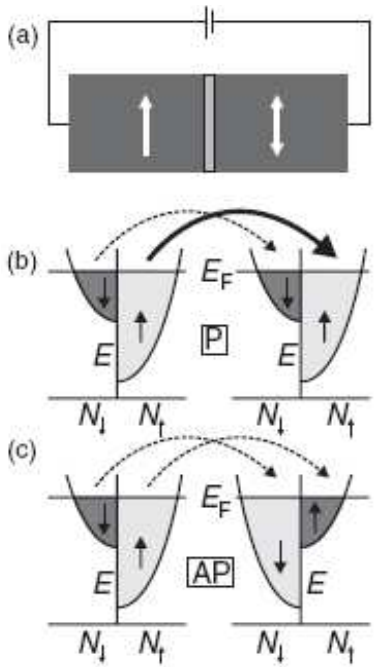


Рис. 20. Схематичне зображення ТМО пристрою, який складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір), розділених діелектричним бар'єром (світло-сірий колір) (*a*). Конфігурація намагніченості ФМ електродів може бути паралельною або антипаралельною, як це позначено білими стрілками. Підзони для електронів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

фліп параметра $\delta_{\mathrm{NMM1/NMM2}}$ для різних пар металів. Цей параметр характеризує імовірність W спін-фліп розсіювання на інтерфейсі НММ1/НММ2:

$$W = \left[1 - \exp(\delta_{\mathrm{NMM1/NMM2}})\right]. \tag{17}$$

Слід зазначити, що для інтерфейсу між міддю й іншим металом спін-фліп параметр збільшується зі збільшенням атомного номера елемента, тобто $\delta_{\mathrm{NMM1/NMM2}}$ є найменшим для Ag та V і найбільшим для Pt та W.

4. Основні явища магнітної спінтроніки

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

$$D = I/I_0, \tag{18}$$

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 [155]:

$$D \approx \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U_0 - V)}L\right], \tag{19}$$

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 Å) коефіцієнт прозорості для електронів ($m \approx 10^{-30}$ кг) буде $D \approx 0,04$. Якщо ж $L = 10^{-9}$ м, то за тих же умов $D \approx 8 \cdot 10^{-15}$. Прозорість бар'єра зменшується зі збільшенням маси частинки і різниці $U_0 - V$.

Якщо електроди[16] 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 ($N_\uparrow(E_\mathrm{F})$ і $N_\downarrow(E_\mathrm{F})$ відповідно). 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.

[16] Часто електроди в тришарових структурах називають просто "контакти".

Беручи за основу роботи Тедрова та Месервея [102] 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 [103]:

$$\mathrm{TMR} = \frac{R_{\mathrm{AP}} - R_{\mathrm{P}}}{R_{\mathrm{P}}} = \frac{G_{\mathrm{P}} - G_{\mathrm{AP}}}{G_{\mathrm{AP}}} = \frac{2P_1^{\mathrm{F}} P_2^{\mathrm{F}}}{1 - P_1^{\mathrm{F}} P_2^{\mathrm{F}}}, \qquad (20)$$

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

$$P_i^{\mathrm{F}} = \frac{N_{i\uparrow}(E_{\mathrm{F}}) - N_{i\downarrow}(E_{\mathrm{F}})}{N_{i\uparrow}(E_{\mathrm{F}}) + N_{i\downarrow}(E_{\mathrm{F}})}, \quad i = 1, 2. \qquad (21)$$

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 [104]. 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 [156] 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 слабко залежить від напруги [157]. 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 [158–160].

Значення ТМО в тунельних контактах досягають декількох сотень процентів [161–163] у порівняно невеликих магнітних полях. Цього достатньо, щоб ТМО пристрої були комерційно привабливими для розробки на їх основі елементів для зчитування інформації в

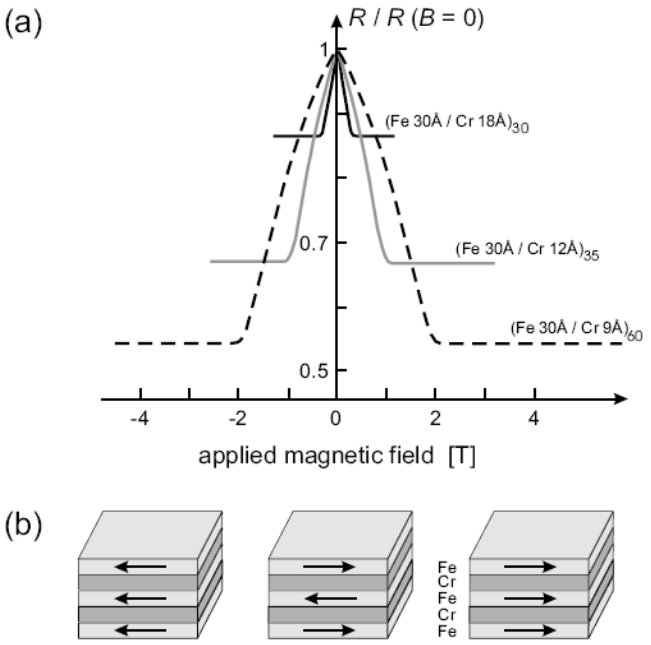


Рис. 21. Магнітоопір багатошарових структур Fe/Cr при 4,2 K (a). Напрямки електричного і магнітного полів паралельні площині шарів (запозичено з роботи [105]); орієнтація намагніченості в окремих шарах Fe за умов від'ємного поля (зліва), додатного (справа) і за відсутності зовнішнього магнітного поля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

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) [164].

4.2. Гігантський магнітоопір

Перші повідомлення про великі значення магнітоопору у багатошарових структурах ФММ – НММ з'явилися в 1988–1989 роках [105, 106]. Залежності магнітоопору MR від індукції прикладеного магнітного поля B 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 ан-

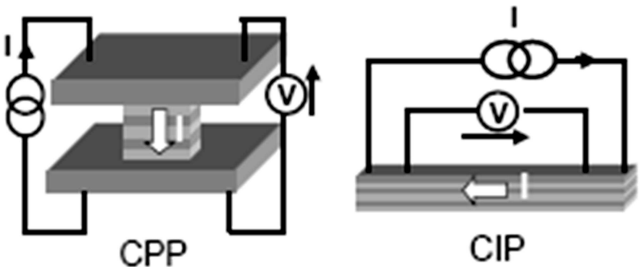


Рис. 22. Схематичне зображення СПП (зліва) та СВП (справа) конфігурацій ГМО структур

типаралельної на паралельну та навпаки. При паралельній конфігурації ГМО структура, зазвичай (але не обов'язково), має менший електричний опір.

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 *непрямим чином*. Як і у випадку ТМО, на початковому етапі розгляду будемо вважати, що спін-фліп розсіюванням можна знехтувати, тобто $\tau_{\uparrow\downarrow}, \tau_{\downarrow\uparrow} \to \infty$. Відсутність переходів між спіновими моментами, направленими "вгору" і "вниз", робить можливим застосування двоканальної моделі [9, 165], 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).

