

Означення та характерні масштаби спінтроніки. Основні ідеї спінтроніки.

Сучасна електроніка використовує зарядовий стан певних елементів пристрою, який може зберігатися або змінюватись. І цей зарядовий стан елементів пристрою пов'язується із збереженням чи передачею інформаційних одиниць від одного елемента до іншого. Тобто функціонування пристрою вимагає передачі між його елементами певної кількості носіїв електричного струму, електронів або “дірок”. Отже, мінімальним об'ємом елемента може бути як мінімум один атом речовини, мінімальним зарядом, котрий може передаватися чи зберігатися у цьому елементі – один електрон, мінімальна витрата енергії – робота, що необхідна для переміщення носія струму від одного елемента до іншого, а максимальна швидкодія пов'язана зі швидкістю такої передачі носія.

Водночас, як довела сучасна фізика, елементарним частинкам притаманна не лише така характеристика, як можливий заряд, що становить ціле число зарядів електрона. Їм властиво мати власний момент кількості руху – спін. Крім того, з'ясувалося, що можливі процеси перенесення спінового стану без перенесення заряду взагалі, тобто можливий так званий “чисто спіновий струм” без струму зарядового. Це обіцяє реалізацію перенесення інформації від одного елемента пристрою до іншого при менших витратах енергії. Частинкам зі спіном притаманний магнітний момент, і співвідношення між величиною спіну та магнітним моментом для кожної з частинок є сталим.

Для цього нового фізико-технічного напрямку напівпровідникової електроніки було придумано нову назву – “спінтроніка”. *Спінтроніка це: “. . . електроніка, що ґрунтується на використанні спінів, у якій не електронний заряд, а електронний спін є носієм інформації, і це обіцяє можливості для нових приладів, які комбінують стандартну мікроелектроніку зі спін-залежними ефектами ...”*.

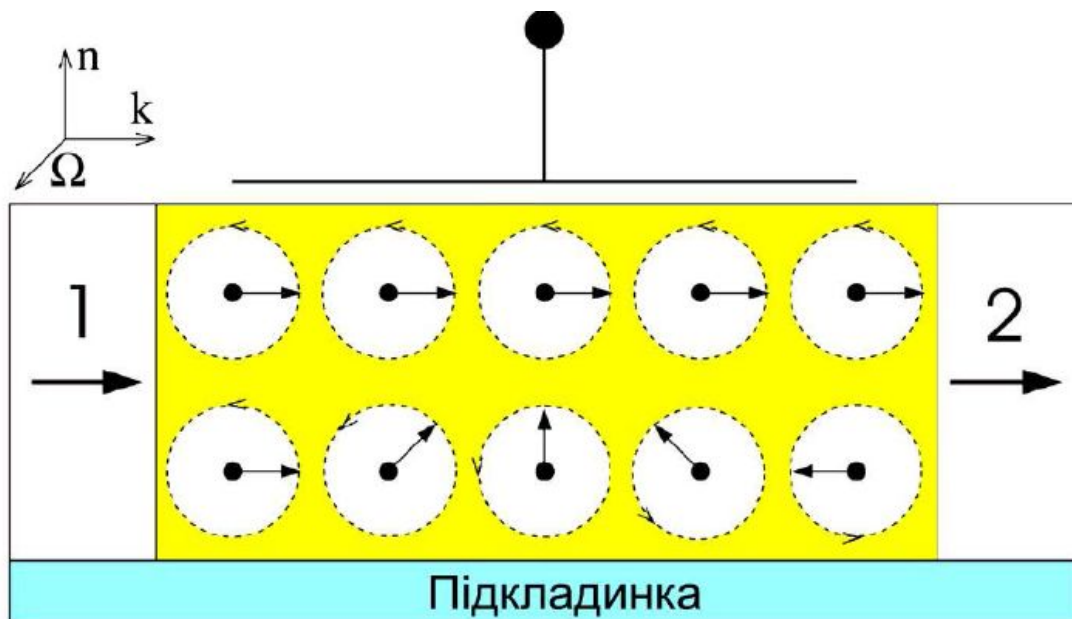


Рис. 1. Принципова схема спінового польового транзистора Датта і Даса [8]: 1 – витік спін-поляризованих носіїв, 2 – стік, що виконує водночас функцію детектора спінового стану носіїв, V_G – потенціал, що прикладається до затвора, \mathbf{n} – нормаль до площини структури, \mathbf{k} – хвильовий вектор електронів, що рухаються в каналі під дією напруги витік-стік, $\mathbf{\Omega}$ – вектор кутової швидкості прецесії спінів електронів, що може здійснюватись під дією V_G

Опис роботи спінового транзистора

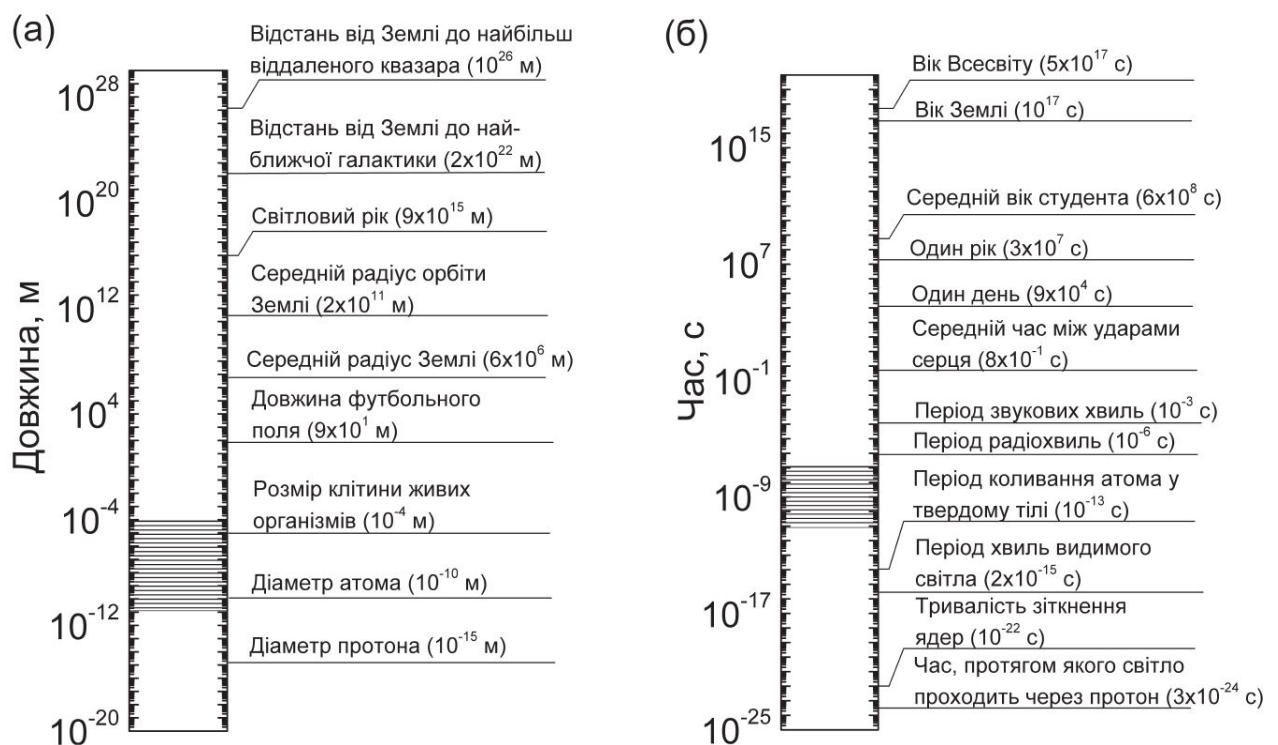
Навіть дещо раніше або на самому початку використання терміну “спінроніка” Датта і Дас запропонували принципову схему спінового польового транзистора (рис. 1). У цьому польовому транзисторі витік може інжектувати у канал спін-поляризовані електрони. Передбачається, що напрямок спінової поляризації збігається з напрямком електронного транспорту. Для цього він (витік) має бути однорідно намагніченим (без доменів) ферромагнітним (ФМ) металом або ферромагнітно впорядкованим напівпровідником, в яких, як відомо, переважна більшість електронів

провідності є спінполяризованою у напрямку намагніченості. Стік також має бути ФМ провідним матеріалом, котрий, до того ж, має

великий магнітоопір. Напрямок його намагніченості той самий, що і у витоку. Якщо електрони, що пройдуть канал, матимуть таку ж спінову поляризацію, як і спінова поляризація переважної частини електронів стоку, то вони пройдуть через матеріал стоку з малим опором. У протилежному ж випадку опір буде великим, і вони переважно розсіюються. Тобто стік відіграє роль детектора спінової поляризації електронів, що пройшли крізь канал. Електрони у каналі, утвореному, наприклад, з гетероструктури InGaAs/InAlAs, рухаються балістично, і довжина каналу є значно меншою за довжину розсіювання електронів за напрямком спіну. Зтвор пристрою керується електрично (шляхом прикладання напруги V_G). Але передбачають, що завдяки спін-орбітальній взаємодії у каналі це електричне поле створює ефективне “магнітне поле”, котре змушує спіни електронів прецесувати навкруг нього з кутовою швидкістю Ω , величина якої залежить від V_G . На рис. 1 верхній і нижній рядки кружечків, що символічно показують електрони, спіни котрих прецесують, відповідають двом випадкам. Верхній – коли V_G таке, що спінової прецесії немає або вона відповідає цілому числу обертів навколо напрямку Ω . Тоді всі електрони приходять до стоку із напрямком спінів, що відповідає його спіновій поляризації, а отже, проходять крізь стік із малим опором їх руху. Транзистор відкритий. Нижній випадок відповідає ситуації, коли V_G підібрано так, що за час руху в каналі електронний спін повертається на півціле число обертів навколо Ω . Тоді вони можуть пройти через стік лише з великим опором – транзистор закритий.

Початкове, відносно вузьке трактування змісту напрямку “спінтроніка” стало розмитим, розширилося і нині до участі в ньому відносять себе дослідники і технологи, що працюють у широкому колі питань використання магнітних (заснованих на спінових властивостях) і спінзалежних властивостей речовини для задач отримання, обробки і збереження інформації. Зокрема, набагато раніше, ніж виникло слово “спінтроніка”, у науці і техніці був присутній такий напрямок як “магнітоелектроніка”, який охоплював широке коло різних ефектів у парамагнітних, феро-, фері- та антиферомагнітних металах і ізоляторах, які мають або можуть мати використання у функціональних приладах

збереження та обробки інформації, надвисокочастотній електроніці тощо. Із магнітоелектронних напрямків виявилися найбільшою мірою пов'язаними зі спінтронікою явища магніторезистивності – залежності електричного опору матеріалів і виготовлених на їх основі спеціальних структур від намагніченості, котрою можна керувати шляхом прикладання магнітного поля або зміни електричного струму. Ця група досліджень має використання для таких, наприклад, пристроїв як магнітні голівки зчитування у магнітних картках, магнітофонах та комп'ютерних накопичувачах інформації на жорстких дисках, енергонезалежній магнітній пам'яті з довільним доступом (МПДД)² тощо



1.2. Характерні масштаби спінтроніки

Характерні масштаби спінтроніки на шкалах довжин та часів показано на рис. 3. Дослідження у цій області стали можливими лише тоді, коли розвиток технологій і вимірювального обладнання дозволив створити об'єкти відповідних розмірів (нанооб'єкти) і керувати процесами в таких часових інтервалах (наносекунди).

