

Я.Б. БАЗАЛІЙ

University of South Carolina

(712 Main St. Columbia SC 29208, USA; e-mail: bazaliy@mailbox.sc.edu)

ІНТЕРПРЕТАЦІЯ ЗНАКОЗМІННОГО СПІН-ТРАНСФЕРНОГО МОМЕНТУ В F/N/F СТРУКТУРАХ ЗА ДОПОМОГОЮ МЕХАНІЧНОЇ АНАЛОГІЇ

УДК 539

Обговорюється зручна інтерпретація розподілу спінового накопичення та спінових струмів у магнітних наноструктурах з дифузійним переносом. Запропоновано механічну аналогію, яка дозволяє на якісному рівні зрозуміти міру впливу різних параметрів на величину спін-трансферних моментів і наочно пояснює знакозмінність спін-трансферного моменту в асиметричних F/N/F структурах.

Ключові слова: спін-трансфер, дифузійний режим, спітроніка.

1. Вступ

Протікання електричного струму через магнітні структури з просторово-неоднорідною намагніченістю $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ приводить до виникнення пропорційних струму поворотних моментів сил. Ці поворотні моменти пов'язані з процесом переносу (трансферу) спіну і називаються спін-трансферними моментами [1–4]. В основі спін-трансферу лежить обмінна взаємодія $J(\mathbf{s} \cdot \mathbf{M})$ між спінами рухомих електронів \mathbf{s} та намагніченістю феромагнетика. Вона приводить до виникнення поворотного моменту $\mathbf{T} = J[\mathbf{M} \times \mathbf{s}]$, що діє на \mathbf{M} .

Уявімо собі неоднорідно намагнічений феромагнетик. В рівновазі густину спіну рухомих електронів $\langle \mathbf{s} \rangle$ в кожній точці \mathbf{r} спрямовано вздовж $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, отже $\mathbf{T} = 0$. Ситуація змінюється за наявності електричного струму. Він приносить до точки \mathbf{r} електрони з віддалених ділянок, де їх спіни були орієнтовані під певним кутом до $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. В результаті виникає неврівноважений стан з непаралельними векторами $\langle \mathbf{s} \rangle$ та \mathbf{M} , і, відповідно, ненульовим поворотним моментом \mathbf{T} . Ступінь неврівноваженості, а отже й величина поворотного моменту, пропорційні силі струму.

Цю фізичну картину можна описати і в термінах додаткового моменту обертання, що переноситься в кількості $\hbar/2$ спіном кожного рухомого електрону [1–6]. В такому підході поворотний

момент пов'язується з характеристиками спінових струмів \mathbf{j}_s . Розглянемо фізично нескінченно малий елемент феромагнетика. Густина спіну рухомих електронів $\langle \mathbf{s} \rangle$ в цьому елементі може змінюватись з двох причин: (а) обмінна взаємодія утворює поворотний момент \mathbf{T}_s , що діє на $\langle \mathbf{s} \rangle$; (б) вхідні та вихідні спінові струми не компенсують один одного, і таким чином $\langle \mathbf{s} \rangle$ міняється завдяки переносу електронів. В стаціонарному стані $\langle \mathbf{s} \rangle = \text{const}$, отже \mathbf{T}_s має точно компенсуватись дисбалансом з пункту (б), який в неперервному середовищі дорівнює дивергенції спінового струму. Далі, оскільки момент \mathbf{T} та момент \mathbf{T}_s завдячують своїм існуванням одній і тій самій обмінній взаємодії, то $\mathbf{T} = -\mathbf{T}_s$ (сила дії дорівнює силі протидії). В результаті в стаціонарному стані спін-трансферний момент сили $\mathbf{T}(\mathbf{r})$ визначається дивергенцією спінового струму в точці \mathbf{r} .

В даній роботі розглядатимуться наноструктури, що складаються з шарів однорідно намагнічених феромагнетиків (F) та немагнітних нормальних металів (N). В таких структурах просторова зміна \mathbf{M} відбувається стрибками на границях між шарами з різних матеріалів. Експериментально спін-трансфер часто спостерігають в нанодротах з нормального металу діаметром порядку 100 нм з двома включеними феромагнітними шарами (рис. 1). Якщо напрямки намагніченостей в F-шарах даються одиничними векторами \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 , то розрахунки [4, 7, 8] дають такі формули для поворотних моментів, прикладених до намагніче-

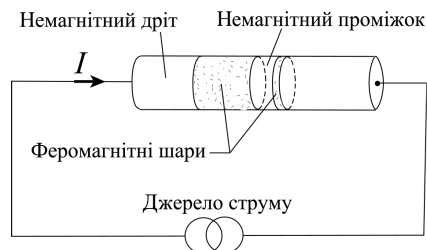


Рис. 1. Схема спіно-трансферного пристрою

ностей першого та другого шарів:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_1 &= -\frac{I\hbar}{2e} g_1(\theta) [\mathbf{m}_1 \times [\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1]], \\ \mathbf{T}_2 &= \frac{I\hbar}{2e} g_2(\theta) [\mathbf{m}_2 \times [\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2]]. \end{aligned} \quad (1)$$