4.2.1. СВП-геометрія ГМО

Перші ГМО структури мали СВП конфігурацію, оскільки процес їх виготовлення є одним із найпростіших. У СВП ГМО пристрої електрони зі спіновим магнітним моментом, паралельним намагніченості ФМ шару, розсіюються слабше, ніж ті, магнітний момент яких має протилежний напрямок. Тобто, електричний струм у кожному з контактів переноситься, головним чином, мажоритарними носіями. Але електрони у процесі руху переходять з одного контакту у другий через НМ спейсер, зберігаючи переважно

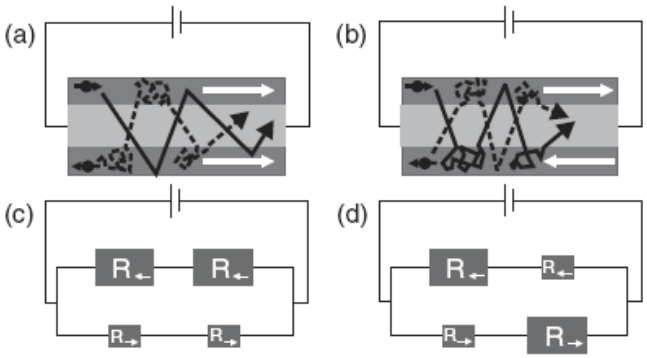


Рис. 23. Схематичне зображення СВП ГМО пристрою, що складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір) і немагнітного спейсера (світло-сірий колір) для паралельної (a) та антипаралельної (b) конфігурацій намагніченості. Напрямки намагніченості позначено білими стрілками. Траєкторії руху двох електронів із різними напрямками спінів позначено суцільною та пунктирною чорними лініями. Наведено еквівалентні електричні схеми для випадку паралельної (c) та антипаралельної (d) конфігурацій. Більший резистор означає більший електричний опір у результаті підсиленого розсіювання електрона зі спіном певного напрямку

свій напрямок спіну. Тобто, для кожного з напрямків спіну в системі в цілому формується свій канал струму.

Коли магнітні моменти обох ФМ шарів направлені паралельно (рис. 23,a), електричний опір спінового каналу з мажоритарними для обох контактів носіями є малим, проте опір іншого, міноритарного каналу – великий. Оскільки обидва канали включені паралельно, загальний опір визначається меншим із опорів і є відносно малим (рис. 23,c). Інша картина наявна у випадку антипаралельної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів (рис. 23,b). Електрони, мажоритарні для одного ФМ шару, потрапляючи в інший ФМ шар, стають міноритарними для цього шару. Тому носії заряду в обох каналах, що прийшли з сусіднього із іншою спіновою орієнтацією, відчувають значне розсіювання, результатом чого є значна величина загального опору (рис. 23,d). Критичним розміром у випадку СВП конфігурації є довжина вільного пробігу електрона. Для наявності відчутного ГМО ефекту необхідно, щоб товщина НМ спейсера була меншою за довжину вільного пробігу, а товщина ФМ шарів – менша за довжину вільного пробігу для мажоритарних носіїв. Зазначимо, що довжина вільного пробігу електрона завжди менша за довжину спінової дифузії, тобто відстані, пересуваючись на яку електрон зберігає орієнтацію спіну, хоча при цьому і розсіюється, змінюючи швидкість і/або напрям руху.

4.2.2. СПП-геометрія ГМО

Фізичні принципи, які лежать в основі СПП ГМО, дещо відрізняються від таких для СВП конфігурації. Прикладемо електричну напругу перпендикулярно до площини структури, в якій пласкі ФМ металеві контакти розділено тонким немагнітним металевим шаром спейсера (рис. 24). У перенесенні електричного заряду будуть брати участь як міноритарні, так і мажоритарні носії, але струм у кожному з каналів буде відрізнятись один від одного. Причиною цього є асиметрія спінових підзон у феромагнетику, з якого інжектуються носії заряду. Під час протікання електричного струму через систему ФМ контакт – НМ спейсер в останній буде інжектуватись різна кількість носіїв зі спіновими магнітними моментами, направленими "вгору" та "вниз". Потрібен деякий час, щоб у системі встановилась рівновага і кількість носіїв у каналах зрівнялась. Протягом цього часу носії заряду пройдуть скінченну відстань, результатом чого є те, що в немагнітному матеріалі, в деякій області поблизу феромагнетика формується нерівноважна намагніченість. Величина нерівноважної намагніченості визначається надлишком носіїв у одному каналі порівняно з іншим і зменшується зі збільшенням відстані до ФМ контакту. Таке явище отримало назву *спінової акумуляції*.

Спінову акумуляцію визначають як різницю між електрохімічним потенціалом для електронів зі спіном "вгору", $\mu_\uparrow$, і електрохімічним потенціалом для електронів зі спіном "вниз", $\mu_\downarrow$. Величина спінової акумуляції залежить від співвідношення між швидкістю інжектування нерівноважних носіїв заряду в немагнітний метал та часом спінової релаксації, і експоненціально спадає зі збільшенням відстані:

$$\mu_\uparrow - \mu_\downarrow = \exp(-l/l_{\rm sd}), \qquad (22)$$

де l – відстань від межі ФМ–НМ, а $l_{\rm sd}$ – довжина спінової дифузії в НМ спейсері. Зазвичай концентрація надлишкових спінів, які є результатом спінової акумуляції, на декілька порядків нижча за концентрацію носіїв заряду в НМ спейсері. Незважаючи на це, спінова акумуляція все ж таки піддається вимірюванням. Кількісну характеристику спінової акумуляції можна отримати, розміщуючи інший ФМ контакт, *спіновий детектор*, на такій відстані від спінового інжектора, яка менша або порівнянна з довжиною спінової релаксації.

Скінченна величина спінової акумуляції в точці детектування означає, що густини носіїв "спін-вгору" і "спін-вниз" є різними. Проходження носіїв заряду

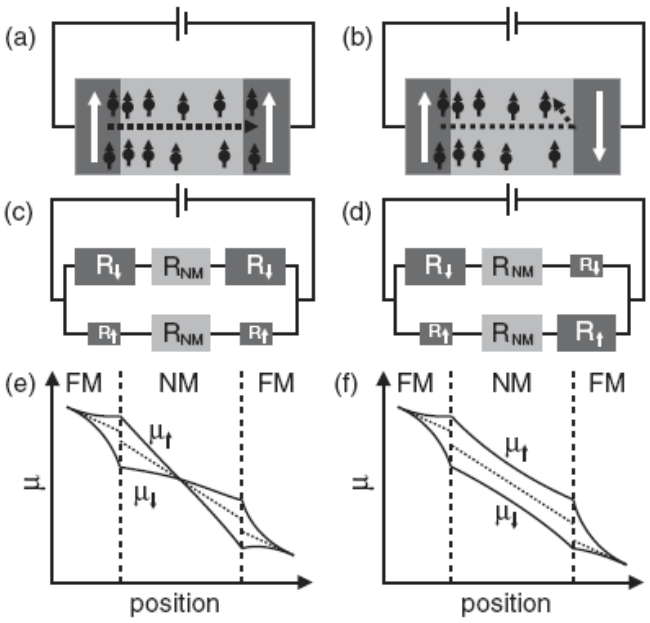


Рис. 24. Схематичне зображення СПП ГМО пристрою, що складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір) і немагнітного спейсера (світло-сірий колір) для паралельної (a) та антипаралельної (b) конфігурацій намагніченості. Напрямки намагніченості позначено білими стрілками. Пунктирні стрілки означають спіновий струм. Наведено еквівалентні електричні схеми для випадку паралельної (c) та антипаралельної (d) конфігурацій. Більший резистор означає більший електричний опір в результаті підсиленого розсіювання електрона зі спіном певного напрямку. Побудовано графік розподілу електрохімічного потенціалу μ для електронів із різною орієнтацією спінів для випадків паралельної (e) та антипаралельної (f) конфігурацій намагніченості. Пунктирними лініями позначено значення електрохімічних потенціалів, до яких вони прямують на великих відстанях

є більшим, коли намагніченість спінового детектора паралельна до результуючого спінового магнітного моменту на межі поділу НМ спейсер – спіновий детектор. Як і у випадку з СВП ГМО, СПП ГМО також можна описати шляхом введення схеми еквівалентних резисторів (рис. 24,*c*,*d*).

