовується у подальших розрахунках. Виходячи із співвідношення геометричних розмірів, можна зрозуміти, що один сенсор може містити до одного мільйона спінових вентилів. Це значно підвищує імовірність детектування, але складність підведення контактів до кожного окремого вентиля обмежує цю кількість. Однак при цьому надійність пристрою залишається високою, навіть якщо кількість вентилів становитиме сотні одиниць. Це, очевидно, пояснюється тим, що усі вентиля увімкнені паралельно, тому надійність роботи сенсора значно зростає.

Розглянемо процеси, які відбуваються під час взаємодії сенсора із зовнішнім електромагнітним випромінюванням. Спочатку під дією змінного магнітного поля падаючої електромагнітної хвилі у зовнішньому феромагнітному шарі (шар 2 на рис.1), відбувається прецесія магнітного моменту. При цьому виникає спіновий струм, який може передаватись у сусідній шар із немагнітного металу (шар 2 на рис.1). У немагнітному металі під дією спінового струму відбувається генерування спін-поляризованого струму. У наступному феромагнітному шарі (4 на рис.1), який має низьку коерцитивну силу, під дією спін-поляризованого струму відбувається зміна напрямку намагніченості. Тоді феромагнітні шари (4 і 5 на рис.1), які разом із немагнітним металом, який їх розділяє, утворюють спіновий вентиль, набувають протилежних напрямків намагніченості у площині зразка. Це призводить до значного зростання електричного опору усієї структури [20]. Для того, щоб відновити здатність сенсора до детектування, потрібно знову змінити напрям намагніченості феромагнітного шару (4 на рис. 1). Цього можна досягти, якщо пропустити електричний струм у протилежному напрямі. Тоді у феромагнітному шарі 5 виникає спіновий струм, який протікає у сусідній шар немагнітного металу, у якому генерується спін-поляризований струм. Під його дією у феромагнітний шарі (4 на рис.1) напрям намагніченості стає однаковим із напрямом намагніченості іншого феромагнітного шару (5 на рис. 1). Таким чином електричний опір усієї структури знову стає низьким.

Як уже згадувалось вище, потік спінового кутового моменту можна змоделювати спіновим струмом. Для оцінювання його значення використовується модель однодомного феромагнітного шару, що поглинає електромагнітне випромінювання у зовнішньому постійному магнітному полі [21]. Ця модель основана на рівнянні Ландау-Ліфшиця-Гільберта (1):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \cdot \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\gamma j_s^{\uparrow\downarrow} \hbar}{M_s d_F} \vec{M} \times (\vec{M} \times \hat{\sigma}), \quad (1)$$

де γ – гіромагнітний коефіцієнт; \vec{M} – одиничний вектор, співнаправлений із вектором намагніченості феромагнітного шару \vec{M} (однодомна модель); $\hat{\sigma}$ – одиничний вектор співнаправлений із вектором потоку спінового моменту; d_F – товщина феромагнітного шару; \vec{H}_{eff} – результуюче магнітне поле; M_s – граничне значення намагніченості феромагнітного шару (значення насичення); α – коефіцієнт затухання Гільберта.

Результуюче магнітне поле \vec{H}_{eff} утворюється накладанням зовнішнього постійного магнітного поля \vec{H} , власного поля феромагнітного зразка і змінного магнітного поля $\vec{h}_{ac}(t)$:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} - 4\pi M_s \hat{x} + \vec{h}_{ac}(t) = \vec{H} - 4\pi M_s \hat{x} + (0, h_{ac} e^{i\omega t}, 0). \quad (2)$$

Параметрами цієї моделі є частота ω та амплітуда h_{ac} електромагнітного випромінювання, напрям і амплітуда зовнішнього постійного магнітного поля \vec{H} , і намагніченість насичення феромагнетика M_s (шар 2 на рис.1).

Значення спінового струму, розраховане за цією моделлю [21], визначається формулою (3):

$$j_s = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow} \gamma^2 h_{ac}^2 \hbar (4\pi M_s \gamma \cdot \sin^2 \theta_M + \sqrt{(4\pi M_s)^2 \cdot \gamma^2 \cdot \sin^4 \theta_M + 4\omega^2})}{8\pi \alpha^2 [(4\pi M_s)^2 \cdot \gamma^2 \cdot \sin^4 \theta_M + 4\omega^2]} \quad (3)$$

де $g_r^{\uparrow\downarrow}$ – спінова провідність на поверхні «феромагнетик-чистий метал»; θ_M – кут між нормаллю до площини структури і віссю прецесії вектора намагніченості феромагнітного шару (рис. 2а). Залежність кута прецесії вектора намагніченості від напрямку зовнішнього магнітного поля у випадку феромагнітного резонансу зображена на рис. 2б [20].