2. Основні ідеї напівпровідникової спінтроники

Як уже було сформульовано у Вступі під час опису польового спінового транзистора Датта і Даса [8], у задачі напівпровідникової спінтроники входить:

1. створення у напівпровіднику спін-поляризованих електронів або введення їх у напівпровідник;
2. управління спіновим станом електронів у напівпровіднику;
3. визначення спінового стану електронів після їх виведення із зони управління.

У чому полягає місія спінтроники?

У найближчі десять-п'ятнадцять років кремнієві процесори досягнуть межі своїх можливостей. Тому вже зараз вчені шукають нові фізичні принципи, на яких будуть побудовані швидкодіючі пристрої з низьким енергоспоживанням і тепловиділенням.

У спінтронних пристроях перевертот спіна практично не вимагає витрат енергії, а в проміжках між операціями пристрій відключається від джерела живлення. Якщо змінити напрямок спіна, то кінетична енергія електрона не зміниться. Це означає, що тепла майже не виділяється.

Фахівці виділяють три основні напрями розвитку спінтроники:

1. квантовий комп'ютер,
2. спіновий польовий транзистор
3. спінова пам'ять.

За словами вчених з IBM, електрони дуже швидко змінюють спіни - на перемикання витрачається близько 100 пикосекунд. І в цьому полягає основна проблема - 100 пикосекунд недостатньо, щоб мікросхеми встигли зафіксувати зміну стану в системі.(але ця проблема вже вирішена)

Магнітоопір. Фізичні причини появи магнітоопору. Магніторезистивний коефіцієнт.

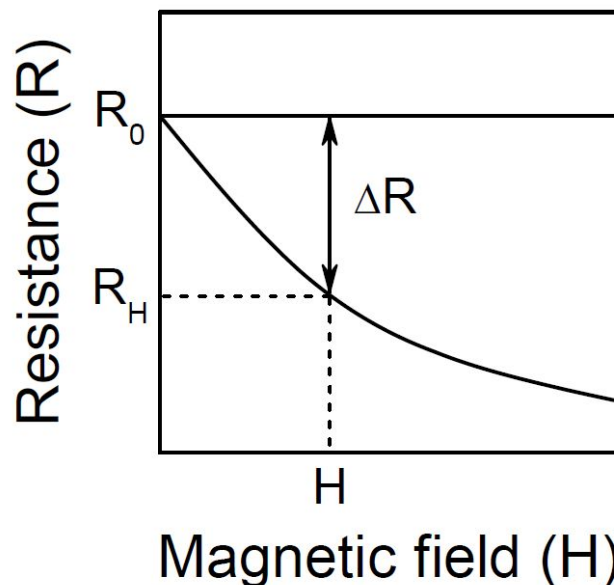


Рис. 16. Схематичне зображення залежності електричного опору від магнітного поля

Явище впливу магнітного поля на величину електричного опору матеріалу чи штучно створеної структури називається магніторезистивним ефектом. Кількісною характеристикою магніторезистивного ефекту є магнітоопір. Магнітоопір – це фізична величина, яка характеризує ступінь впливу магнітного поля на електричний опір і визначається за формулою

$$MR = \Delta R / R_0 = \frac{R_H - R_0}{R_0}$$

де R_0 – електричний опір матеріалу у нульовому магнітному полі, а R_H – у полі напруженості H (рис. 16). Із визначення випливає, що магнітоопір є функцією магнітного поля. Іноді для кількісної характеристики магніторезистивного ефекту зручно користуватися іншим параметром:

$$MKR = \Delta R / R_H = \frac{R_H - R_0}{R_H}$$

який у подальшому будемо називати магніторезистивним коефіцієнтом. Абсолютні значення магнітоопору і магніторезистивного коефіцієнта співвідносяться між собою як

$$|MRK| = \frac{1-|MR|}{|MR|} \quad |MR| = \frac{|MRK|}{1+|MRK|}$$

У випадку, коли прикладання магнітного поля спричинює зменшення електричного опору, обидві величини, магнітоопір і магніторезистивний коефіцієнт, є від'ємними. Тоді абсолютні значення параметра MR лежать у межах від нуля до одиниці, а параметра MRK – від нуля до 1. У літературі іноді наводять значення цих параметрів без посилання на величину магнітного поля, в якому вони отримані. Звичайно, це є недоліком відповідних текстів. У металах існує ще один магніторезистивний ефект – анізотропний магнітоопір – зміст якого полягає у залежності опору (провідності) металу від кута між напрямком струму в ньому і прикладеним магнітним полем. Цей ефект не дуже великий і поки що знаходить обмежене застосування у задачах спінтроники. Його причиною є спін-орбітальна взаємодія у зразку, за рахунок якої спін-поляризовані електрони, що рухаються, розсіюються на домішках або на власній ґратці по-різному (на дещо різні кути). Ця ж сама причина є джерелом і низки інших ефектів у провідних системах, наприклад, аномального ефекту Холла у магнітовпорядкованих середовищах (появи додаткової складової холлівської електрорушійної сили, котра пропорційна не магнітній індукції, а намагніченості зразка), спінового ефекту Холла, спінового струму. Ефекти спін-орбітальної взаємодії важливі також для проблеми спінової релаксації.

Будова та властивості спітронних магнітних наноструктур.

Спіновий клапан

Практично у всіх запропонованих пристроях спітроніки використовуються феромагнітні елементи. Структура першого і найвідомішого з них, який отримав назву "спіновий клапан" або "спіновий вентиль" (англ. Spin valve), показана на рис. 1.1 зліва. По суті це описана магніторезистивна ячейка на основі явища "гігантського магнітоопору".

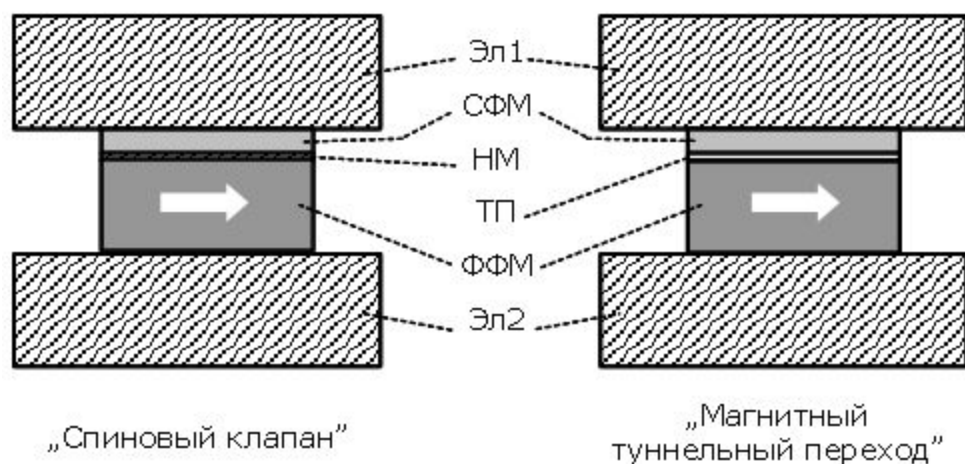


Рис. 1.1. Структура спінового клапана (зліва) і магнітного тунельного переходу (праворуч). Білими стрілками показано напрямок постійної намагніченості "фіксованого" феромагнетика

Спіновий клапан складається з двох звичайних електродів (Ел1 і Ел2), "вільного" феромагнетика (СФМ), дуже тонкого шару нормального, чи не феромагнітного металу (НМ) і "фіксованого" феромагнетика (ФФМ). Магніторезистивний осередок на основі явища "тунельного магнітоопору", зображену на рис. 1.1 праворуч, називають "магнітним тунельним переходом" (англ. Magnetic Tunnel Junction - MTJ). Тут ТП - це надтонкий шар діелектрика, крізь який відбувається тунелювання електронів.

Основною характеристикою цих спінтронних пристроїв є залежність прохідного електричного опору пристрою або електричного струму, який протікає крізь нього (при постійній прикладеній напрузі), від індукції зовнішнього магнітного поля.

Логіка назви спіновий клапан полягає в тому, що електричним струмом, що протікає крізь такий пристрій, можна керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля опосередковано, змінюючи орієнтацію спінів в "вільному" ферромагнітному шарі. Деякі автори називають описані вище спіновий клапан і магнітний тунельний перехід також спіновими діодами. Ця назва пов'язана з тим, що ці пристрої, як і діод, мають 2 виводи і добре пропускають електричний струм лише тоді, коли намагніченості відповідних ферромагнетиків співнаправлені.

Спін-вентильний транзистор

Одним з перших був спін-вентильний транзистор - спінтронний аналог напівпровідникового транзистора з металевою базою. Його структура (ліворуч) і відповідна енергетична діаграма (праворуч) показані на рис. 1.3. База цього транзистора являє собою спіновий клапан (вентиль)

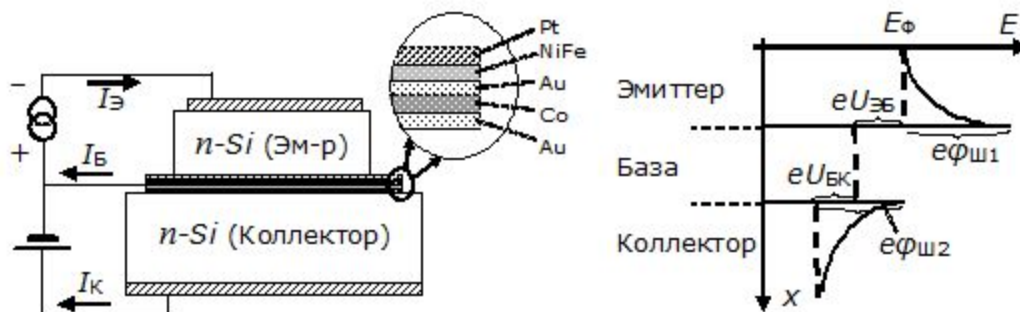


Рис. 1.3. Структура спін-вентильного транзистора (зліва) і відповідне енергетична діаграма (праворуч)

"Вільний" ферромагнетик зі сплаву NiFe має коерцитивну силу приблизно 400 А/м, а "фіксований" (з кобальту) - приблизно 1600 А/м. Не ферромагнітний прошарок і контакт з колектором виконані із золота, а контакт з емітером (Эм-р) - з платини. На границі розділу між базою і напівпровідниками утворюються бар'єри Шотткі. Бар'єр Pt-Si приблизно на

0,1 eV вище бар'єру Au-Si. На енергетичній діаграмі праворуч ці потенціали Шотткі позначені через $\phi_{\text{Ш1}}$ і $\phi_{\text{Ш2}}$.