Більш повного теоретичного опису СПП ГМО, що ґрунтується на рівнянні Больцмана, вдалося досягти Валету та Ферту [97]. Їхня модель дозволяє обчислити електрохімічні потенціали для двох напрямків спінів (рис. 24,*e*,*f*) і показує, що існує розщеплення електрохімічних потенціалів на межах поділу НМ–ФМ контактів. Вона також показує, що падіння напруги (яке представлене розривами в асимптотах на рисунку) на межах поділу відмінне для паралельної і антипаралельної конфігурацій. Важливо зазначи-

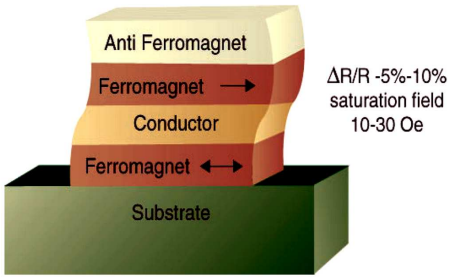


Рис. 25. Структура спінового клапана

ти, що критичною довжиною в СПП ГМО пристроях є довжина спінової дифузії, на відміну від СВП ГМО, де такою величиною є довжина вільного пробігу. Оскільки спінова акумуляція експоненціально спадає зі збільшенням відстані від інжектора, величина ГМО також експоненціально залежить від відстані між інжектором і детектором. Цей факт може бути використаний для визначення довжини спінової релаксації в матеріалах.

Крім описаних вище тришарових СВП і СПП конфігурацій, ГМО також спостерігається в багатошарових структурах [105], гранулярних системах [166] та наноконтактах [167].

4.2.3. Види ГМО структур

У ГМО структурах зовнішнє магнітне поле використовується для зміни відносної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів, і у більшості випадків це є зміна з антипаралельної на паралельну конфігурацію. Залежно від того, яким чином досягнуто антипаралельну конфігурацію у початковому стані (коли зовнішнє поле відсутнє), розрізняють три типи ГМО структур [168].

Багатошарові плівки, зв'язані антиферомагнітно. Типовими представниками цього класу є багатошарові плівки Fe/Cr, Co/Cu, а також NiFe/Ag. Робота таких структур ґрунтується на такому факті. Зв'язок між ФМ шарами через НМ прошарок визначається залежною від взаємної орієнтації спінів (намагніченостей) цих шарів взаємодією. Диполь-дипольна взаємодія для пласких шарів із товщинами, набагато меншими за лінійний розмір шарів у площині, є нехтовно малою, а пряма обмінна взаємодія між цими шарами відсутня, бо хвильові функції магнітних іонів у сусідніх шарах не перекриваються (згадаємо, що шари розділені спейсером, набагато товщим за типовий іонний радіус). Але металеві ФМ шари і немагнітний спейсер мають спільну систему електронів провідності. Внаслідок цього виникає непряма обмінна взаємодія сусідніх шарів, яка є проявом РККІ взаємодії для відповідної структури. Як і звичайна РККІ взаємодія, вона виявляється осцилюючою функцією товщини НМ прошарку і може набувати як антиферомагнітного, так і феромагнітного характеру. Підібравши відповідним чином товщину НМ прошарку, можна досягти антипаралельної конфігурації магнітних моментів ФМ шарів у початковому стані. Такі багатошарові плівки показують великі значення магнітоопору. Проте поля, які потрібні для того, щоб перебороти антиферомагнітну взаємодію, є досить великими (близько 1 кЕ), що значно звужує коло практичних застосувань[17].

Багатошарові плівки з подвійною коерцитивністю. Типовим прикладом таких структур є багатошарові плівки Py/Cu/Co/Cu, де Py – це пермалой $Ni_{80}Fe_{20}$. Оскільки коерцитивна сила пермалою менша за коерцитивну силу кобальту ($H_c^{\text{Py}} < H_c^{\text{Co}}$), то в певному діапазоні зовнішнього магнітного поля орієнтація сусідніх магнітних шарів буде паралельною (наприклад, при $H > H_c^{\text{Co}}$), а в інших – антипаралельною (наприклад, у проміжку $H_c^{\text{Py}} < H < H_c^{\text{Co}}$). Такі структури також показують великі значення магнітоопору (десятки відсотків у полях до 100 Е). Недоліком є те, що у слабких полях, достатніх для перемагнічування пермалоєвого шару, магніторезистивний відгук залежить від магнітної передісторії кобальтового шару. Також (ефективна) коерцитивна сила пермалоєвого шару в таких структурах може змінюватись під дією магнітостатичної взаємодії з боку кобальтового шару.

Спінові клапани. Такі структури складаються з двох ФМ металевих шарів, розділених немагнітним металевим прошарком, а також з додаткового шару, зазвичай антиферомагнітного (рис. 25).

Обмінна взаємодія, яка виникає між АФМ шаром та прилеглим до нього ФМ шаром, фіксує напрямок намагніченості останнього і робить його нечутливим до магнітних полів середньої величини (порядку кілоерстедів). Товщина НМ прошарку вибирається таким чином, щоб ФМ шари не взаємодіяли між собою або взаємодія між ними була мінімальною. Оскільки зв'язок між ФМ шарами досить слабкий, зміна магнітної конфігурації від антипаралельної до паралельної може відбуватися в слабких магнітних полях (порядку одиниць або десятків Ерстедів), що робить такі системи одними з найчутливіших в області слабких ма-

[17] Виключенням є багатошарові структури NiFe/Ag, для яких насичення може досягатися в полях близько 100 Е.

гнітних полів. Із всіх вищеназваних ГМО структур спінові клапани є найбільш перспективними з точки зору використання в елементах прикладних застосувань. Саме вони використовуються в сучасних елементах зчитування в накопичувачах інформації на жорстких дисках і є одними з імовірних кандидатів для використання в комірках магнітної пам'яті з довільним доступом.

4.2.4. Проблема невідповідності опорів

Фундаментальною проблемою, яка утруднює спінову інжекцію з ФМ металу в напівпровідник, є так звана проблема невідповідності опорів. Зазвичай провідність напівпровідника значно менша, ніж провідність металу. З практичної точки зору головною цінністю ГМО структур є здатність керувати величиною електричного опору ФМ шарів шляхом зміни відносної орієнтації їхніх намагніченостей. Якщо сумарний електричний опір системи ρ_{Σ} головним чином визначається опором напівпровідника, то навіть за умови суттєвої різниці $R_{\downarrow}^{\mathrm{FM}} - R_{\uparrow}^{\mathrm{FM}}$, загальна зміна ρ_{Σ} під дією магнітного поля буде незначною. Це добре видно з резисторної моделі, показаної на рис. 24: якщо опір НМ матеріалу R_{NM} є домінуючим, то зміна всіх інших опорів практично не впливає на сумарний опір.

Є два можливих шляхи вирішення цієї проблеми. Перший – це збільшення різниці $R_{\downarrow}^{\mathrm{FM}} - R_{\uparrow}^{\mathrm{FM}}$ шляхом використання повністю спін-поляризованих ФМ матеріалів, так званих *половинних металів* [169]. Річ у тім, що у класичних ФМ матеріалах, таких як Fe, Ni чи Co, електрони провідності мають $4s$ характер, а феромагнітно вишикуваними, і, отже, повністю поляризованими загалом є електрони $3d$-зони, які у значній мірі є локалізованими. Обмінна $s-d$-взаємодія веде до значного спінового розщеплення s-зон провідності (хоч і порівнянного, але меншого за їх енергію Фермі) і лише часткової спінової поляризації електронів цієї зони. Електронна структура такого типу приводить до того, що спінова поляризація на рівні Фермі виявляється значно нижчою за 100%: так, навіть у кобальті, який у цьому сенсі має найкращі характеристики, спінова поляризація P^{F} дорівнює лише 45% [170]. У половинних металах спінові підзони тих електронів, які здійснюють провідність, розщеплені внутрішньооболонковою (хундівською) взаємодією на величину енергії, що перевищує фермівську. Як наслідок, рівень Фермі перетинає лише одну спінову підзону і, таким чином, спінова поляризація наближається до 100% за не дуже високих температур. Звичайно, залишається також питання, наскільки ефективно спінова поляризація ФМ металу передасться через ФМ/НМ межу поділу.