II. Вибір напрямку постійного магнітного поля і розрахунок спін-поляризованого струму

Відповідно до мети детектування зовнішнього випромінювання, потрібно максимізувати складову спінового струму, що направлена перпендикулярно до площини шару (вертикально вгору на рис. 2а). Цього можна досягнути шляхом вибору кута θ_H , який вказує напрям постійного магнітного поля, при цьому значення кута θ_M знаходимо відповідно до функціональної залежності, графік якої зображений на рис. 2б.

Спіновий струм направлений паралельно до площини, у якій обертається кінець вектора намагніченості (зафарбована червоним кольором на рис. 2а). Таким чином, параметр системи детектування θ_H слід вибрати так, щоб значення вертикальної складової спінового струму j_{sz} було

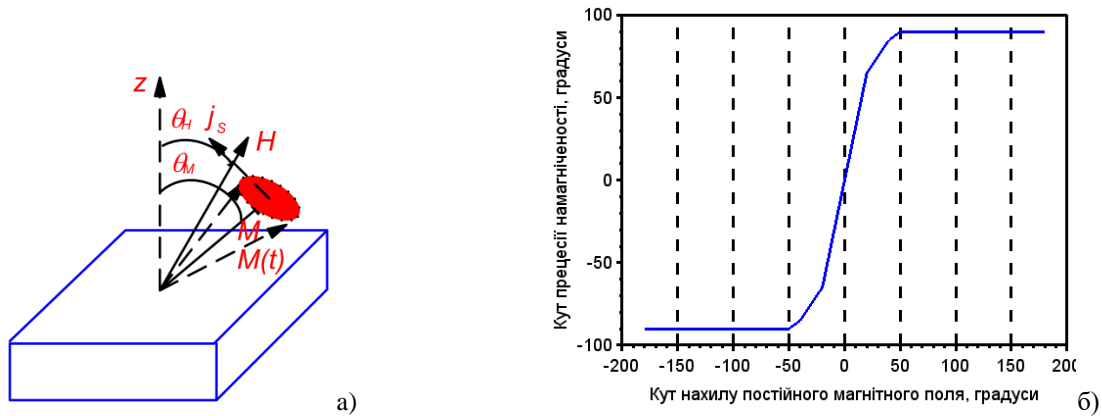


Рис. 2. Направленість θ_H зовнішнього постійного магнітного поля \vec{H} , кута прецесії θ_M вектора намагніченості \vec{M} і спінового струму \vec{j}_s (а) і залежність кута θ_M від кута θ_H (б).

максимальним (4):

$$j_{sz} = j_s \cdot \cos(\theta_M) = \max_{-180^\circ \leq \theta_H \leq 180^\circ} \{j_s \cdot \cos(f(\theta_H))\} \quad (4)$$

На основі аналізу оптимізаційної задачі (4) зроблений висновок, що оптимальним значенням кутів напрямку постійного магнітного поля і прецесії вектора намагніченості є 90° : $\theta_{Hopt} = \theta_{Mopt} = 90^\circ$ для усього досліджуваного діапазону частот і амплітуд. Це означає, що для постійного магнітного поля, направлено паралельно до площини феромагнітного шару (горизонтально на рис. 2а), вектор прецесії також направлений горизонтально, і генерований спіновий струм направлений вертикально. Тоді увесь генерований спіновий струм переходить у шар немагнітного металу (3 на рис. 1), і спін-поляризований струм є максимальним. Оптимальними розв'язками задачі (4) є також інші кути, що перевищують 90° ($90^\circ < \theta_{Hopt} < 180^\circ$, $\theta_{Mopt} = 90^\circ$). Але, на нашу думку, це значно ускладнює конструкцію сенсора.