Уздовж горизонталі відкладена потенційна енергія електронів, уздовж вертикалі вниз - координата на перпендикулярі до площини шарів. Штрихованими вертикальними лініями позначені рівні Фермі E_F в емітері, в базі і в колекторі, а через $U_{\text{ЭБ}}$ і $U_{\text{БК}}$ - різниця напруги між базою і емітером і відповідно між базою і колектором.

Струм I_B з емітера в базу підбирають так, щоб електрони входили в базу перпендикулярно шарам спінового вентиля. Через наявність бар'єру Шотткі в базу можуть пройти тільки "гарячі" електрони. У багат шаровій базі більшість цих електронів орієнтуються спінами вздовж напрямку намагніченості "вільного" феромагнітного шару. Далі вони проходять крізь дуже тонкий НЕ магнітний шар золота і потрапляють в "фіксований" феромагнітний шар кобальту. Якщо орієнтація більшості спінів паралельна намагніченості цього шару, то вони проходять крізь нього, а якщо антипаралельними, то не проходять і утворюють струм бази (I_B). Після можливих рідких розсіянь в базі електрони втрачають частину своєї кінетичної енергії, але потім і набирають її, прискорюючись завдяки напрузі між базою і колектором. Багатьом з них цієї енергії досить, щоб пройти крізь бар'єр Шотткі на контакті Au-Si. В результаті струм колектора (I_K) істотно залежить від взаємної орієнтації намагніченості "вільного" і "фіксованого" феромагнетика. А цю орієнтацію можна змінювати зовнішнім магнітним полем.

Тунельний спін-вентильний транзистор

Варіантом описаного транзистора з металевою базою є тунельний спін-вентильний транзистор, структура якого, відповідна енергетична діаграма і схема підключення показана на рис. 1.5. На пластину напівпровідника, в даному випадку GaAs, що є колектором транзистора, нанесена тонка (близько 10 нм) плівка "вільного" феромагнетика (СФМ), який є металевою базою, надтонка (близько 1 нм) плівка ізолятора, в даному випадку, є тунельним бар'єром, і товща (близько 30 нм) плівка "фіксованого" феромагнетика (ФФМ), який є емітером транзистора.

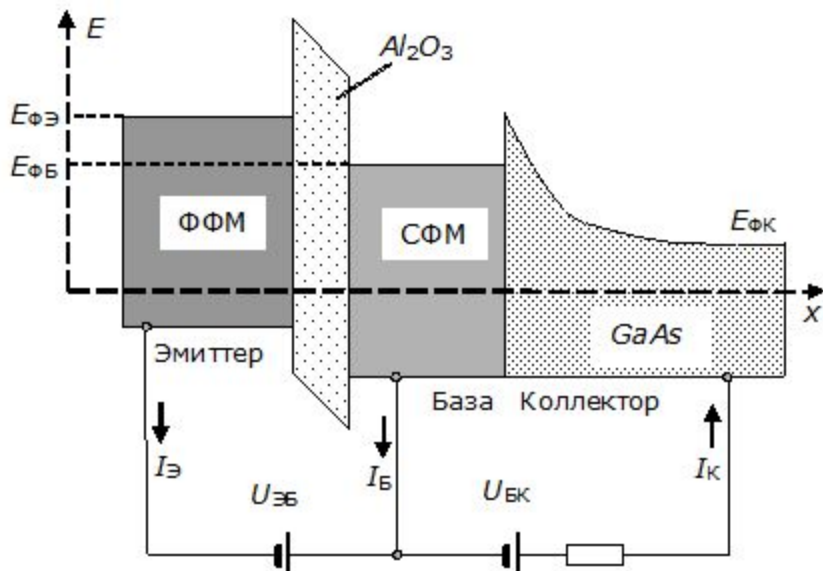


Рис. 1.5. Схема і енергетична діаграма тунельного спин-вентильного транзистора

Між "вільним" ферромагнетиком (СФМ) і напівпровідником утворюється бар'єр Шотткі. Джерела напруги між емітером і базою U_{EB} і між базою і колектором U_{BK} викликає зміщення рівнів Фермі в емітері (E_{FE}) і в колекторі (E_{FK}) щодо рівня Фермі в базі (E_{FB}). Спін-залежне тунелювання електронів крізь плівку ізолятора забезпечує залежність струмів від взаємної орієнтації напрямків намагнічування "вільного" і "фіксованого" ферромагнетика, а отже, і чутливість транзистора до зовнішнього магнітного поля. Балістичний характер проходження електронів провідності крізь тонку базу (її товщина менше довжини вільного пробігу електронів між розсіюванням) забезпечує високу швидкодію - до декількох терагерц. Характер залежності колекторного струму I_K від напруженості зовнішнього магнітного поля подібний залежності

Спіновий польовий транзистор

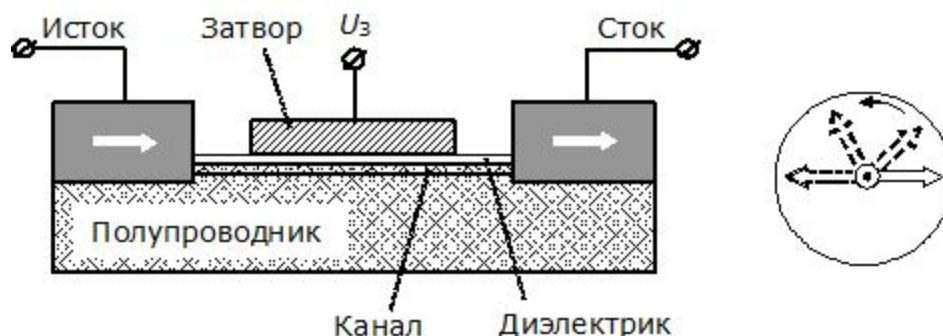


Рис. 1.8. Структура спінового полевого транзистора

Структура такого транзистора схожа на структуру МДП транзистора, але витік і стік зроблений з ферромагнітних матеріалів, намагнічених в однаковому напрямку. Вони з'єднані тонким каналом інверсної провідності, через які проходять інжекттовані з ферромагнетика електрони, у більшості з яких спін орієнтований паралельно намагніченості ферромагнетика. Як і в МДП транзисторі, величина струму крізь канал залежить від напруги на затворі. Якщо один з ферромагнетиків зробити "вільний", то електричним струмом стоку можна керувати також і за допомогою зовнішнього магнітного поля. На залежності струму від напруженості магнітного поля спостерігається гістерезис. І у транзистора, як було описано вище, з'являється внутрішня магнітна пам'ять.

Однак тут відкрили ще одна цікава можливість. Якщо електричний опір каналу досить великий, то між виток і стоком можна прикласти значну напругу, яка буде прискорювати електрони, що рухаються уздовж каналу. Коли вони досягають швидкості $v > 10^6$ м/с, стає відчутним релятивістський ефект. Адже у власній системі відліку електрона прикладена до затвора напругу створює не тільки електричне поле з напруженістю E , а й (відповідно до теорії відносності) перпендикулярне до нього магнітне поле H , пропорційне векторному добутку. Це магнітне поле, спрямоване перпендикулярно до площини зображення, діє на електрони, і може повертати їх спіни. Якщо напрямок намагніченості ферромагнетиків лежить в

площині зображення, то магнітний момент електронів повертається теж в цій площині, як показано на рис. 1.8 праворуч (кружечок з точкою в центрі показує орієнтацію вектора напруженості магнітного поля H). У разі, коли електрони долітають до стоку зі спінами, повернутими на 180° , вони не проходять крізь феромагнетик стоку, і струм крізь транзистор різко зменшується.

Явище гігантського магнітоопору. Явище тунельного магнітоопору.

4.1. Тунельний магнітоопір

Класична механіка не дозволяє частинці проникати через потенціальний бар'єр, висота якого більша за кінетичну енергію частинки. У квантовій механіці таке проникнення можливе завдяки ефекту квантового тунелювання. Квантовим тунелюванням називається квантово-механічний ефект проходження частинки через потенціальний бар'єр. Коефіцієнтом прозорості потенціального бар'єра називають величину $D = I/I_0$, де I – інтенсивність хвилі де Бройля, яка пройшла через потенціальний бар'єр, а I_0 – інтенсивність хвилі, що падає на бар'єр. Для прямокутного потенціального бар'єра з висотою U_0 і шириною L коефіцієнт прозорості виражається формулою: $D \approx \exp(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U_0 + V)}L)$ де m – маса частинки, а V – її енергія.

Тунельний ефект відіграє помітну роль, якщо прозорість бар'єра не є малою величиною. Це спостерігається в тих випадках, коли лінійні розміри потенціального бар'єра співрозмірні з атомними розмірами. Наприклад, для $U_0 - V = 10$ еВ і $L = 10^{-10}$ м (1°А) коефіцієнт прозорості для електронів ($m = 10^{-30}$ кг) буде $D = 0,04$. Якщо ж $L = 10^{-9}$ м, то за тих же умов $D = 8 \cdot 10^{-15}$. Прозорість бар'єра зменшується зі збільшенням маси частинки і різниці $U_0 - V$.

Якщо електроди по обидва боки від тунельного бар'єра є феромагнітними, то прозорістю цього бар'єра (провідністю системи) можна керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля. У цьому випадку говорять про тунельний магнітоопір. Джерело тунельного магнітоопору ґрунтується на наявності асиметрії в значеннях густини електронних станів на рівні Фермі для електронів зі спіновими магнітними моментами, направленими вгору і вниз $N_{i\uparrow}(E_F)$ і $N_{i\downarrow}(E_F)$ відповідно.