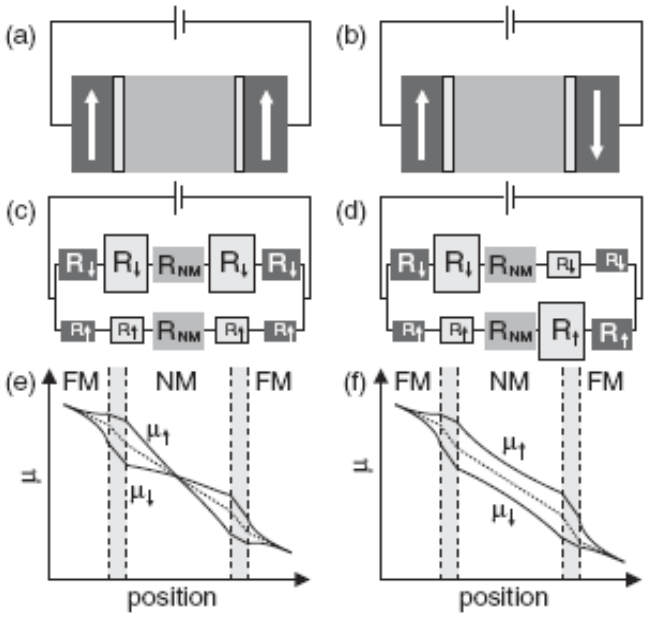


Рис. 26. Схематичне представлення СПП ГМО пристрою, що складається з двох ФМ електродів (темно-сірий колір), розділених немагнітним спейсером (світло-сірий колір) і тунельними бар'єрами (світло-сірий колір з чорною окантовкою), для випадків паралельної (a) та антипаралельної (b) конфігурацій намагніченості. Наведено еквівалентні електричні схеми для випадку паралельної (c) та антипаралельної (d) конфігурацій. Побудовано графік розподілу електрохімічного потенціалу μ для електронів із різною орієнтацією спінів для випадків паралельної (e) та антипаралельної (f) конфігурацій намагніченості. Пунктирними лініями позначено значення електрохімічних потенціалів, до яких вони прямують на великих відстанях

Іншим можливим шляхом вирішення проблеми невідповідності опорів є введення додаткового спін-залежного опору [171,172]. Таким спін-залежним опором може бути тунельний бар'єр між ФМ контактом і напівпровідниковим прошарком. Його введення робить більшим внесок у різницю опорів між паралельною і антипаралельною конфігураціями, як це схематично показано на рис. 26,*c,d*. У моделі Валета – Ферта це приводить до більшого спінового розщеплення на інтерфейсах і до більшої різниці в падінні напруги для двох конфігурацій (див. рис. 26,*e,f*).

4.3. Колосальний магнітоопір

Вище було описано, що у штучно створених багатошарових структурах перенесення заряду між двома ФМ шарами, розділеними немагнітним, залежить від

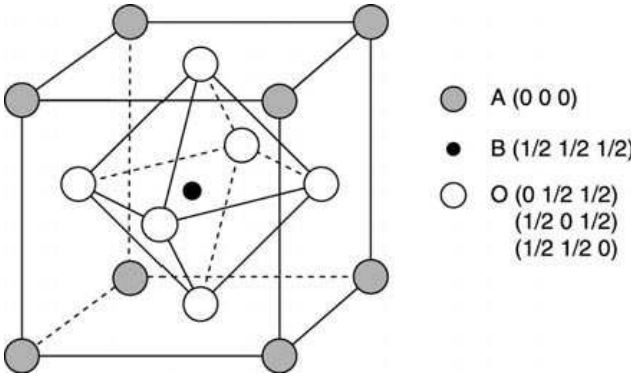


Рис. 27. Схематичний вигляд кубічної перовскітної структури ABO_3

взаємної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів. Такі структури можуть демонструвати магнітоопір, значення якого досягають декількох десятків відсотків у помірних магнітних полях. Виявляється, що у природі існують матеріали, у яких подібну структуру реалізовано на атомарному рівні і магнітоопір яких у доступних для використання полях може наближатися до 100%, а магніторезистивний коефіцієнт, відповідно, до сотень тисяч процентів. Такими матеріалами є складні сполуки, у яких за певних умов реалізуються переходи від парамагнітного ізолюючого чи слабо провідного стану до стану феромагнітного половинного металу. Нині знайдено чимало подібних сполук, хоча найбільш популярними з них є так звані перовскітові манганіти – матеріали на основі $R\mathrm{MnO}_3$, де R – це рідкісноземельний елемент. У сполуках цього класу магнітоактивні іони марганцю (аналог ФМ електрода) розділені іоном кисню (аналог спейсера), і за певних умов перенесення заряду в ланцюзі Mn–O–Mn буде залежати від взаємної орієнтації магнітних моментів іонів Mn.

Необхідною умовою досягнення високих значень магнітоопору є заміщення частини рідкісноземельних іонів R^{3+} на іони одно- чи двовалентних елементів або створення вакансій у кисневій підґратці. Такі заміщення приводять до появи значної кількості рухливих носіїв заряду, на противагу до вихідної сполуки $R\mathrm{MnO}_3$, де всі електрони є локалізованими. У найпростішому розгляді іони Mn в заміщених манганітах перебувають у різних зарядових станах – Mn^{3+} і Mn^{4+}, і, оскільки вони у ґратці кристала є еквівалентними, то між ними виникає можливість перенесення електрона, яке при цьому змінює їхні зарядові стани. Залежність ймовірності перенесення електрона у такому процесі від відносного спінового стану іонів було теоретично розглянуто Зінером [173] і вона отримала у літературі назву моделі подвійного обміну. Саме в заміщених перовскітових манганітах $R_{1-x}M_x\mathrm{MnO}_3$ (M = Ba, Sr, Ca, Na, K та ін.) реалізується унікальна ситуація: електрони $3d$-оболонки марганцю беруть участь як у магнітному обміні, так і у процесі перенесення заряду. Завдяки цьому перехід від парамагнітного до феромагнітного стану виявляється суміщеним з переходом від ізолюючого чи слабопровідного стану до металічного. Метал, який виникає, є металом половинним, тобто хундівська енергія розщеплення між станами іонів з різними повними спінами є більшою за енергію Фермі металу, що утворився. Тому спінова поляризація електронів, котрі відповідають за провідність, може досягати тут 100%, а магнітоопір – рекордних значень.

Слід зазначити, що досягти рекордно високих значень MR (∼100%) вдалося лише наприкінці XX століття, коли розвиток технології дозволив отримати високоякісні плівки та монокристали складних оксидів, включаючи заміщені перовскітові манганіти $R_{1-x}M_x\mathrm{MnO}_3$ [174, 175]. Для того, щоб підкреслити надзвичайно високі значення MR у останніх, було введено термін *колосальний магнітоопір*[18] (КМО), а за заміщеними перовскітовими манганітами закріпилась назва *матеріали з колосальним магнітоопором* або *КМО-манганіти*. Таку назву було застосовано значною мірою ще й тому, що термін "гігантський магнітоопір" був на час відкриття надзвичайно високого магнітоопору в манганітів уже зайнятий.

4.3.1. Кристалографічна структура

Структура заміщених оксидів $R_{1-x}M_x\mathrm{MnO}_3$ (M = Ba, Sr, Ca та ін.) близька до структури кубічного перовскіту. Елементарну комірку перовскіту CaTiO_3, від якого походить назва структури, зображено на рис. 27 [176]. Великі за розмірами тривалентні іони R та двовалентні іони M займають вузли A з координаційним числом 12. Менші іони Mn, які, в разі заміщення частини тривалентних іонів R^{3+} двовалентними M^{2+}, можуть перебувати у станах як Mn^{3+}, так і Mn^{4+}, розміщені у центрі кисневого октаедра. Вони займають вузли B з координаційним числом 6. Для стехіометричного оксиду частка іонів Mn, які перебувають у зарядових станах 3+ та 4+, дорівнює $1-x$ та x відповідно [177].