Для проведення розрахунків були використані значення числових констант і характеристик матеріалів «феромагнетик-немагнітний метал» для $Ni_{81}Fe_{19}/Pt$, що приведені у [21]:

- спінова провідність: $g_r^{\uparrow} = 2.31 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (для поверхні $Ni_{81}Fe_{19}/Pt$);
- гіромагнітний коефіцієнт електрона: $\gamma = 1.86 \cdot 10^{11} \text{ 1/Тл} \cdot \text{с}$ (у $Ni_{81}Fe_{19}$);
- намагніченість феромагнетика у стані насичення: $4\pi M_s = 0.754 \text{ Тл}$ (для $Ni_{81}Fe_{19}$);
- коефіцієнт затухання Гільберта: $\alpha = 0.02$ (у $Ni_{81}Fe_{19}$);
- постійна Планка: $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$;
- заряд електрона: $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$.

Для цих параметрів розраховані значення спінового струму, що викликаний електромагнітним випромінюванням у діапазоні частот від 1 до 50 гігагерц та амплітуд від 5 до 50 мілітесла. Такі значення частоти і амплітуди випромінювання вибрані на основі аналізу багатьох джерел, де приведені результати експериментального дослідження явища феромагнітного резонансу. Переважна більшість експериментальних даних

визначає частоту, на якій спостерігається феромагнітний резонанс 1-15 ГГц [23-25], є також дані, що феромагнітний резонанс може спостерігатись на частотах у кілька десятків гігагерц [26], а для жорстких магнітних матеріалів, таких як гексаферрити або залізо-галлієві сплави, резонансна частота може сягати аж 35 ГГц [27]. Найбільш високі субтерагерцові частоти, для яких експериментально зареєстрована спінова індукція, що спричинена поглинанням електромагнітного випромінювання, опубліковані для антиферомагнітних матеріалів (так званий антиферомагнітний резонанс) [28]. Найбільше розраховане значення спінового струму для вказаних діапазонів частот та амплітуд становить $1.67 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/м}^2$, а найменше $-4 \cdot 10^{-7} \text{ Дж/м}^2$.

Перспективними складовими елементами детекторів електромагнітного поля на основі пристроїв спінтроники в інтегральному виконанні, як інтелектуальних сенсорів або мікросистем-на-кристалі, видаються структури кремній-на-ізоляторі (КНІ), які за результатами досліджень володіють надзвичайно високими коефіцієнтами магнітної чутливості у широкому діапазоні температур, включаючи криогенні, а також мають покращені можливості конструювання 3D приладних структур [29, 30].

III. Визначення робочого діапазону частот та амплітуд

Для розрахунку надійності роботи сенсора та робочих діапазонів частоти та амплітуди випромінювання, використовуємо метод, що описаний у [31]. Імовірність помилки можна кількісно охарактеризувати імовірністю того, що спіновий вентиль не змінить свого стану (паралельний або антипаралельний напрямки намагніченості шарів 4 і 5 на рис. 1) під дією спін-поляризованого струму I_c протягом часового проміжку τ . Помилка, що виникає за рахунок спонтанного змiну стану вентиля, без прикладення зовнішнього випромінювання, не враховується.

Значення густини спін-поляризованого струму, що утворюється у немагнітному металі (шар 3 на

рис.1), і далі проходить крізь спіновий вентиль, залежить від товщини і матеріалу немагнітного металевому шару [21]:

$$j_c = \theta_{SHE} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \frac{\lambda_N}{d_N} \tanh \left(\frac{2d_N}{\lambda_N} \right) j_s, \quad (4)$$

де j_c – густина сили струму, який проходить у феромагнітний шар, що змінює напрям намагніченості (шар 4 на рис.1), j_s – спіновий струм, генерований внаслідок прецесії у зовнішньому феромагнітному шарі (2 на рис.1), і який визначається за формулою (3), θ_{SHE} – кут спінового ефекту Хола, λ_N – довжина спінової дифузії у немагнітному металі, d_N – його товщина.

Далі використовуємо такі характеристики немагнітного металу [21]:

$$\theta_{SHE} = 0.04 \text{ (Pt)};$$

$$\lambda_N = 10 \text{ нм (Pt)};$$

$$d_N = 10 \text{ нм (Pt)}.$$

Тоді найбільша і найменша густина спінополяризованого струму, становлять $1.951 \cdot 10^{11} \text{ А/м}^2$ і $4.242 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$ відповідно. Помноживши отримані значення на площу одного вентиля S_0 , знаходимо силу струму, що протікає крізь кожен вентиль. Таким чином найбільше і найменше розраховані значення сили струму становлять 383 мікроампери і 80 наноампер відповідно. Це значно обмежує допустимі значення частот і амплітуд детектованого випромінювання, оскільки значення критичної сили струму, при якому відбувається перемагнічування, становить десятки мікроампер для більшості феромагнітних матеріалів, що використовуються у спінових вентилях. Збільшення амплітуди зовнішнього випромінювання призводить до збільшення спінового струму, а, отже і струму, що протікає крізь кожен спіновий вентиль. Тоді як збільшення частоти призводить до його зменшення. Цю закономірність ілюструє графік, що приведений на рис. 3, який побудований на основі залежності сили струму, що протікає крізь один спіновий вентиль, від частоти та амплітуди випромінювання.