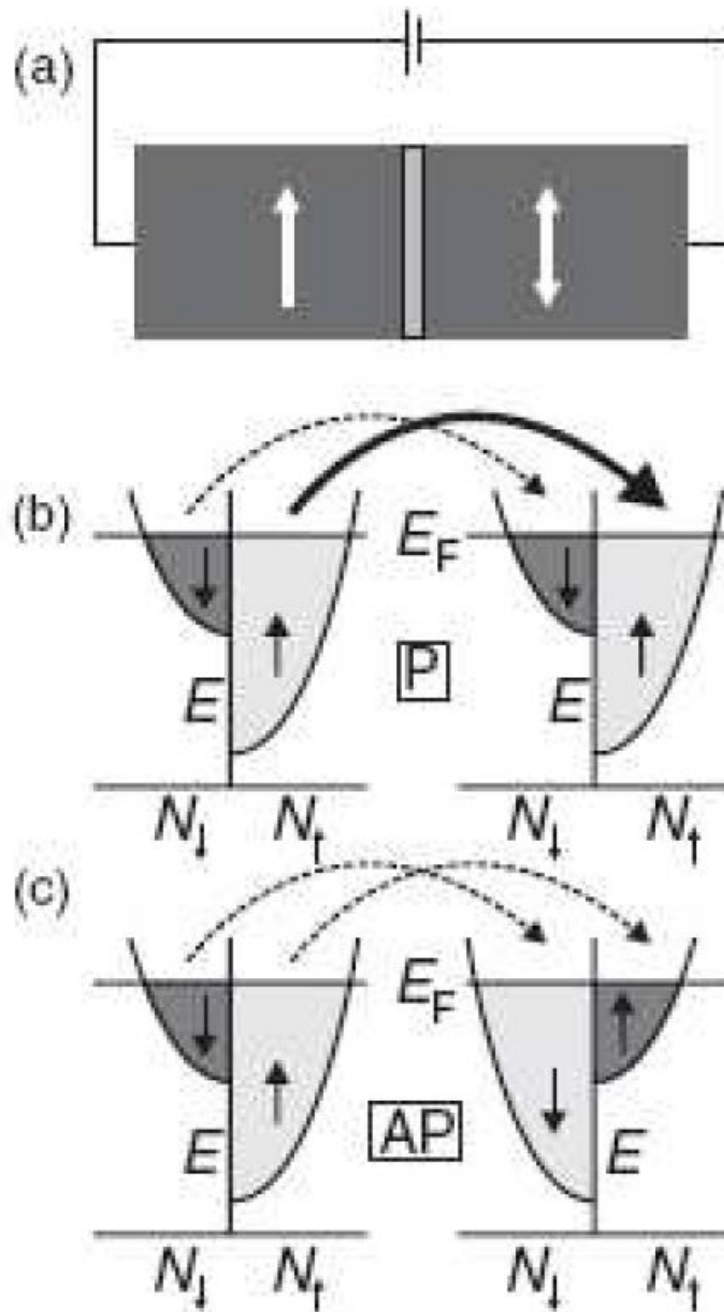


Рис. 20. Схематичне зображення ТМО пристрою, який складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір), розділених діелектричним бар'єром (світло-сірий колір) (а). Конфігурація намагніченості ФМ електродів може бути паралельною або антипаралельною, як це позначено білими стрілками. Підзони для електронів з різним напрямком спінових магнітних моментів наведено для випадку паралельної (b) та антипаралельної (c) орієнтації намагніченостей. Суцільною (пунктирною) лінією позначено сильний (слабкий) спіновий струм

Якщо у процесі тунелювання орієнтація спінів зберігається, то електрони з певної спінової підзони першого ФМ електрода можуть тунелювати лише в таку ж спінову підзону другого ФМ електрода, як це схематично зображено на рис. 20. Імовірність тунелювання пропорційна добутку значень густини електронних станів на рівні Фермі для відповідних підзон, а, значить, визначається відносною орієнтацією намагніченостей ФМ контактів. Для випадку, зображеного на рис. 20,b,c, електричний опір системи в паралельній конфігурації нижчий за такий антипаралельній конфігурації. Беручи за основу роботи Тедрова та Месервея і припускаючи, що у процесі тунелювання спін і енергія зберігаються, Жульєр вивів компактний вираз для різниці між електричними опорами для паралельної та антипаралельної конфігурацій намагніченостей:

$$TMR = (RAP - RP)/RP = (GP - GAP)GAP = \frac{2P_1^F P_2^F}{1 - P_1^F P_2^F}$$

де $R_{P(AP)}$ – електричний опір системи в Р (паралельній) (АР – антипаралельній) конфігурації, $G_{P(AP)}$ – електрична провідність системи в Р(АР) конфігурації і $P_{1,2}^F$ – спінова поляризація електронів на рівні Фермі для першого (другого) ФМ контакту, яка математично виражається, як

$$P_1^F = \frac{N_{i\uparrow}(E_F) - N_{i\downarrow}(E_F)}{N_{i\uparrow}(E_F) + N_{i\downarrow}(E_F)}, \quad i = 1, 2$$

Хоча модель Жульєра досить добре відображає фундаментальні процеси, вона не спроможна пояснити низку експериментальних фактів, таких як залежність ТМО від температури, напруги, матеріалу тунельного бар'єра, а також висоти та ширини останнього. На жаль, моделі, яка б охопила всі ці аспекти, до цього часу не розроблено. Модель Жульєра розглядає ФМ контакти як незалежні і справедлива лише для бар'єра прямокутної форми. У реальних пристроях хвильові функції носіїв заряду обох ФМ контактів перекриваються, а прикладання електричної напруги змінює форму бар'єра. Слончевський удосконалив модель Жульєра шляхом врахування проникності обох контактів, що в результаті привело до врахування перекриття

хвильових функцій всередині бар'єра. Хоча модель Слончевського є більш реалістичною, вона також не в змозі кількісно пояснити залежність ТМО ні від температури (T), ні від прикладеної напруги (V). Так, у випадку тунелювання через вакуумний бар'єр магнітоопір вельми слабо залежить від напруги.

Взявши за основу ці результати, було розроблено модель, що включає двоактове тунелювання через локалізовані стани в тунельному бар'єрі як можливий механізм, який спроможний пояснити V - і T -залежності магнітоопору, а також від'ємні значення ТМО. Значення ТМО в тунельних контактах досягають декількох сотень процентів у порівняно невеликих магнітних полях. Цього достатньо, щоб ТМО пристрої були комерційно привабливими для розробки на їх основі елементів для зчитування інформації в Рис. 21. Магнітоопір багат шарових структур Fe/Cr при 4,2K (а). Напрямки електричного і магнітного полів паралельні площині шарів (запозичено з роботи); орієнтація намагніченості в окремих шарах Fe за умов від'ємного поля (зліва), додатного (справа) і за відсутності зовнішнього магнітного поля (посередині) (b) жорстких магнітних дисках та магнітної пам'яті з довільним доступом. Одним із перспективних напрямків розробки тунельних магнітних контактів є використання органічних матеріалів у ролі немагнітного розділяючого прошарку (спейсера).

4.2. Гігантський магнітоопір

Перші повідомлення про великі значення магнітоопору у багатошарових структурах ФММ – НММ з'явилися в 1988–1989 роках. Залежності магнітоопору MR від індукції прикладеного магнітного поля

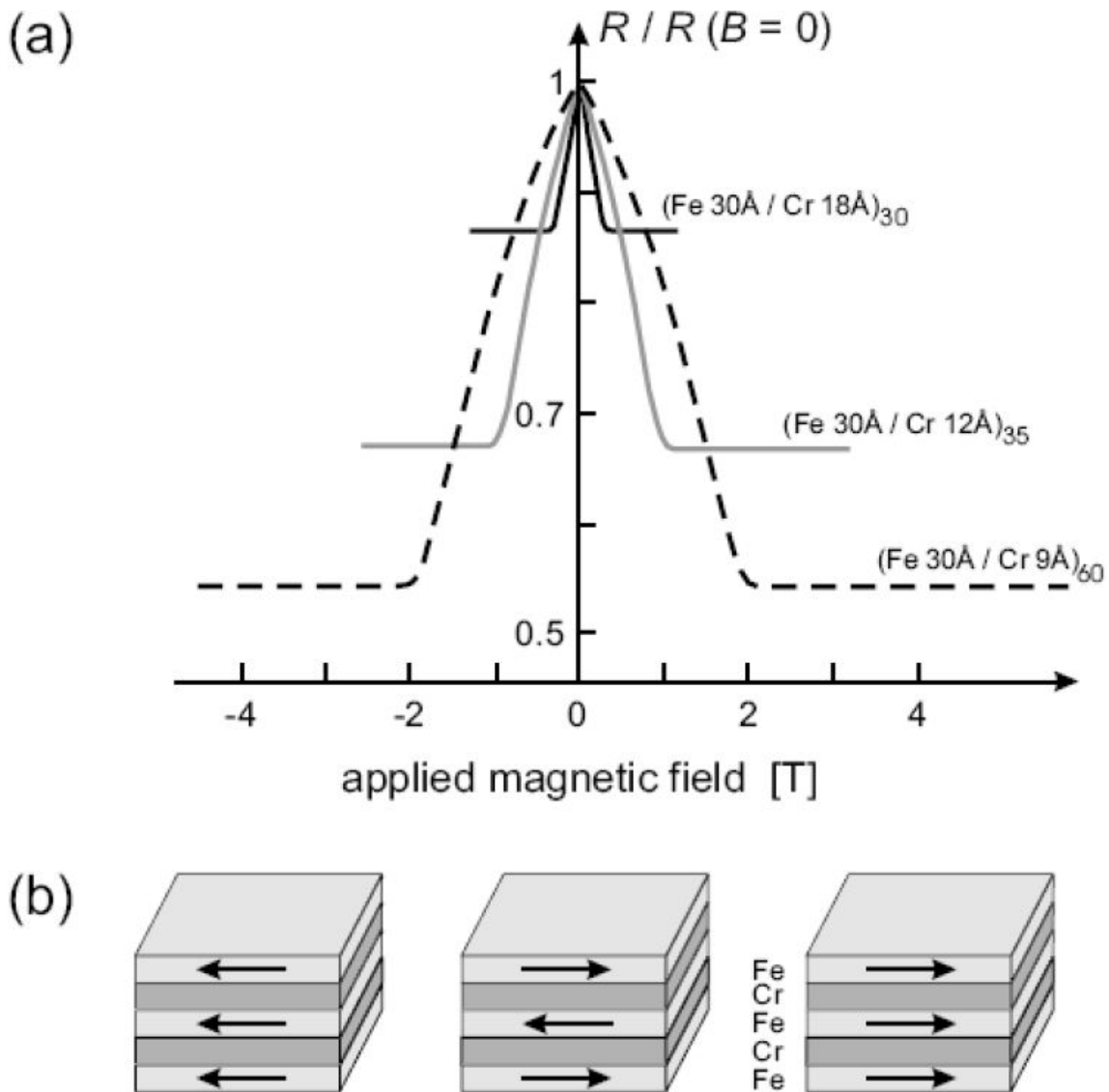


Рис. 21. Магнітоопір багатошарових структур Fe/Cr при 4,2K (a). Напрямки електричного і магнітного полів паралельні площині шарів (запозичено з роботи [105]); орієнтація намагніченості в окремих шарах Fe за умов від'ємного поля (зліва), додатного (справа) і за відсутності зовнішнього магнітного поля (посередині) (b)

В для багатошарових структур залізо–хром показано на рис. 21. Оскільки отримані значення MR більше ніж на порядок величини перевищували магнітоопір відомих на той час ФМ матеріалів, такий магнітоопір був названий гігантським магнітоопором, а за багатошаровими ФММ – НММ структурами закріпилася назва ГМО структури або структури з гігантським магнітоопором. Аналогічно до випадку структури з магнітними тунельними контактами в ГМО структурі зовнішнє магнітне поле також використовується для зміни відносної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів із антипаралельної на паралельну та навпаки. При паралельній конфігурації ГМО структура, зазвичай (але не обов'язково), має менший електричний опір.