Важливою умовою виникнення структури перовскіту є сприятливий розмір катіонів. Межі, в яких

[18] У англомовній літературі – colossal magnetoresistance (CMR).

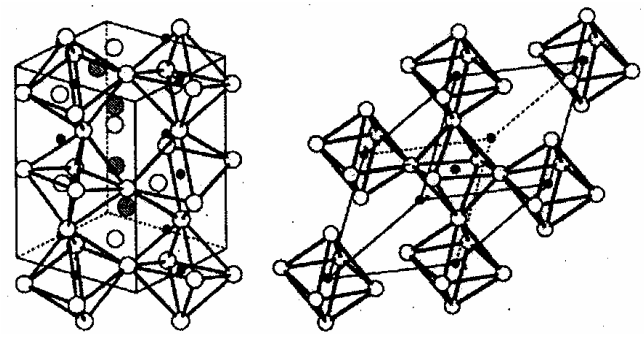


Рис. 28. Схематичне зображення орторомбічно (зліва) та ромбоедрично (справа) деформованої перовскітної структури

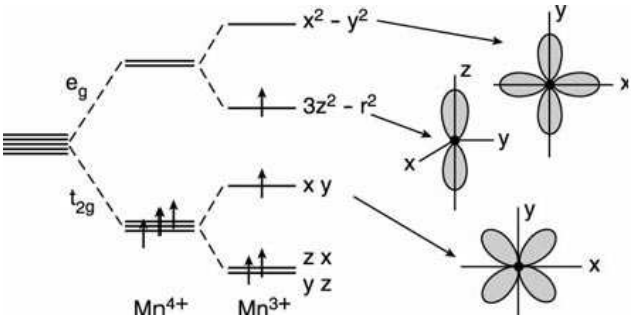


Рис. 29. Енергетичні рівні та орбіталі іонів Mn^{4+} і Mn^{3+} у кристалічному полі кубічної та тетрагональної симетрії

структура перовскіту є стійкою, визначаються фактором толерантності:

$$t = (r_A + r_O)/\sqrt{2}(r_B + r_O), \qquad (23)$$

де r_A, r_B та r_O означають, відповідно, радіуси іонів у вузлах A, B і кисню. Структура перовскіту стабільна при $0,89 < t < 1,02$ [176]. При цьому $t = 1$ відповідає ідеальній кубічній щільно упакованій ґратці. У реальних манганітах t може відхилятися від 1. Так, в області низьких температур деякі з цих сполук, зазвичай, мають кристалічну ґратку з більш низькою симетрією, зокрема, ромбоедричною або орторомбічною (рис. 28) [178].

Сполуки структурного типу ABO_3 відносяться до більш загального класу сполук – фаз Раддлесдена–Поппера, які характеризуються загальною формулою $(R,M)_{n+1}Mn_nO_{3n+1}$. Вони містять n зв'язаних шарів октаедрів MnO_6, розділених шарами $(R,M)O$ зі структурним впорядкуванням типу кам'яної солі. Випадок $n = \infty$ відповідає звичайному перовскіту. Деякі сполуки з $n = 1$ та $n = 2$ можуть бути отримані у вигляді монокристалів, але для $n = 3$ вдається вирощувати лише тонкі плівки [177]). Структура $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$ містить подвійні шари Mn, відділені один від одного немагнітними шарами. Ця квазідвовимірна структура приводить до оригінальних анізотропних магнітних та електричних властивостей [177–179].

4.3.2. Електронна структура

У ізольованому іоні перехідного металу для $3d$-електрона доступні п'ять вироджених орбітальних станів з $l = 2$ [180]. У кристалі виродження за проекцією орбітального моменту частково знімається кристалічним полем. Так, у випадку кубічної симетрії п'ятикратно вироджений d-рівень розщеплюється кубічним полем на два рівні, один з яких є трикратно орбітально-виродженим (так званий t_{2g}-рівень), а інший – двократно (e_g-рівень). Для MnO_6 – октаедра розщеплення між нижчим з цих рівнів (t_{2g}) та e_g-рівнем дорівнює $\Delta \sim 1{,}5$ еВ (рис. 29). Для іонів Mn^{3+} та Mn^{4+} внутрішньоатомна кореляція встановлює паралельне розташування електронних спінів (перше правило Хунда); відповідна хундівська обмінна енергія величиною близько 2,5 еВ є більшою, ніж розщеплення Δ, спричинене кристалічним полем. Іон Mn^{3+} має електронну конфігурацію $3d^4(t_{2g}^3 e_g^1)$ і спін $S = 2$, тоді як $Mn^{4+} - 3d^3(t_{2g}^3)$ і спін $S = 3/2$. Відповідні магнітні моменти дорівнюють $4\mu_B$ та $3\mu_B$, за умови нехтування невеликим орбітальним внеском [177].

У кристалічному полі з симетрією, нижчою за кубічну, виродження у групах t_{2g} та e_g рівнів знімається (див. рис. 29). Хоча у результаті деформацій, які знижують симетрію, енергія Mn^{4+} залишається незмінною, енергія Mn^{3+} знижується. Таким чином, наявність іонів Mn^{3+} приводить до вираженої тенденції до спонтанної деформації свого октаедричного оточення. Такі спонтанні деформації, які називають ян-теллерівськими, досить сильно проявляються у манганітах з невисоким рівнем легування, тобто в тій області, де концентрація іонів Mn^{3+} є значною (нагадаємо, що концентрація іонів Mn^{3+} дорівнює $1 - x$).

Ян-теллерівські спонтанні деформації, які знімають виродження e_g станів, є направленими вдовж осей 4-го порядку октаедра найближчого оточення іона Mn^{3+}. У кожного октаедра є три таких еквівалентних осі, і в кожного з іонів Mn^{3+}, якщо їх концентрація невелика, спонтанні деформації відбуваються незалежно вздовж випадково вибраної одної з таких осей. Якщо ж вміст іонів Mn^{3+} перевищує деяке порогове значення, то напрямки ян-теллерівських деформацій не є незалежними для різних іонів Mn^{3+},

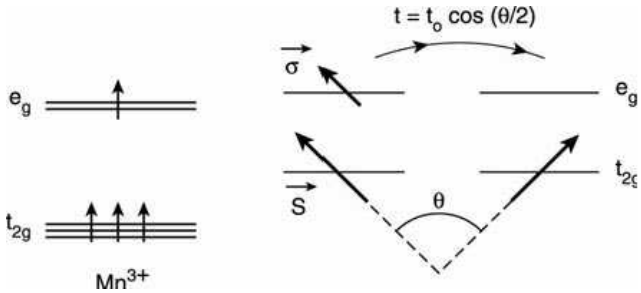


Рис. 30. Схема подвійного обміну між різновалентними іонами марганцю

і їх розташування характеризується далеким порядком (кооперативний ефект Яна–Теллера). Зі збільшенням вмісту Mn^{4+} (тобто, зі збільшенням x) в розташування ян-теллерівських деформацій вноситься все більший елемент хаотичності і далекий порядок врешті-решт руйнується. За певних умов, зокрема, коли співвідношення між вмістом іонів Mn^{3+} і Mn^{4+} відповідає 1:1, може знову спостерігатися далекий порядок у розташуванні локальних деформацій навколо трикратно іонізованих іонів марганцю. Цей цікавий і важливий ефект отримав назву орбітального впорядкування і відіграє важливу роль у формуванні властивостей заміщених манганітів [179, 181].