Відповідно до моделі розрахунку надійності роботи пристрою [31], імовірність того, що перемагнічування не відбудеться (помилкове рішення щодо наявності випромінювання) визначається виразом:

$$p_{err}(I_c, \tau) = 148 \cdot \exp \left[-\frac{2\tau}{\tau_0} \cdot (I_c/I_{oc} - 1) \right], \quad (5)$$

Ця модель має два параметри: критичний струм I_{oc} та часова константа τ_0 . Значення критичного струму визначає найменше значення спінополяризованого струму I_c , при якому може відбутися перемагнічування. Змінна τ означає тривалість процесу детектування. Іншим обмеженням цієї моделі є очевидна умова, що $p_{err}(I_c, \tau) \leq 1$. Тому виникає також обмеження на найменший можливий час детектування, який залежить від відношення I_c/I_{oc} :

$$\tau_{min} \geq \frac{\ln(p_{err}/148) \cdot \tau_0}{2 \cdot (I_c/I_{oc} - 1)} \quad (6)$$

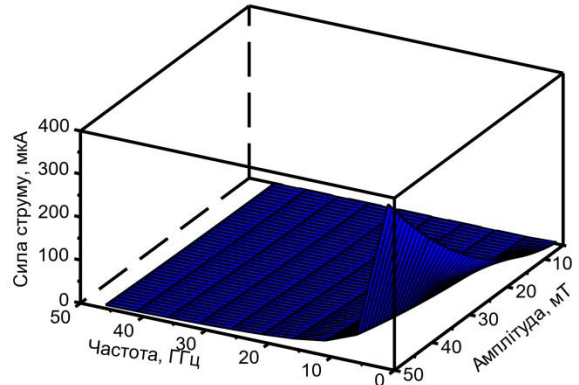


Рис. 3. Залежність сили струму, що протікає через один вентиль від частоти та амплітуди мікрохвильового випромінювання.

Очевидно, що діапазон допустимої амплітуди і частоти випромінювання, яке може детектувати сенсор, обмежений значенням спінополяризованого струму, що протікає через кожен вентиль, оскільки воно має перевищувати критичне значення I_{oc} . Для критичного значення густини струму приводяться різні значення, що залежить від матеріалу перемагнічуваного шару (шар 4 на рисунку 1) та коефіцієнту поляризації струму: від ультранизьких значень 10^{10} А/м^2 [32] і до більших значень $(1 \div 4) \cdot 10^{11} \text{ А/м}^2$ [33]. Помноживши значення критичної густини струму на площу одного спінового вентиля, визначаємо значення критичної сили струму. Для подальшого визначення діапазонів амплітуди і частоти випромінювання використовуємо чотири значення для критичної сили струму: $I_{oc1} = 20 \text{ мкА}$, $I_{oc2} = 50 \text{ мкА}$, $I_{oc3} = 100 \text{ мкА}$, $I_{oc4} = 200 \text{ мкА}$. Графіки, які відображають результати цих розрахунків, приведені на рис. 4.

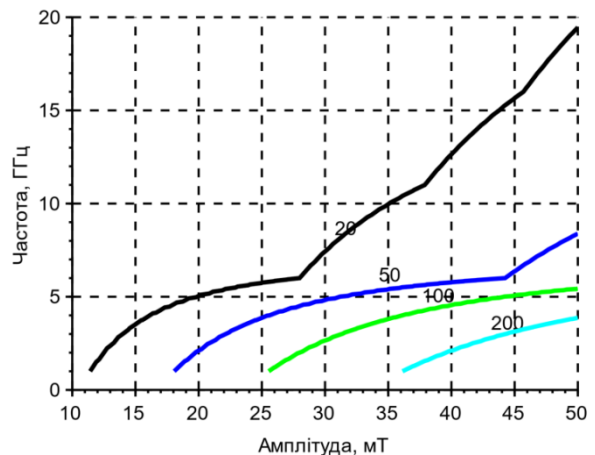


Рис. 4. Діапазони значень частоти та амплітуди випромінювання для критичних значень сили струму 20, 50, 100 і 200 мікроампер.