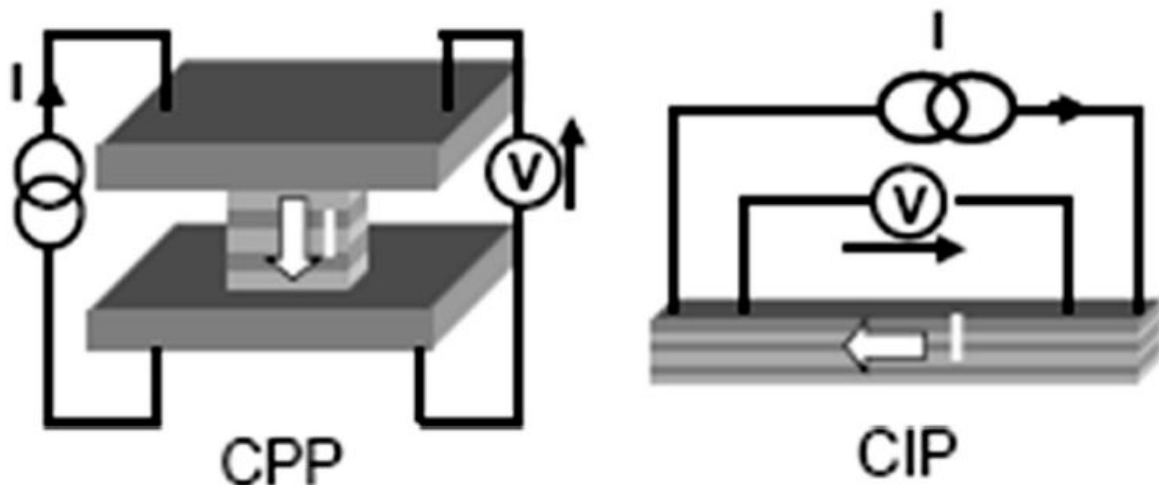


Рис. 22. Схематичне зображення СПП (зліва) та СВП (справа) конфігурацій ГМО структур

Хоча, на перший погляд, принцип роботи такого пристрою здається нескладним, відкриття ефекту ГМО не було прогнозованим, і процеси, які лежать в його основі, не є простими. Вище було показано, що ТМО безпосередньо пов'язаний з асиметрією густини електронних станів між ФМ контактами з обох боків тунельного бар'єра. Далі буде наведено обґрунтування, що ГМО також є результатом неоднакової густини електронних станів у різних спінових підзонах, але непрямым чином. Як і у випадку ТМО, на початковому етапі розгляду будемо вважати, що

спін-фліп розсіюванням можна знехтувати, тобто $\tau_{\uparrow\downarrow}, \tau_{\downarrow\uparrow} \rightarrow \infty$. Відсутність переходів між спіновими моментами, направленими “вгору” і “вниз”, робить можливим застосування двоканальної моделі, в якій процес перенесення заряду відбувається по двох незалежних каналах – один для електронів зі спіновим магнітним моментом, направленим “вгору”, а інший – з моментом “вниз”. Цю модель було застосовано для пояснення походження ГМО у випадках двох різних геометричних конфігурацій експерименту: струм у площині (СВП) плівки та струм перпендикулярно площині (СПП) плівки (рис. 22).

Спін-обертовий ефект.

Робота сучасних пристроїв спінтроники ґрунтується на використанні магнітних і електричних методів маніпуляції спіноюю орієнтацією носіїв заряду. Перевагами електричного методу є збільшена швидкодія, знижене енергоспоживання, широкий спектр можливостей мікро-(нано)мініатюризації пристроїв спінтроники та інтегрування їх з традиційними напівпровідниковими системами. З цього погляду перспективним є використання ефекту, відомого як ефект передачі моменту обертання (моменту сили) спін-поляризованими носіями (ефект спін-трансферного моменту або просто ефект спін-трансферу). **Ефект передачі моменту сили спін-поляризованими носіями є формально оберненим до ефекту гігантського магнітоопору, хоча фактично використовує децю іншу властивість спін-поляризованого струму – перенесення ним моменту обертання** (у той час як для магнітоопору більшу роль відіграють відносна концентрація носіїв струму з певною спіноюю орієнтацією у елементах структури і/або різниця в розсіянні електронів з різною орієнтацією спіну у цих самих елементах, залежно від того, як взаємно орієнтовані їх намагніченості).

У ефекті ГМО магнітна конфігурація структури визначає її електричний опір, тобто те, наскільки легко носіям заряду пройти через неї. У випадку ефекту спін-трансферу – навпаки: протікання спін-поляризованого струму може за певних умов спричинити зміну магнітної конфігурації системи навіть за відсутності магнітного поля.

Ефект спін-трансферу виникає за умови, коли сумарний спіновий момент носіїв заряду змінюється при їх проходженні через систему. Така умова може виконуватись у структурі, в якій спін-поляризований струм, створений шляхом спінового фільтрування при проходженні через один магнітний елемент структури, ще раз піддається фільтруванню іншим елементом, магнітний момент якого неколінеарний першому. Процес повторного фільтрування приводить до зміни сумарного спінового моменту носіїв заряду у струмі, а отже – передачі його другому фільтру, тобто магнітній системі елемента структури, що виконує цю роль. Умова

виникнення ефекту спин-трансферу може реалізуватись також, коли спин-поляризований струм протікає через систему з просторово неоднорідною намагніченістю (наприклад, через доменну стінку). У такій системі спіни носіїв заряду прагнуть вишикуватися паралельно до локальної намагніченості, тобто сумарний момент імпульсу рухомих носіїв змінюється зі зміною просторової координати. У кожному з цих випадків зміна моменту імпульсу відбувається за умови дії певного моменту сили на кожен електронний спин. Такий момент сили виникає внаслідок обмінної взаємодії електронного спін з локальною намагніченістю, тобто саме тієї взаємодії, яка і привела до повороту спін. З цього можна зробити висновок, що, відповідно до третього закону Ньютона, на намагніченість має діяти протилежний момент сили. Виникнення такого моменту під час проходження струму і є, як вже вказувалося, ефектом спин-трансферу. Спин-трансферний момент сили намагається розвернути намагніченість і у такий спосіб приводить до нових форм магнітної динаміки.

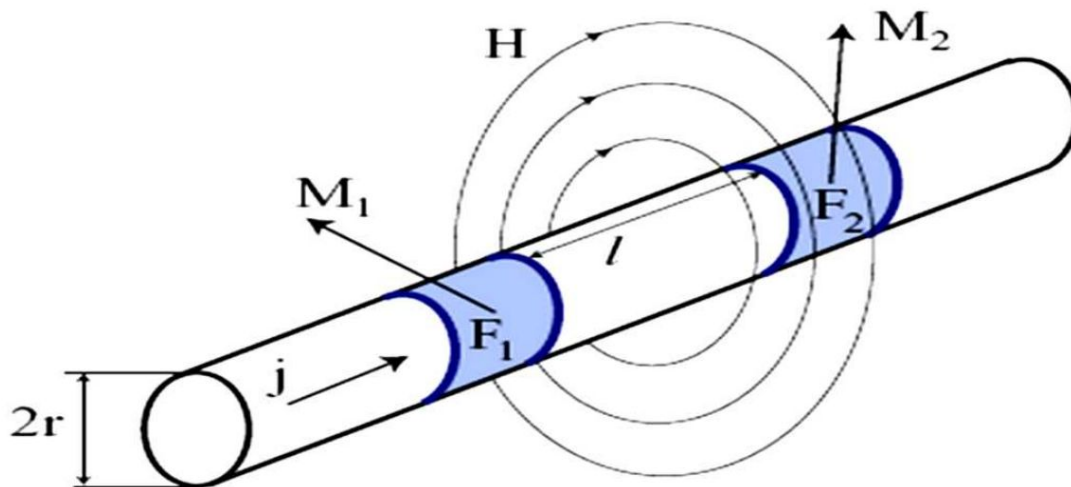


Рис. 33. Схема приладу, що застосовує ефект передачі спін для керування магнітним перемиканням ферромагнітних елементів нанодроту за допомогою електричного струму. Паразитним ефектом є вплив циркулярного магнітного поля H , що утворюється навколо дроту зі струмом і також впливає на намагніченість елементів $F1$ і $F2$

Спін-трансферний момент сили стає помітним лише в системах наномасштабних розмірів. Причиною цього є конкуренція між двома процесами, обидва з яких зумовлені протіканням електричного струму. Перший – це звичайна дія магнітного поля, індукованого електричним струмом, а другий – ефект спін-трансферу. Перший ефект завжди присутній у системах з рухомими носіями заряду і домінує у системах із великими розмірами, однак його відносна дія зменшується зі зменшенням розміру системи, і тому ефект спін-трансферу починає переважати лише у структурах досить малого розміру. Оцінку величин кожного з ефектів можна провести таким способом.

Розглянемо структуру, зображену на рис. 33. Вона виглядає як дротик з нормального металу, в якому зроблено дві феромагнітні вставки F_1 і F_2 . Струм з густиною j хай йде з ділянки немагнітного металу, що передує F_1 . Вважатимемо, що довжина елемента F_1 достатня, щоб струм, який проходить через нього, набув спінової поляризації, що відповідає напрямку намагніченості цього елемента, а відстань l між F_1 і F_2 достатньо мала, щоб набута спінова поляризація не втрачалася при проходженні струмом цієї ділянки дроту. Електрони, що потрапляють до магнітного елемента F_2 після проходження ними елемента F_1 в середньому спін-поляризовані вздовж напрямку намагніченості елемента F_1 . Після проходження через F_2 їх спін повертається і стає в середньому поляризованим вздовж його намагніченості. Таким чином, спін кожного електрона у струмі в середньому повертається на певний кут. За одну секунду крізь магнітний елемент F_2 проходить I/e електронів, де e – елементарний заряд електрона. Якщо припустити, що спін кожного з них повертається на максимально можливий кут 180 градусів, то можемо легко порахувати, на скільки змінюється момент обертання рухомих електронів за одиницю часу (одну секунду). Ця величина і є повним моментом всіх сил, що діють на поляризовані по спіну елементом F_1 рухомі електрони струму з боку власних електронів (рухливих та локалізованих), що є в елементі F_2 , і котрі мають спінову поляризацію, узгоджену з намагніченістю цього елемента. Таким шляхом ми приходимо до оцінки величини спін-трансферного моменту сили: $T_{ST} \sim \hbar I/e$. Виражаючи повний

струм через його густину j ($I = \pi r^2 j$) та вводячи об'єм магнітного елемента F_2 , $V = \pi r^2 L$, де L – його довжина вздовж осі дротика, маємо: $T_{ST} \sim V \hbar \frac{j}{eL}$

Порівнюємо отриману величину з моментом сили, індукованим електричним струмом. Він спричинений дією циркулярного магнітного поля H (див. рис. 33) на магнітний момент елемента F_2 (без урахування спінів електронів). Магнітний момент M , який знаходиться в магнітному полі H , відчуває дію моменту сили $M \times H$. У даному випадку намагніченість може бути оцінена як $M \approx \mu_B / a^3$, де a – стала кристалічної ґратки. Магнітне поле, індуковане струмом, досягає максимального значення поблизу поверхні дроту і приблизно дорівнює $H \approx jr/c$. Тоді індукований електричним струмом момент сили, який діє на магнітний елемент об'єму V , може бути оцінений як $T_H \sim V \frac{\mu_B jr}{a^3 c}$

Порівнюючи дві формули, приходимо до висновку, що спін-трансферний момент сили буде переважати момент, зумовлений лише фактом перенесення електричного заряду у струмі, за виконання умови $r \ll \frac{a^3}{r_0 L}$

де $r_0 = mc^2 / e^2 \approx 10^{-15}$ м. Цю величину інколи називають класичним радіусом електрона. Якщо візьмемо для оцінки $a \approx 0,3$ нм, а $L \approx 5$ нм, то отримаємо, що спін-трансферний момент сили буде домінуючим за умови $r \ll 1$ мкм.