4.3.3. Обмінні взаємодії

Магнітні властивості манганітів визначаються обмінними взаємодіями між іонами Mn. Оскільки іони марганцю розділені іонами кисню, то такі взаємодії є непрямими (надобмінними) через орбіталі іонів кисню, які є проміжними між сусідніми магнітними іонами (Mn). Непрямі обмінні взаємодії є досить сильними [179, 181]. Саме вони відповідають за магнетизм більшості феро-, фері- і антиферомагнітних ізоляторів. Енергія взаємодії у конкретному випадку манганіту визначається ступенем перекриття між d-орбіталями марганцю та p-орбіталями кисню. Відповідні надобмінні взаємодії залежать від орбітальних конфігурацій і узгоджуються з правилами Гуденафа – Канаморі [182]. У спрощеному випадку можна сказати, що для Mn^{4+}–O–Mn^{4+} взаємодія завжди є антиферомагнітною (АФМ), а для Mn^{3+}–O–Mn^{3+} вона може бути ФМ або АФМ, залежно від низки параметрів, зокрема, від відстані між іонами марганцю [182].

Особливим та цікавим є випадок Mn^{4+}–O–Mn^{3+}, у якому зарядовий стан іонів марганцю може змінюватись через одночасні стрибки e_g-електрона іона Mn^{3+} на p-орбіталь кисню та з p-орбіталі O на пусту орбіталь Mn^{4+}. Цей механізм, вперше запропонований Зінером і названий подвійним обміном[19] (ПО), приводить до сильної феромагнітної взаємодії [173]. Як показано Андерсоном і Хасегавою [183], у випадку сильного зв'язку Хунда імовірність переходу електрона від Mn^{3+} до сусіднього Mn^{4+} дорівнює $t_0 \cos(\theta/2)$ де t_0 – амплітуда міжвузловинних переходів, а θ – кут між спіновими магнітними моментами іонів Mn (рис. 30).

Процес електронного переходу знімає виродження конфігурацій Mn^{3+}–O–Mn^{4+} та Mn^{4+}–O–Mn^{3+}, що приводить до появи двох енергетичних рівнів $E_{t=0} \pm t_0 \cos(\theta/2)$ [183, 184]. Енергетичний виграш у випадку паралельної спінової конфігурації ($\theta = 0$), який одночасно максимізує перенесення електрона t по відношенню до антипаралельної конфігурації ($\theta = \pi$), сприяє встановленню феромагнітного характеру ПО-взаємодії. Однак, залежність подвійного обміну від кута (пропорційно до $\cos(\theta/2)$ є суттєво відмінною від такої для звичайної обмінної взаємодії (пропорційно до $\cos(\theta)$) [176]. Саме різниця в характері кутової залежності у поєднанні з конкуренцією між ПО-феромагнетизмом та надобмінним антиферомагнетизмом і визначають складність магнітної фазової діаграми манганітів залежно від рівня легування [179, 181, 185, 186], хоча ян-теллерівські деформації і орбітальне впорядкування також відіграють у цьому питанні важливу роль [187].

Для застосування у приладах магнітоелектроніки матеріал має мати якомога вище значення температури магнітного переходу T_C. Величину T_C можна досить грубо оцінити з таких міркувань. Нехтуючи взаємодією Mn^{3+}–O–Mn^{3+}, а також вважаючи, що надобмін у ланцюзі Mn^{4+}–O–Mn^{4+} та ПО взаємодія в ланцюзі Mn^{3+}–O–Mn^{4+} мають приблизно однакову величину, у межах наближення середнього поля маємо: $T_C \propto 2x(1-x) - x^2$, яка є максимальною для $x = 1/3$ [173]. Той факт, що феромагнітна металічна фаза, в основі якої лежить подвійний обмін, є найбільш стійкою поблизу $x = 1/3$ [179], узгоджується з цією грубою моделлю.

4.3.4. Перехід метал–діелектрик та КМО

Перехід e_g-електрона від Mn^{3+} до Mn^{4+} шляхом подвійного обміну (див. рис. 30) є основним механізмом електричної провідності у манганітах в області низьких температур. Делокалізація e_g-електрона приводить до зниження кінетичної енергії системи, одно-

[19] У англомовній літературі – double exchange.

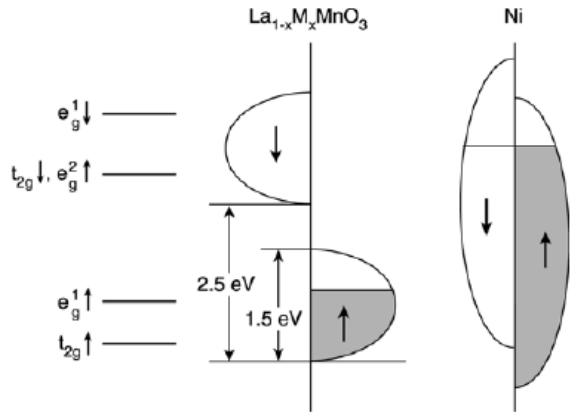


Рис. 31. Схематичний вигляд зонної структури феромагнітних $R_{1-x}M_x\mathrm{MnO_3}$ та нікелю. Енергії та ступінь заповнення зон відповідають $\mathrm{La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3}$. Зліва показано енергетичні рівні ізольованого іону Mn в октаедричному кристалічному полі

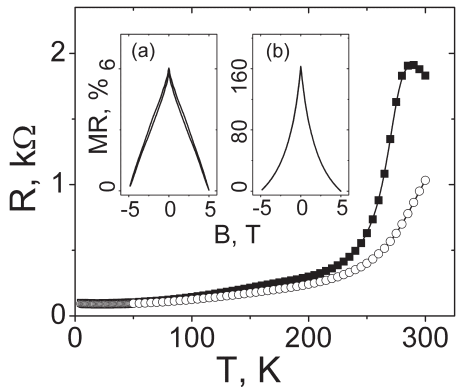


Рис. 32. Температурна залежність електричного опору в нульовому магнітному полі (темні квадратики) та в полі з індукцією 5 T (світлі кружечки) для епітаксійних плівок $\mathrm{La_{0,775}Sr_{0,225}MnO_3}$. На вставках показано залежність магніторезистивного коефіцієнта від поля при 25 K (a) та 275 K (b) (запозичено з роботи [191])

часно сприяючи встановленню феромагнетизму. Електронну структуру такої феромагнітної фази схематично показано на рис. 31. На противагу до традиційних феромагнітних 3d-металів, таких як Ni або Fe, де обидві спінові підзони зони провідності (зі спіном "вгору" і "вниз") є частково, хоч і по-різному, заповненими, тут вони розділені енергетичною (хундівською) щілиною шириною приблизно 1 еВ, і верхня спінова підзона є незаповненою. Зона провідності в таких феромагнетиках є повністю спін-поляризованою, і це представляє великий потенційний інтерес для спінової електроніки.

Зі зниженням температури спонтанне впорядкування магнітних моментів Mn сприяє делокалізації e_g-електронів, що приводить до низького опору ФМ фази [173, 188]. Таке впорядкування може бути індуковане або підсилене шляхом прикладання зовнішнього магнітного поля. Максимальний ефект має місце поблизу T_C (рис. 32), оскільки магнітна сприйнятливість суттєво зростає при наближенні T до T_C. Відповідно до цього заміщені манганіти виявляють великий негативний магнітоопір із піком поблизу T_C [179, 189, 190].

4.4. Ефект спін-трансферного моменту обертання

Робота сучасних пристроїв спінтроніки ґрунтується на використанні магнітних і електричних методів маніпуляції спіновою орієнтацією носіїв заряду. Слід однак зазначити, що якісний стрибок, який може привести до розробки нового покоління пристроїв спінтроніки, пов'язують з використанням саме другого методу. Перевагами електричного методу є збільшена швидкодія, знижене енергоспоживання, широкий спектр можливостей мікро-(нано)мініатюризації пристроїв спінтроніки та інтегрування їх з традиційними напівпровідниковими системами [192, 193]. 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) [114–116, 192].