Значення часової константи процесу у формулі (5), що розраховане за умови кімнатної температури [31] становить: $\tau_0 = 8 \text{ нс}$. Таким чином, розраховані діапазони частот та амплітуд відповідають роботі сенсора при кімнатній температурі. Змінними величинами моделі, що підлягають оптимізації, є

надійність роботи приладу, що визначається імовірністю $p = 1 - p_{err}$, та час детектування τ , які підбираються для заданих значень частоти і амплітуди випромінювання. Значення критичної сили струму вибираємо відповідно із діаграмою, що приведена на рис.4. Порівняно із попередніми дослідженнями [31], формула для розрахунку надійності має бути змінена, оскільки детектування відбувається одразу усіма спіновими вентилями одночасно (рис. 1а, 1б):

$$p = 1 - (p_{err})^n, \quad (7)$$

де n – кількість спінових вентилів у одному сенсорі.

Розроблена модель дозволяє оцінити найбільш важливу для практичного застосування характеристику процесу детектування: мінімально необхідну для заданої частоти електромагнітної хвилі амплітуду її магнітного поля. Це ілюструє графік, що зображений на рис. 5. Амплітуда зовнішнього постійного магнітного поля \vec{H} при цьому визначається умовою існування феромагнітного резонансу відповідно із численними експериментальними даними.

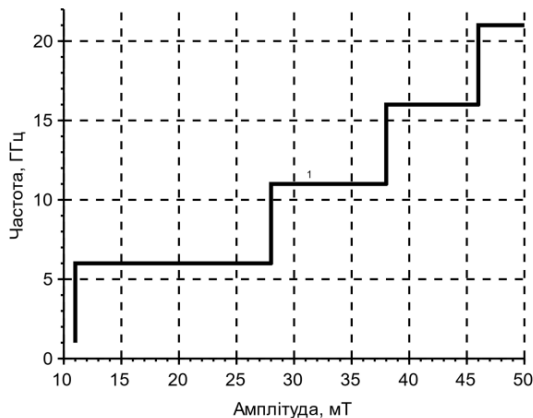


Рис. 5. Діаграма залежності мінімально необхідної для детектування амплітуди від частоти випромінювання.

Стрибокподібні переходи на діаграмі, що зображена на рис. 5, обумовлені методом вибору критичного струму, значення якого значно впливає на імовірність помилки, розрахованої за співвідношенням (7). Це значення обиралося відповідно із діаграмою, що приведена на рис. 4, тобто вибиралося мінімально необхідне значення критичного струму із чотирьох можливих значень I_{0c1} , I_{0c2} , I_{0c3} , I_{0c4} про які мова йшла вище. Для такого методу вибору критичного струму у моделі (5) і (7), діаграми «амплітуда-частота», що розраховані для різної кількості вентилів n і тривалості детектування τ , практично не відрізняються.

IV. Обговорення результатів і висновки

Високочутливі сенсори можуть значно розширити

сферу застосування пристроїв інтернету речей та інших кіберфізичних систем, де застосовуються випромінювачі електромагнітного поля із різними радіусами дії. Адже покращення однієї із найголовніших характеристик пристроїв детектування електромагнітного поля – сигнал/шум може значно зменшити споживану потужність передавачів, призвести до їхньої мініатюризації та підвищити швидкість передавання даних. Використання принципово нових методів цифрової обробки сигналів значно розширить можливості застосування, захищеність від атак та можливість функціонування в умовах складних електромагнітних обставин сенсорних мереж різного рівня топологічної складності та технологій управління.

У роботі проведений опис моделі сенсорного пристрою електромагнітного поля, який використовує явище генерування спінового струму внаслідок прецесії вектора намагніченості феромагнітного шару, який поглинає електромагнітне випромінювання. На основі проведеного аналізу літературних джерел зроблений висновок про можливість поєднати одразу декілька явищ, що пов'язані із застосуванням спіну: генерування спінового струму, генерування спін-поляризованого струму у немагнітному металевому шарі, перемагнічування феромагнітного шару із невеликою коерцитивною силою, зворотне перемагнічування внаслідок пропускання постійного струму у зворотному напрямі.