Описаний вище спосіб оцінки величини спінтрансферного моменту сили є окремим випадком застосування більш загального формалізму. Для кількісного опису ефекту вводять поняття густини спінового струму. Ця величина має напрямок як у спіновому просторі (напрямок переважної орієнтації спінів), так і в реальному просторі (напрямок руху), і тому вона є тензором.

У термінах спінового струму ситуація з повним моментом сили, що діє на феромагнітні елементи в спінтрансферному приладі на рис. 33, може бути описана так. Якщо підрахувати повні спінові струми на вході та виході одного з магнітних елементів, то вони не будуть однаковими, і, відповідно, буде існувати певний приплив (чи відплив) спінової поляризації всередину кожної з ділянок феромагнетика.

Оскільки спін, завдяки існуванню у кожній з феромагнітних ділянок процесів спін-граткової релаксації, не обов'язково зберігається, така ситуація не викликає протиріччя із законами фізики. Але оскільки приплив спіну однозначно пов'язаний з припливом моменту обертання, то це має означати одне з двох: або момент обертання магнітного елемента має збільшуватись (зменшуватись), або мають діяти додаткові моменти сили, що компенсують приплив спінової поляризації.

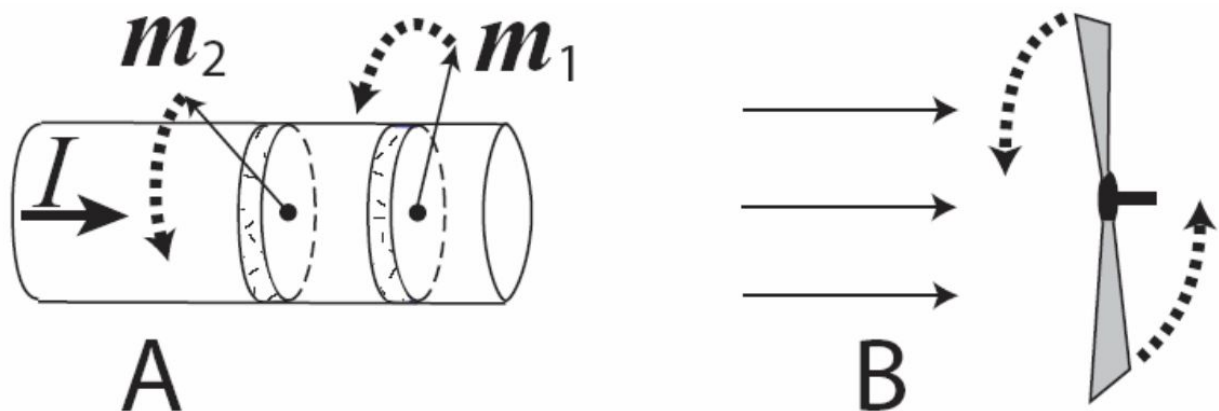


Рис. 34. Ліворуч – магнітна динаміка під впливом спінтрансферних моментів сили у випадку відсутності магнітної анізотропії чи взаємодії між двома феромагнетиками. Праворуч – механічна аналогія. Млин перетворює енергію лінійного руху вітру в обертання вітрил

У стаціонарному випадку з постійним струмом повний момент обертання не змінюється в часі, і маємо другу ситуацію. Зі сказаного вище випливає, що повний момент сили, що діє на даний магнітний момент, можна розрахувати, знаючи спінові струми по всій межі. У більш загальному вигляді це означає, що локальний спін-трансферний момент визначається дивергенцією спінового струму. Розглянемо з цієї точки зору роботу приладу спінтроніки, зображеного на рис. 33. Для розрахунку залежності спінового струму від координати необхідно розв'язати квантово-механічну задачу для електронів, що влітають у дріт зліва і пролітають його наскрізь з кількома розсіяннями на межах між нормальними металами та феромагнетиками

(кожна межа є розсіювачем у зв'язку з тим, що зонні структури даних матеріалів не збігаються). У найпростішій моделі припускається, що електронні зони є параболічними, а феромагнетик моделюється розщепленням зон зі спіном електрона вздовж і проти локальної намагніченості. Після розв'язання квантово-механічної задачі розсіювання, стає зрозумілим, що отриманий таким чином струм має стрибки лише на межах поділу між окремими елементами, тобто на поверхнях розділу між нормальними та феромагнітними матеріалами. Далі можна переконатися, що кожен стрибок спінового струму означає наявність моменту сили, сконцентрованого на межі поділу. Всередині ж магнітів похідна спінового струму дорівнює нулю, і моменти сил не виникають. Найбільшу складність при розрахунку моменту сили викликає необхідність знаходження суми внесків у повний момент від усіх рухомих електронів. Формули для спін-трансферних моментів сили:

$$T_1 = -g(P, \cos \theta) [n_1 \times [n_2 \times n_1]] j_p ,$$

$$T_2 = -g(P, \cos \theta) [n_2 \times [n_1 \times n_2]] j_p ,$$

в яких одиничні вектори n_1 та n_2 з кутом θ між собою визначають напрямки намагніченості першого та другого магнітних елементів, P означає спінову поляризацію феромагнетиків, $j_p = j/e$ є струмом частинок, а функція g називається фактором ефективності і має розраховуватись, виходячи з певної мікроскопічної моделі матеріалів або визначатись експериментально. Моменти сили T_1 і T_2 приводять до виникнення цілком несподіваної магнітної динаміки. Розглянемо спочатку ситуацію повної відсутності анізотропії в обох магнітах та знехтуємо дипольною взаємодією між ними. Легко пересвідчитись, що обидва вектори T лежать в одній площині (рис. 34) і повертають магнітні моменти в один бік. У результаті встановлюється рух, подібний до руху млина, коли вектори M рухаються разом, зберігаючи сталим кут між собою.

Спін-трансферний прилад перетворює енергію лінійного руху електронів у металі на енергію обертального руху магнітних моментів. Необхідно звернути увагу на питання передачі спінового моменту обертання при взаємодії спінполяризованого струму з кристалічною ґраткою і при його взаємодії з намагніченістю феромагнітної ділянки зразка, в яку входить спін-поляризований струм. Передача спін-трансферного моменту відбувається в обох випадках:

- У першому випадку вона відбувається за рахунок спінового розсіяння і врешті-решт спінґраткової релаксації, причиною якої, у загальному випадку, є спін-орбітальна взаємодія. Момент передається ґратці і може проявитися у виникненні обертального моменту зразка в цілому, подібно до ефекту Ейнштейна–де Гааза.
- У другому ж взаємодія спінових систем спін-поляризованого електричного струму і феромагнетика виявляється сильнішою за спінґраткову. Вона зумовлена обмінною взаємодією електронів спін-поляризованого струму і рухливих та локалізованих спін-поляризованих електронів феромагнетика, що мають певну намагніченість.

Тобто можна говорити про взаємодію спінового моменту, що переноситься струмом і намагніченості феромагнетика, яка (взаємодія) значно сильніша за спін-ґраткову релаксацію обох підсистем. Отже, спочатку формується спільний момент зв'язаних спінових підсистем струму і феромагнетика, кожна окрема підсистема свій момент не зберігає, а тому намагніченість феромагнетика може повертатися, якщо кристалографічна анізотропія відсутня чи мала. І вже потім ця зв'язана спінова система релаксує до кристалічної ґратки. У випадку, якщо спінова система феромагнетика достатньо жорстко прив'язана до певного напрямку у ґратці, зміна повного моменту зв'язаної спінової системи струму і феромагнетика відбувається через передачу моменту ґратці без повертання намагніченості феромагнітної ділянки зразка.

У реалістичних ситуаціях анізотропія магнітної енергії, яка прив'язує напрямок намагніченості до певних напрямів у кристалічній ґратці, чи анізотропія, створена, наприклад, деформацією, не є малою. Навпаки, моменти сил анізотропії можуть перевищувати спін-трансферні моменти, отже, ними не можна знехтувати. Цю обставину можна навіть використати для спрощення режиму функціонування приладу.

Розглянемо випадок, в якому магніт з “рухомою” намагніченістю має анізотропію типу “легка вісь”, причому напрямок спінової поляризації, створеної поляризатором, збігається з цією віссю (рис. 35).