Ефект передачі моменту сили спін-поляризованими носіями є формально оберненим до ефекту гігантського магнітоопору, хоча фактично використовує дещо іншу властивість спін-поляризованого струму – перенесення ним моменту обертання (у той час як для магнітоопору більшу роль відіграють відносна концентрація носіїв струму з певною спіновою 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

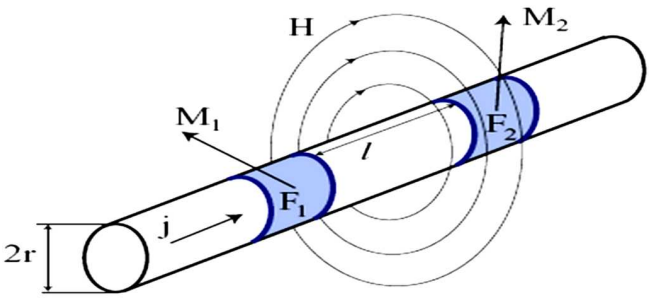


Рис. 33. Схема приладу, що застосовує ефект передачі спіну для керування магнітним перемиканням феромагнітних елементів нанодроту за допомогою електричного струму. Паразитним ефектом є вплив циркулярного магнітного поля H, що утворюється навколо дроту зі струмом і також впливає на намагніченість елементів $F1$ і $F2$ (рис. запозичено з роботи [196])

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 спін-трансферу може реалізуватись також, коли спін-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 спін. Такий момент сили, безумовно, виникає внаслідок обмінної взаємодії електронного спіну з локальною намагніченістю, тобто саме тієї взаємодії, яка і привела до повороту спіну. 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 спін-трансферу. Спін-трансферний момент сили намагається розвернути намагніченість і у такий спосіб приводить до нових форм магнітної динаміки.

Активні дослідження ефекту спін-трансферу розпочались після публікації у 1996 році прогнозних теоретичних робіт вченими L. Berger [114] та J. Slonczewski [115]. Слід зазначити, що L. Berger розпочав роботу у цьому напрямку ще в 70-х рр. XX ст. з розгляду питання протікання струму через магнітні доменні стінки [194, 195], проте ці роботи сильно випереджали можливості експерименту і довгий час залишались непоміченими. J. Slonczewski одразу розглядав індуковані струмом ефекти в багатошарових феромагнітних структурах. Оскільки рівень розвитку технологій і вимірювального обладнання на кінець 90-х рр. вже дозволяв створення і дослідження відповідних нанооб'єктів, то інтенсивні експериментальні дослідження [117–119, 123] розпочалися відразу ж після виходу теоретичних робіт.

Зупинимось більш детально на питанні, чому експериментальні дослідження в області спін-трансферу стали можливими лише в кінці XX століття. Річ у тім, що на фоні інших ефектів, індукованих електричним струмом, 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 $F1$ і $F2$. Струм з густиною j хай йде з ділянки немагнітного металу, що передує $F1$. Вважатимемо, що довжина елемента $F1$ достатня, щоб струм, який проходить через нього, набув спінової поляризації, що відповідає напрямку намагніченості цього елемента, а відстань l між $F1$ і $F2$ достатньо мала, щоб набута спінова поляризація не втрачалася при проходженні струмом цієї ділянки дроту. Електрони, що потрапляють до магнітного елемента $F2$ після проходження ними елемента $F1$ в середньому спін-поляризовані вздовж напрямку намагніченості елемента $F1$. Після проходження через $F2$ 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 $F2$ 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 по-

рахувати, 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 $F1$ рухомі електрони струму з боку власних електронів (рухливих та локалізованих), що є в елементі $F2$, і котрі мають спінову поляризацію, узгоджену з намагніченістю цього елемента. Таким шляхом ми приходимо до оцінки величини спін-трансферного моменту сили: $T_{\rm ST} \sim \hbar I/e$. Виражаючи повний струм через його густину j ($I = \pi r^2 j$) та вводячи об'єм магнітного елемента $F2$, $V = \pi r^2 L$, де L – його довжина вздовж осі дротика, маємо:

$$T_{\rm ST} \sim V\hbar\frac{j}{eL}. \tag{24}$$

Порівняємо отриману величину з моментом сили, індукованим електричним струмом. Він спричинений дією циркулярного магнітного поля $\mathbf{H}$ (див. рис. 33) на магнітний момент елемента $F2$ (без урахування спінів електронів). Магнітний момент $\mathbf{M}$, який знаходиться в магнітному полі $\mathbf{H}$, відчуває дію моменту сили $\mathbf{M}\times\mathbf{H}$. У даному випадку намагніченість може бути оцінена як $M \approx \mu_{\rm B}/a^3$, 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

$$T_H \sim V\frac{\mu_{\rm B}}{a^3}\frac{jr}{c}. \tag{25}$$

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

$$r \ll \frac{a^3}{r_0 L}, \tag{26}$$

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. Тепер стає зрозумілим, чому необхідною умовою для експериментального дослідження ефекту спін-трансферу є достатній розвиток нанотехнологій. Навіть на сьогодні виготовлення дротів з діаметром близько 100 нм залишається проблемою для багатьох дослідницьких лабораторій.

Описаний вище спосіб оцінки величини спін-трансферного моменту сили є окремим випадком застосування більш загального формалізму (див., наприклад, [192, 196, 197]). 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 спін-трансферному 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-ґраткової 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. 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 розсіяння, 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 спі-

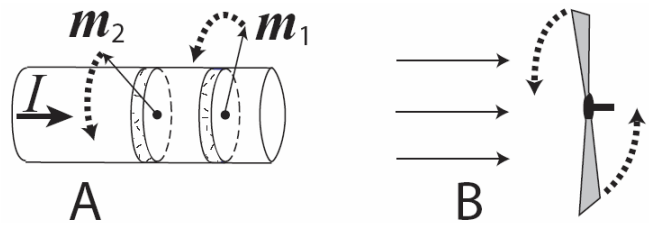


Рис. 34. Ліворуч – магнітна динаміка під впливом спін-трансферних моментів сили у випадку відсутності магнітної анізотропії чи взаємодії між двома феромагнетиками. Праворуч – механічна аналогія. Млин перетворює енергію лінійного руху вітру в обертання вітрил (рисунок запозичено з роботи [196])

нового 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. Шляхи вирішення цього питання обговорювались в роботах [115, 196, 198], де було отримано такі формули для спін-трансферних моментів сили:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_1 &= -g(P,\cos\theta)\,[\mathbf{n}_1 \times [\mathbf{n}_2 \times \mathbf{n}_1]]\,j_p, \\ \mathbf{T}_2 &= -g(P,\cos\theta)\,[\mathbf{n}_2 \times [\mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2]]\,j_p, \end{aligned} \tag{27}$$

в яких одиничні вектори $\mathbf{n}_1$ та $\mathbf{n}_2$ 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 [115, 196, 198].