Досліджуваний метод детектування зовнішнього електромагнітного поля має ряд переваг у порівнянні із традиційними методами детектування, які використовують звичайні антени, виготовлені із провідників: значно зменшуються апаратні втрати, що обумовлені тепловим струмом та вторинним випромінюванням антени; потенційно зростає швидкість та точність детектування, оскільки пристрій дає можливість формувати цифровий сигнал практично на етапі детектування електромагнітного поля. Розроблена методика побудови діаграми «амплітуда-частота» дозволяє проектувати системи передавання інформації, що використовують мікрохвильове випромінювання для передачі інформаційних сигналів.

Політанський Р.Л. – доктор технічних наук, професор, професор кафедри радіотехніки та інформаційної безпеки;

Шпатар П.М. – кандидат технічних наук, доцент, завідувач кафедри радіотехніки та інформаційної безпеки;

Вісьтак М.В. – доктор технічних наук, професор, професор кафедри;

Когут І.Т. – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри комп'ютерної інженерії та електроніки;

Дісковський І.С. – кандидат медичних наук, викладач кафедри дерматології, венерології;

Рудяк Ю.А. – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри медичної фізики, діагностичного та лікувального обладнання.

- [1] X. Liu, K.H. Lam, K. Zhu, C. Zheng, X. Li, Y. Du, C. Liu, P.W.T. Pong, *Overview of Spintronic Sensors with Internet of Things for Smart Living*, IEEE Transactions on Magnetics, 55(11), 0800222 (2019); <https://doi.org/10.1109/TMAG.2019.2927457>.
- [2] Y. Chen, X. Wang, Z. Sun, H. Li, 2nd Asia Symposium on Quality Electronic Design (ASQED) (IEEE, Penang, Malaysia, 2010); <https://doi.org/10.1109/ASQED.2010.5548244>.
- [3] A. Tanwear, X. Liang, Y. Liu, A. Vuckovic, R. Ghannam, T. Bohnert, E. Paz, P.P. Freitas, R. Ferreira, H. Heidari, *Spintronic Sensors Based on Magnetic Tunnel Junctions for Wireless Eye Movement Gesture Control*, IEEE Transactions on Biomedical Circuits and Systems, 14(6), 1299 (2020); <https://doi.org/10.1109/TBCAS.2020.3027242>.
- [4] S.O. Kim, W.J. Kim, K.-J. Kim, S.-B. Choe, Y.M. Jang, S.H. Yoon, B.K. Cho, T.D. Lee, *Experimental Study of Thermally Activated Magnetization Reversal With a Spin-Transfer Torque in a Nanowire*, IEEE Trans. Magn., 44(11), 2531 (2008); <https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.2002419>.
- [5] S. Luo, N. Xu, Y. Wang, J. Hong, L. You, *Thermally Assisted Skyrmion Memory (TA-SKM)*, IEEE Electron Device Letters, 41(6), 932 (2020); <https://doi.org/10.1109/LED.2020.2986312>.
- [6] R.L. Politanskyi, V.I. Gorbulich, I.T. Kogut, M.V. Vistak, *The Modeling of growth process on the surface of crystal*, Physics and Chemistry of Solid State, 23(2), 387 (2022); <https://doi.org/10.15330/pcss.23.2.387-393>.
- [7] M.V. Vistak, V.E. Dmytrakh, Z.M. Mykytyuk, V.S. Petryshak, Y.Y. Horbenko, *A liquid crystal-based sensitive element for optical sensors of cholesterol*, Func. Mater., 24(4), 687 (2017); <https://doi.org/10.15407/fm24.04.687>.
- [8] W. Wójcik, M. Vistak, Z. Mykytyuk, R. Politanskyi, I. Diskovskiy, O. Sushynskiy, I. Kremer, T. Prystay, A. Jaxylykova, I. Shedereyeva, *Technical solutions and SPICE modelling of optical sensors*, Przegląd Elektrotechniczny, 96(10), 102 (2020); <https://doi.org/10.15199/48.2020.10.18>.
- [9] G.I. Barylo, R.L. Holyaka, I.I. Helzhynskyy, Z.Yu. Hotra, M.S. Ivakh, R.L. Politanskyi, *Modeling of organic light emitting structures*, Physics and Chemistry of Solid State, 21(3), 519 (2020); <https://doi.org/10.15330/pcss.21.3.519-524>.