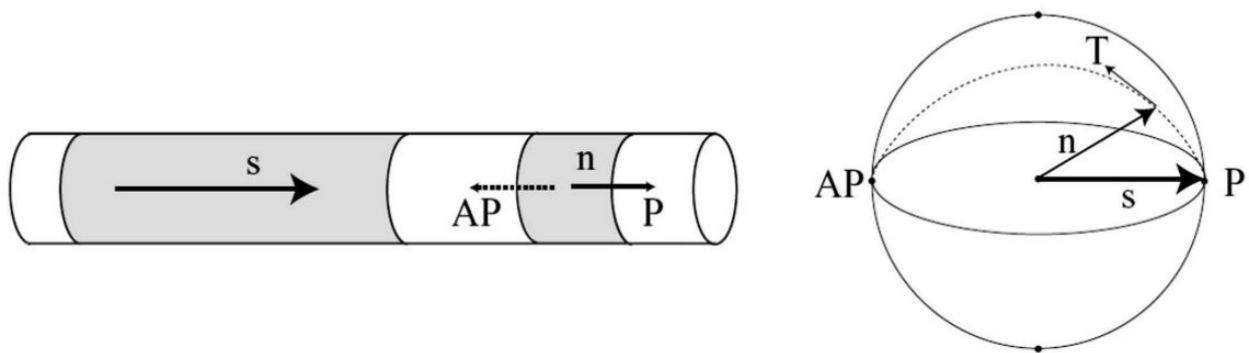


Рис. 35. Ліворуч – спін-трансферна система з сильною анізотропією типу “легка вісь”. Більший магнітний елемент відіграє роль поляризатора. Намагніченість меншого магнітного елемента може перемикатись між станами: P (паралельно до поляризатора) та AP (антипаралельно до поляризатора). Праворуч: діаграма руху одиничного вектора n , що визначає напрямок рухомого магніту. Напрямок поляризатора задається одиничним вектором s

Намагніченість меншого магнітного елемента має два рівноважних положення – одне вздовж напрямку орієнтації спінів поляризатора, (P), інше – проти нього, (AP). Якщо тепер подивитись на напрямок моменту сили, який діє на намагніченість маленького магніту, то згідно з формулами для моментів, залежно від знаку струму, він або відштовхує вектор n (напрямок намагніченості меншого магнітного елемента) від вектора s (напрямок поляризатора) або притягує його. Розглянемо паралельний стан системи (рис. 35). У випадку відштовхування n від s виникає конкуренція між тими силами,

що стабілізують рівновагу P та силою спін-трансферу, що фактично дестабілізує її. Ця конкуренція приводить до дестабілізації рівноваги P , якщо струм перевищує певне критичне значення. Рівновага AP при цьому залишається стабільною, і тому відбувається перемикання напрямку намагніченості рухомого магніту на 180 градусів. Важливо те, що стан AP теж можна дестабілізувати за допомогою струму. Для цього досить змінити його напрямок, в результаті чого спіновий момент сили змінить знак на протилежний. Тепер він буде притягувати вектор n до вектора s або, що те ж саме, відштовхувати його від вектора $(-s)$. Таким чином, опинимось в цілком симетричній ситуації, і знову буде існувати критичний струм, при перевищенні якого в системі відбудеться перемикання. Тепер треба звернути увагу на електричний опір системи у станах P і AP . З цієї точки зору спінтрансферна система на рис. 35 є звичайним спіновим клапаном (spin valve). Її опір залежить від кута між намагніченостями і має мінімум у стані P та максимум у стані AP .

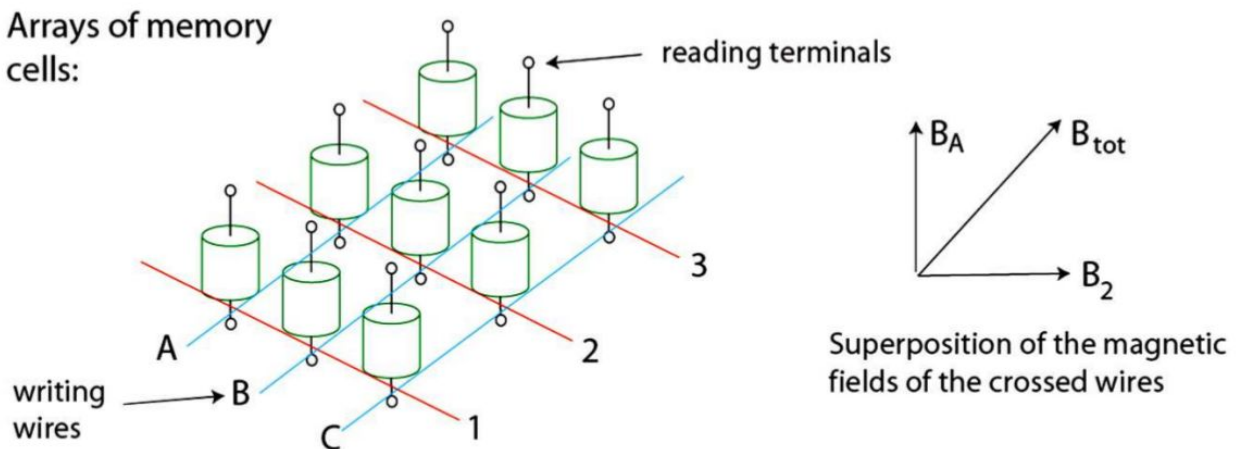
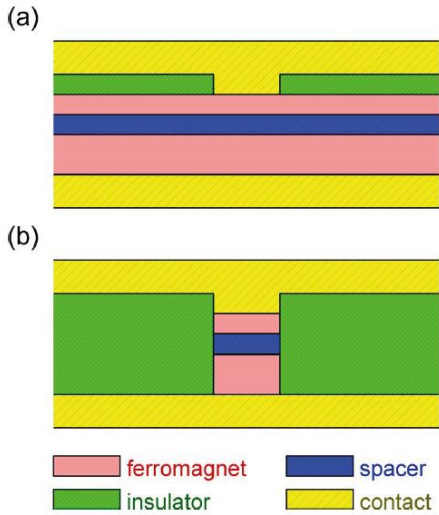


Рис. 36. Набір зі спінових клапанів, кожен з яких може функціонувати як елементарна комірка пам'яті

Можливість спін-трансферного перемикання станів за допомогою електричного струму певної величини утворює з спінового клапана повну комірку пам'яті на один біт (рис. 36). У такій комірці стан системи зберігається після імпульсу записуючого струму без подальшого сталого

підтримання струму чи магнітного поля, а зчитування інформації про її стан може бути реалізоване шляхом пропускання слабкого струму і вимірювання електричного опору. Запис інформації проводиться сильним струмом, який перевищує критичну величину. Відповідно, стан P може вважатись одиницею, а стан AP – нулем. Саме завдяки цій можливості використання спінових клапанів як самодостатніх елементів пам'яті і виник значний технічний інтерес у застосуванні явища перенесення спінового моменту струмом (спінтрансферу).

Спінтронний магнітний наноосцилятор



Дві можливі геометрії спінтронного наноосцилятора: (а) нанаконтакт і (б) наностовпчик. Напрямок струму розглядаємо знизу вгору. Верхній (тонкий) ферромагнітний шар є "вільним" магнітним шаром, тобто його намагніченість може змінювати свій напрямок під дією спін-поляризованого струму (за рахунок спін-трансфер ефекту). Знизу (більш товстий) - "фіксований" магнітний шар (протікаючи крізь нього струм набуває спінової поляризації). Намагніченість в "фіксованого" шару визначає

напрямок поляризації струму. Не магнітний прошарок (спейсер) може бути або немагнітним металом (наприклад, Cu) або тонким діелектриком (наприклад, MgO). У першому випадку (Cu) структура як правило, зветься спіновим клапаном на ефекті гігантським магнітоопору (ГМР), а в другому випадку це магнітним тунельним переходом (МТІ), і базується на тунельному магніто-опорі.

Важливо підкреслити, що в обох вище описаних геометріях поперечний переріз повинен бути нанорозмірним (тобто дуже малим), щоб створити дуже велику щільність струму порядку 10^8 А/см^2 . Ці великі струми необхідні для ясного прояву спін-трансфер (спін обертового) ефекту, який повинен компенсувати Гільбертове магнітне затухання в матеріалі "вільного" шару і запустити мікрохвильові коливання намагніченості цього шару.

Динаміку намагніченості у вільному магнітному шарі описує рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта-Слончевського :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \left[\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right] + \frac{\alpha(\xi)}{M_0} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] + \frac{\sigma_0 I f(r)}{M_0} \left[\vec{M} \times \left[\vec{M} \times \vec{e}_p \right] \right],$$

де $\gamma = g \mu_B / \hbar \approx 2\pi \cdot 2,8 \text{ MHz/Oe}$, g – фактор Ланде, μ_B – магнетрон Бора, \hbar – зведена стала Планка, \vec{H}_{eff} - ефективне поле, яке в межах теорії молекулярного

поля визначається через густину вільної енергії F як $\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial F}{\partial \vec{M}}$. Також тут

коефіцієнт σ_0 визначається як: $\sigma_0 = \frac{eg\mu_B}{2eM_0LS}$, \mathcal{E} – безрозмірний коефіцієнт спін-

поляризаційної ефективності, L – товщина «вільного шару», e – модуль заряду електрона, S – площа, крізь яку проходить струм, I – електричний струм, що проходить крізь «вільний» шар, $f(r)$ – безрозмірна функція, яка описує

просторовий розподіл струму, що протікає крізь через область «вільного» шару, \vec{e}_p – одиничний вектор в напрямку поляризації струму (зазвичай, він збігається з напрямком намагніченості «фіксованого» шару).

Використання СМНО:

Такі осцилятори можуть використовуватись для генерації електромагнітних коливань НВЧ під дією слабкого постійного електричного струму, а при більших значеннях струму – для перемикання намагніченості у "вільному" магнітному шарі СМНС, що є основою для створення якісно нового класу динамічної пам'яті – MRAM пам'яті. Зворотній ефект – поява спін-поляризованого електричного струму при макроскопічних змінах напрямку намагніченості у СМНС, стимульованих зовнішнім НВЧ сигналом, може використовуватись для детектування електромагнітних коливань за рахунок так званого спін-діодного ефекту у СМНС.

Модель нелінійного автогенератора Славійна-Тиберкевича

Славін та Тиберкевич розробили аналітичну теорію струм-індукованої генерації мікрохвильового випромінювання у магнітних наноструктурах на основі універсальної моделі (5) нелінійного автогенератора з негативним затуханням і нелінійним зсувом частоти.

Динаміка намагніченості у спітронному магнітному наноосциляторі (СМНО) загальному випадку описується рівнянням Ландау-Лівшиця-Гільберта-Слончевського (ЛЛГС):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] + T_G + Ts, \quad (0.1)$$

де T_G – доданок Гільберта (описує затухання), Ts – доданок Слончевського-Берже (описує спин-трансфер ефект або ефект переносу спінового моменту (spin-torque effect)).

Загальне ж рівняння для автогенераторів:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + i\omega(|c|^2)c + \Gamma_+(|c|^2)c - \Gamma_- (|c|^2)c = f(t),$$

де $c(t)$ – комплексна амплітуда прецесії, $\omega(|c|^2)$ – резонансна частота, $\Gamma_+(|c|^2)$ – «позитивне» або природне згасання, обумовлене втратами енергії, $\Gamma_- (|c|^2)$ – «негативне» згасання – доданок, що описує вплив зовнішнього або внутрішнього джерела енергії на систему, $f(t)$ – зовнішня сила.

Можна показати, що динаміка намагніченості також може описуватись цим рівнянням.