Моменти сили $\mathbf{T}_1$ і $\mathbf{T}_2$ 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 $\mathbf{T}$ лежать в одній площині (рис. 34) і повертають магнітні моменти в один бік. У результаті встановлюється рух, подібний до руху млина, коли вектори $\mathbf{M}$ рухаються разом, зберігаючи сталим кут між собою. Так само як і млин, 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 спін-поляризованого 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 спін-ґраткової 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 спін-ґраткову. 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. Якщо зробити розмір одного (першого) з магнітних елементів набагато більшим за розмір іншого, то він майже не буде відчувати дії моменту сили, поляризуючи струм. Напрямок його магнітного моменту буде "прив'язаний" магніто-кристалічною анізотропією до осей кристалічної ґратки цієї ділянки пристрою і момент, що передається від електричного струму цій намагніченості (отримується струмом від неї) буде врешті-решт переданий ґратці. Таким чином, цей феромагнітний елемент стане фіксованим "спіновим поляризатором". Напрямок намагніченості меншого

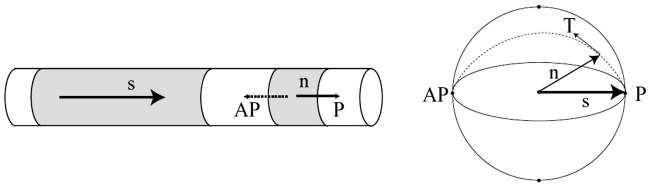


Рис. 35. Ліворуч – спін-трансферна система з сильною анізотропією типу "легка вісь". Більший магнітний елемент відіграє роль поляризатора. Намагніченість меншого магнітного елемента може перемикатись між станами: P (паралельно до поляризатора) та AP (антипаралельно до поляризатора). Праворуч: діаграма руху одиничного вектора **n**, що визначає напрямок рухомого магніту. Напрямок поляризатора задається одиничним вектором **s** (рис. запозичено з роботи [196])

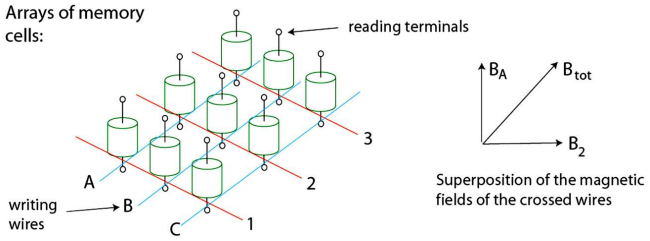


Рис. 36. Набір зі спінових клапанів, кожен з яких може функціонувати як елементарна комірка пам'яті (рис. запозичено з роботи [196])

(другого) магнітного елемента буде залишатись рухомим, тобто момент, що буде передаватися намагніченості цього елементу, буде достатнім, щоб повернути цю намагніченість від одної стабільної орієнтації до іншої. 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).

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 $(-\mathbf{s})$. 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 спін-трансферна 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. 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 (спін-трансферу).

Вище розглянуто виникнення спін-трансферного моменту сили та результати його дії як дві окремі задачі. Чи є такий підхід обґрунтованим? Інакше кажучи, чи треба одночасно враховувати рух намагніченості $\mathbf{M}(t)$ у процесі підрахунку спінових струмів та обчислення моменту сили через їх дивергенцію? Виявляється, що можна обійтись без такого урахування і вважати намагніченості незмінними. Причиною цього спрощення, або можливості застосування "адіабатичного наближення", є велика різниця у характерному часі руху електронів між магнітними елементами та повороту намагніченості. Останній є дуже повільним у порівнянні з першим. Тому в кожний момент часу розподіл електронів можна вважати майже стаціонарним і дуже близьким до того, що існував би в умовах нерухомих напрямків намагніченості магнітних елементів.

Питанням розрахунку різних прикладів систем, що використовують ефект спін-трансферу, присвячено

нині багато робіт, наприклад [192, 196–200]. Не будемо у цьому огляді занурюватись у їх подробиці, хоча багато з них є цікавими з точки зору фізики явища і важливими для практичних застосувань; обмежимось лише прикладами, що наведені вище, котрі дають загальні ідеї підходу до таких задач. Зазначимо, що за межами наведеного вище розгляду залишилися задачі і приклади розробок, де використовується осцилююча динаміка малих феромагнітних частинок (елементів), котрим передається момент обертання за рахунок електричного струму. З прикладами таких задач і розробок читач може познайомитись, наприклад, у роботах [192, 198, 201–203].

Існує і багато робіт, де продемонстровано цілу низку працездатних приладів спінтроніки, що використовують цей ефект, наприклад [193, 204–206]. Зазначимо, що у прикладах приладів, що моделюють чи використовують цей принцип, густини струмів, які треба використовувати для запису інформації, досить великі ($\sim 10^8$ А/см^2). Тому необхідно стежити, щоб тепло, яке виділяється при пропусканні цих струмів (навіть зважаючи, що струмові імпульси досить короткі), не викликало значних нагрівів, чи, навіть, руйнування пристрою. Цю задачу вдається успішно вирішувати [192, 203, 206].

Отже, пристрої магнітної спінтроніки, побудовані на ідеї спін-трансферу, є перспективними для вирішення її задач. Керування магнітним станом системи за допомогою електричного струму, побудоване на цьому принципі, відкриває перспективи побудови нового типу комп'ютерної пам'яті – магнітної пам'яті з довільним доступом. Очікується, що ця пам'ять буде поєднувати в собі швидкість звичайної електронної оперативної пам'яті, але, на відміну від неї, не потребуватиме постійного електричного живлення. Фактично МПДД працюватиме як флеш-пам'ять або накопичувач інформації на жорсткому диску, тільки значно швидше. Більше того, комп'ютер з оперативною пам'яттю такого типу зможе пам'ятати свій попередній стан, тобто, одразу ж після ввімкнення електричного живлення він буде продовжувати роботу з того місця, де його вимкнули.

5. Релаксація системи мобільних спінів

5.1. Спінова релаксація та спінове дефазування

Робота пристроїв спінтроніки ґрунтується на їх здатності кодувати інформацію шляхом генерації нерівноважної спінової поляризації і переносити створену таким чином спін-кодовану інформацію на певну відстань. Саме той факт, що нерівноважна спінова поляризація може зберігатись відносно довго в металах і напівпровідниках, робить можливим перенесення спін-кодованої інформації на макроскопічні відстані. Проміжок часу, протягом якого нерівноважна спінова поляризація зберігається в певному матеріалі, визначається процесами встановлення рівноваги як між самими спінами, так і між системою спінів і оточуючим середовищем. Зазвичай, такі процеси в електронних системах тривають наносекунди, хоча повний діапазон простягається від пікосекунд до мікросекунд [6, 89].

У загальному випадку розрізняють два класи процесів, що ведуть до встановлення рівноваги у спіновій системі. Перший клас, а саме процес *спінової релаксації*, описує зміну сумарного спінового магнітного моменту вздовж осі квантування. *Поздовжній* компонент прямує до рівноважного значення завдяки спін-фліп розсіюванням окремих електронів. Оскільки цей процес потребує обміну енергією з оточуючим середовищем, зазвичай він протікає досить повільно. Однак також є інший процес, процес *спінового дефазування*, який не потребує такого енергетичного обміну і змінює спіновий момент системи, який перпендикулярний осі квантування, тобто *поперечний момент*. Цей процес впливає на квантово-механічну фазу прецесії індивідуальних спінів і приводить до втрати фазової когерентності.

У спіновому ансамблі спінову релаксацію та спінове дефазування зазвичай визначають, виходячи з рівнянь Блоха–Торрея [207, 208], які описують динаміку намагніченості. Для мобільних електронів рівняння, які використовують для визначення характерних часів, тобто *часу спінової релаксації* T_1 (часто для нього вживають назву "поздовжній час" або "час спін-ґраткової релаксації") та *часу спінового дефазування* T_2 (також його називають "поперечний час" або "час спін-спінової релаксації"), повинні містити опис спінової прецесії, затухання та дифузії електронної намагніченості $\mathbf{M}$ в магнітному полі $\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1(t)$. Зазвичай вважають, що доданок $\mathbf{H}_0$ є сталим і направленим вздовж осі Oz (поздовжня компонента), а доданок $\mathbf{H}_1(t)$ є осцилюючою функцією часу і направлений перпендикулярно до осі Oz (поперечна компонента) [208]. Тоді рівняння для компонентів намагніченості мають вигляд

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_x - \frac{M_x}{T_2} + D\nabla^2 M_x,$$