- [10] R.L. Politanskyi, M.V. Vistak, G.I. Barylo, A.S. Andrushchak, *Simulation of anti-reflecting dielectric films by the interference matrix method*, Opt. Mater., 102, 109782 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2020.109782>.
- [11] Z. Hotra, A. Mahlovanyy, Z. Mykytyuk, H. Barylo, M. Vistak, I. Kremer, M. Ivakh, R. Politanskyi, IEEE XVth International Conference on the Perspective Technologies and Methods in MEMS Design (MEMSTECH) (IEEE, Polyana, Ukraine, 2019); <https://doi.org/10.1109/MEMSTECH.2019.8817378>.
- [12] O. Sushynskiy, M. Vistak, V. Dmytrah, IEEE XIVth International Conference on Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science (TCSET) (IEEE, Lviv, Ukraine, 2016); <https://doi.org/10.1109/TCSET.2016.7452075>.
- [13] F. Duan, D. Abbott, *Binary modulated signal detection in a bistable receiver with stochastic resonance*, Physica A, 376, 173 (2007); <https://doi.org/10.1016/j.physa.2006.10.046>.
- [14] R.L. Politansky, Z.M. Nytrebych, R.I. Petryshyn, I.T. Kogut, O.M. Malanchuk, M.V. Vistak, *Simulation of the Propagation of Electromagnetic Oscillations by the Method of the Modified Equation of the Telegraph Line*, Physics and Chemistry of Solid State, 22(1), 168 (2021); <https://doi.org/10.15330/pcss.22.1.168-174>.
- [15] Z. Nytrebych, R. Politanskyi, O. Malanchuk, R. Petryshyn, M. Vistak, IEEE 16th International Conference on the Experience of Designing and Application of CAD Systems (CADSM) (Lviv, Ukraine, 2021); <https://doi.org/10.1109/CADSM52681.2021.9385248>.
- [16] Y. Nakagawa, M. Takagishi, N. Narita, T. Nagasawa, G. Koizumi, W. Chen, S. Kawasaki, T. Roppongi, A. Takeo, T. Maeda, *Spin-torque oscillator with coupled out-of-plane oscillation layers for microwave-assisted magnetic recording: experimental, analytical, and numerical studies*, Appl. Phys. Lett., 122, 042403 (2023); <https://doi.org/10.1063/5.0133921>.
- [17] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, *Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films*, Phys. Rev. Lett., 88, 117601 (2002); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.117601>.
- [18] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, B.I. Halperin, *Spin battery operated by ferromagnetic resonance*, Phys. Rev. B, 66, 060404R (2002); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.060404>.
- [19] E. Saitoha, M. Ueda, H. Miyajima, *Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect*, Appl. Phys. Lett., 88, 182509 (2006); <https://doi.org/10.1063/1.2199473>.
- [20] R.L. Politanskyi, L.F. Politanskyi, I.I. Grygorchak, A.D. Veriga, *Modeling of Spin Valves of Magnetoresistive Fast-Acting Memory*, Journal of Nano- and Electronic Physics, 10(6), 06027 (2018); [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(6\).06027](https://doi.org/10.21272/jnep.10(6).06027).
- [21] Y. Xu, D.D. Awschalom, J. Nitta, Handbook of Spintornics (Springer, Dordrecht Heidelberg New York London, 2016).
- [22] P. Kumar, A. Naeemi, *Benchmarking of spin-orbit torque vs spin-transfer torque devices*, Appl. Phys. Lett., 121, 112406 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0101265>.
- [23] V. Vlaminck, J.E. Pearson, S.D. Bader, A. Hoffman, *Dependence of spin-pumping spin Hall effect measurement on layer thickness and stacking order*, Phys. Rev. B, 88, 064414 (2013); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.064414>.