Якщо ввести комплексну амплітуду як $c = \frac{(M_x - iM_y)}{\sqrt{2M_0(M_0 + M_z)}}$, то вектор

$\vec{M} = M_0(1 - 2c^2)\vec{e}_z + M_0\sqrt{1 - c^2}[(\vec{e}_x + i\vec{e}_y)c + (\vec{e}_x - i\vec{e}_y)c^*]$ і рівняння ЛЛГС без урахування доданків Гільберта та Слончевського матиме вигляд:

$$\left(\frac{\partial c}{\partial t}\right)_{cons} = -i\omega(|c|^2) \cdot c.$$

Доданок Гільберта, що призводить до зменшення амплітуди спінової хвилі з

$$\text{часом.:} \left(\frac{\partial c}{\partial t}\right)_{damp} = -\Gamma_+(|c|^2) \cdot c,$$

де $\Gamma_+(|c|^2) = \Gamma_G(1 + Q|c|^2 + Q|c|^4)$, $\Gamma_G = \alpha_G\omega_0$, $Q = 2\omega_M/\omega_0 - 1$, $Q' = -2\omega_M/\omega_0$.

Доданок Слончевського: $\left(\frac{\partial c}{\partial t}\right)_{spin} = +\Gamma_{-}(|c|^2) \cdot c,$

де $\Gamma_{-}(|c|^2) = \sigma_0 I (1 - |c|^2)$. Коли струм проходить з «фіксованого» у «вільний» шар, $\Gamma_{-}(|c|^2)$ призводить до збільшення амплітуди з часом.

Остаточно отримуємо $\frac{\partial c}{\partial t} = \left(\frac{\partial c}{\partial t}\right)_{cons} + \left(\frac{\partial c}{\partial t}\right)_{damp} + \left(\frac{\partial c}{\partial t}\right)_{spin}$, що відповідає рівнянню для автогенератора.

Межі застосування теорії:

- 1) У осциляторі розглядаються монохроматичні коливання.
- 2) Система слабо консервативна, тобто можливий діапазон варіацій (збільшення або зменшення) амплітуди протягом одного періоду коливань має бути відносно невеликим.
- 3) Збудження коливань має бути "м'яким", тобто повинні збуджуватись поступово при зміні певного параметру. Наприклад поступовому зростанні струму або напруги (це залежить від типу осцилятора).

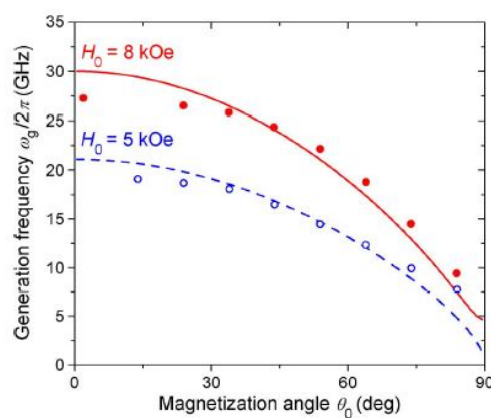
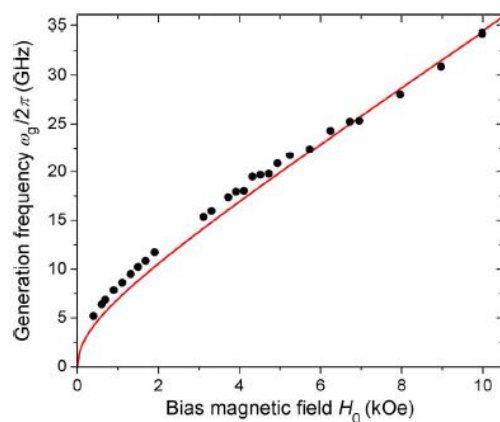
Розв'язок:

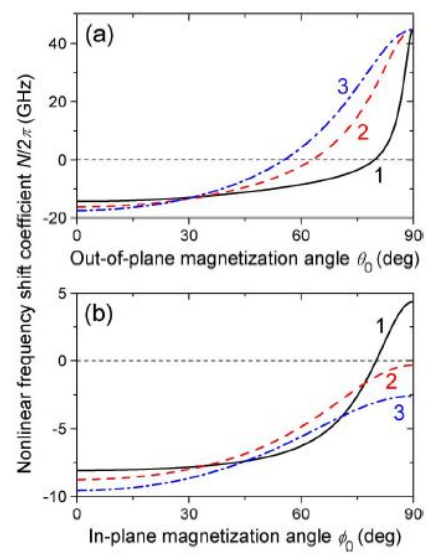
Для випадку відсутнього зовнішнього впливу стаціонарний розв'язок:

$$\frac{dp}{dt} = -2[\Gamma_{+}(p) - \Gamma_{-}(p)]p \quad \text{Де } p = |c|^2. \quad \text{Для виникнення генерації струм повинен перевищувати пороговий: } I_{th} = \frac{\Gamma_G}{\sigma}.$$

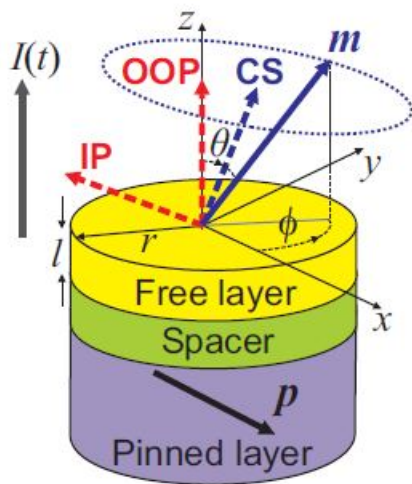
$$\frac{d\phi}{dt} = -\omega(p).$$

Частота генерації: $\omega_g = \omega_0 + N \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q}$. Для останнього малюнку 1- Н=10кЕрстед, 2 - 15кЕ, 3 – 20 кЕ.





Спінтронний магнітний мікрохвильовий нанодетектор



Спінтронний магнітний мікрохвильовий нанодетектор (СМНД) являє собою багатошарову наноструктуру побудовану на магнітному тунельному переході. У такій структурі можна виділити: закріплений магнітний шар (pinned layer (PN)), немагнітний прошарок (spacer), вільний магнітний шар (Free layer (FL)).

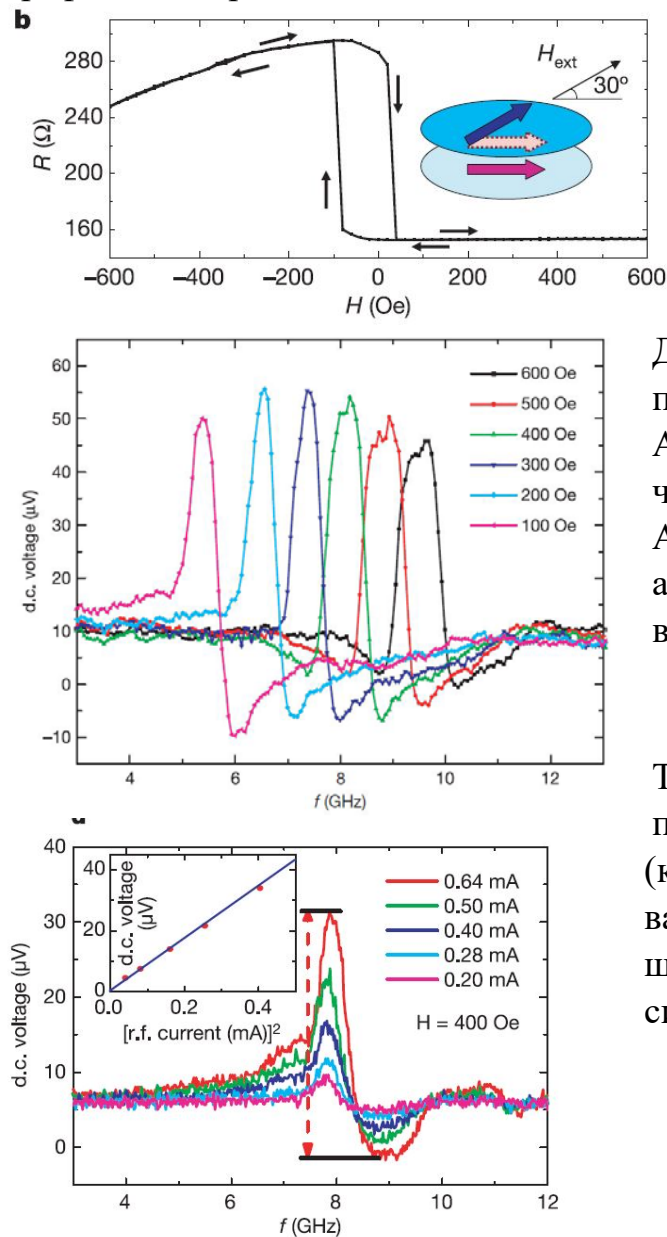
При протіканні струму через PN (або ЗМШ) він стає спін-поляризованим і далі у вільному магнітному шарі викликає прецесію намагніченості за рахунок спін-обертового ефекту (або спін-трансфер ефекту (spin-torque effect)). Прецесія намагніченості вільного магнітного шару відбувається навколо деякого рівноважного положення. Це положення залежить від зовнішнього магнітного поля (його напрямку) та полів анізотропії самої структури (залежать від форми і тд). Якщо зовнішнє поле прикладене паралельно до площини FL, то прецесія відбувається у цій самій площині (in plane прецесія, IP на малюнку). Якщо поле напрямлене вздовж осі Z (тобто перпендикулярно до площини), то це out of plane (OOP) прецесія. Для IP та OOP АЧХ будуть різними, але про це пізніше.

Через прецесію намагніченості FL електричний опір структури $R(t)$ змінюється у часі у відповідності до ефекту тунельного магнітоопору (ТМО). Взаємодія осциляцій опору та струму призводить до того, що на структурі спадає постійна напруга, яка може бути легко виміряна. Цей ефект має назву спін-діодного. Це і дозволяє використовувати СМНД як частотний детектор.

В IP режимі осциляції намагніченості носять резонансний характер (резонансна частота приблизно відповідає частоті феромагнітного резонансу ВМШ). За формулою Кіттеля це: $f_{\text{res}} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{B_0(B_0 + \mu_0 M_s)}$, де B_0 -зовнішнє поле, M_s – намагніченість насичення, γ – гіромагнітне співвідношення. Ширина смуги резонансу: $\Gamma = \left(\frac{\alpha_G \gamma}{2\pi}\right) (B_0 + 0.5\mu_0 M_s)$, α_G – стала затухання Гільберта.

Одна з ключових робіт щодо таких детекторів це: **Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions** / A.A. Tulapurkar [et al.] // Nature

Графіки з цієї роботи:



Перший це магнітоопір структури в залежності від зовнішнього магнітного поля (амплітуди та напрямку).

Другий це власне АЧХ. Чим більше поле тим більше резонансна частота. А на третьому для різних струмів через структуру.

АЧХ наближено можна апроксимувати кривою Лоренца вигляду:

$$U_{dc} = \frac{P_{rf} \epsilon_{res} \Gamma^2}{\Gamma^2 + (f - f_{res})^2}$$

Тобто вихідна напруга залежить від потужності вхідного сигналу (квадратичний детектор), вольт-ватної чутливості структури ϵ_{res} , ширини смуги ФМР Γ , та частоти сигналу.