- [24] HuJun Jiao, Gerrit E. W. Bauer, *Spin Backflow and ac Voltage Generation by Spin Pumping and the Inverse Spin Hall Effect*, Phys. Rev. Lett., 110, 217602 (2013); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.217602>.
- [25] K. Karube, L. Peng, J. Massel, M. Hemmida, H.-A. K. von Nidda, I. Kézsmárki, Xiuzhen Yu, Y. Tokura, Y. Taguchi, *Doping Control of Magnetic Anisotropy for Stable Antiskyrmion Formation in Scheibersite (Fe,Ni)₃P with S₄ symmetry*, Adv. Mater., 34(11), 2108770 (2022); <https://doi.org/10.1002/adma.202108770>.
- [26] D.M. Burn, S. Zhang, K. Zhai, Y. Chai, Y. Sun, G. van der Laan, Th. Hesjedal, *Mode-Resolved Detection of Magnetization Dynamics Using X-ray Diffractive Ferromagnetic Resonance*, Nano Lett., 20(1), 345 (2020); <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b03989>.
- [27] P. Bajracharya, V. Sharma, A. Johnson, R. C. Budhani, *Resonant precession of magnetization and precession-induced DC voltages in FeGaB thin films*, J. Phys. D Appl Phys, 55, 075303 (2022); <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac34ab>.
- [28] M. Guo, R. Cheng, *Field-assisted sub-terahertz spin pumping and auto-oscillation in NiO*, Appl. Phys. Lett., 121, 02401 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0097211>.
- [29] I.T. Kogut, A.A. Druzhinin, V.I. Holota, *3D SOI elements for system-on-chip applications*, Adv. Mat. Res., 276, 137 (2011); <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.276.137>.
- [30] A. Druzhinin, I. Ostrovskii, Y. Khoverko, I. Kogut, V. Golota, *Nanoscale polysilicon in sensors of physical values at cryogenic temperatures*, J. Mater. Sci: Mater. in Electron., 29(10), 8364 (2018); <https://doi.org/10.1007/s10854-018-8847-0>.
- [31] R. Politanskyi, M. Vistak, A. Veryga, T. Ruda, *Modelling of Spintronic Devices for Application in Random Access Memory*, Informatyka Automatyka Pomiary w Gospodarce i Ochronie Środowiska, 10(1), 62 (2020); <https://doi.org/10.35784/iapgos.915>.
- [32] J.D. Costa, S. Guisan, B. Lacoste, A.S. Jenkins, T. Böhnert, M. Tarequzzaman, J. Borme, F.L. Deepak, E. Paz, J. Ventura, R. Ferreira, P.P. Freitas, *High power and low critical current density spin transfer torque nano-oscillators using MgO barriers with intermediate thickness*, Sci. Rep., 7, 7237 (2017); <https://doi.org/10.1038/s41598-017-07762-z>.
- [33] D.H. Kang, M. Shin, *Critical switching current density of magnetic tunnel junction with shape perpendicular magnetic anisotropy through the combination of spin-transfer and spin-orbit torques*, Sci. Rep., 11, 22842 (2021); <https://doi.org/10.1038/s41598-021-02185-3>.

R.L. Politanskyi¹, P.M. Shpatar¹, M.V. Vistak², I.T. Kogut³, I.S. Diskovskiy²,
Yu.A. Rudyak⁴

Electromagnetic Field Detectors Based on Spintronics Devices

¹Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine, r.politansky@chnu.edu.ua, p.shpatar@chnu.edu.ua

²Danylo Halytsky Lviv National Medical University, Lviv, Ukraine, vistak_maria@ukr.net, diskovskiy@gmail.com;

³Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine, igorkohut2202@gmail.com,

⁴Ternopil National Medical University, Ternopil, Ukraine, rydjakya@tdmu.edu.ua

The paper proposes a model of an electromagnetic radiation sensor that uses the precession of the magnetization vector in a ferromagnet (ferromagnetic resonance) as a result of absorbing the energy of an incident electromagnetic wave, the generation of a spin current as a result of this precession, the generation of a spin-polarized current as a result of the passage of a spin current in a non-magnetic metal, and a change in the direction of magnetization of a ferromagnetic layer with a low coercive force (free layer) due to the passage of a spin-polarized current. Then the radiation will be detected by its effect on the electrical resistance of the entire structure, which depends on the mutual directions (parallel or antiparallel) of magnetization of the free and fixed (with a large coercive force) ferromagnetic layers (phenomenon of giant magnetic resistance). The dependence of the spin-polarized current in the device on the frequency and amplitude of the incident electromagnetic wave with linear polarization was calculated. A method of calculating the range of amplitude and frequency values of radiation that can be detected by the sensor has been developed. The parameters of this model are the detection time and the number of spin gates in one sensor. Calculations are given for a ferromagnetic layer made of permalloy and for spin valves with four different critical current values that determine the process of remagnetization of the free layer: 20, 50, 100, and 200 microamps.

Keywords: electromagnetic field sensor, ferromagnetic resonance, spin current generation, spin valve.