Тут I – електричний струм у дроті, $e < 0$ – заряд електрона (так що $I/e = j_0$ є струмом часток), θ – кут між векторами \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 , а $g_{1,2}(\theta)$ – “функції ефективності” спіно-трансферу. Знак мінус в першій формулі відбиває симетрію ефекту, а саме той факт, що феромагнетик, розташований вище за течією позитивного струму, можна розглядати як такий, що знаходиться нижче за течією негативного струму. Хоч спіно-трансферні моменти і виникають внаслідок взаємодії феромагнетиків через рух електронів між ними, сума $\mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_2 \neq 0$. Сумарний момент обертання магнітних шарів не мусить зберігатись, оскільки вони утворюють відкриту систему і можуть обмінюватись моментом з іншими частинами дроту.

Функції ефективності залежать від режиму електронного переносу, матеріальних параметрів та геометрії пристрою. Їх залежність від кута θ розглядалась в великій кількості публікацій. В різних дослідженнях вважалось, що ці функції мусять бути позитивними. На користь цього наводились такі міркування. З першого феромагнітного шару F_1 електрони влітають в нормальний проміжок спіно-поляризованими вздовж \mathbf{m}_1 . Коли вони згодом досягають шару F_2 , їх спіни мають (в середньому) повернутись на кут θ до напрямку \mathbf{m}_2 . Необхідність повороту спінів утруднює проходження електронів через границю і таким чином збільшує її опір. Зворотний бік цього ефекту полягає в тому, що наявність струму від зовнішнього джерела мусить викликати поворотні моменти, які б змінювали орієнтацію намагніченостей в бік змен-

шення опору, тобто наближували би \mathbf{m}_2 до \mathbf{m}_1 ¹. Напрямок моменту \mathbf{T}_2 узгоджується з цими міркуваннями за умови $g_2 > 0$.

Однак пізніші розрахунки [9–11] показали, що вже в дифузійній моделі виникає несподіване відхилення від вищенаведеного висновку: для асиметричних структур з шарами F_1 та F_2 з різних матеріалів функція $g(\theta)$ може бути знакозмінною. Цей результат використовується в різноманітних проєктах генерації прецесії намагніченості постійним струмом [10, 12, 13]. Розрахунки дифузійного переносу є ідейно простими, але їх результати часто являють собою довгі та заплутані алгебраїчні вирази. В зв'язку з цим виникає потреба пошуку якісного розуміння знакозмінності $g(\theta)$. В даній роботі ми показуємо як можна наочно інтерпретувати знакозмінність функції ефективності за допомогою механічної аналогії, і як подібний підхід дозволяє визначити знак функції ефективності не проводячи детальних розрахунків.

2. Модель дифузійного переносу

2.1. Об'ємні рівняння

В структурах, де відстань вільного руху електронів є набагато меншою за товщину шарів, показаних на рис. 1, процеси переносу мають дифузійний характер. Якщо на додаток забезпечено однорідність електричного струму по перерізу нанодроту, то всі фізичні характеристики будуть залежати лише від координати x вздовж нього. Феромагнітні шари описуються двома коефіцієнтами дифузії D_\uparrow та D_\downarrow для електронів зі спінами, паралельними (спін догори) та антипаралельними (спін донизу) до вектора \mathbf{m} . Нормальні шари описуються одним коефіцієнтом дифузії, D_N , що характеризує всі електрони. В нескінченному феромагнітному дроті електричний струм від зовнішнього джерела утворює спіновий струм $\mathbf{j}_s = p j_0 \mathbf{m}$, де $p = (D_\uparrow - D_\downarrow)/(D_\uparrow + D_\downarrow)$ є спіноюю поляризацією струму, а j_0 є струмом часток. В одновимірній задачі всі струми течуть вздовж осі x , тому j_0 є скаляром, а \mathbf{j}_s – вектором у спіновому просторі.

¹ Логіка цього висновку нагадує логіку розгляду гумової трубки, через яку прокачується під тиском вода. Оскільки ми знаємо, що воді було б легше проходити через трубку більшого діаметра, то можемо зробити висновок про те, що прокачка має призвести до розтягнення трубки вшир. Інакше кажучи, ми звертаємось до принципу Ле Шательє–Брауна.

За наявності меж поділу між шарами, електричний струм утворює не тільки спіновий струм, а й неврівноважене накопичення спіну $\delta\mathbf{s}$ [14, 15], причому в нормальному металі $\delta\mathbf{s} = \langle \mathbf{s} \rangle$, а в феромагнетику $\delta\mathbf{s} = \langle \mathbf{s} \rangle - \mathbf{s}_{\text{eq}}$, де \mathbf{s}_{eq} є ненульовою густиною спіну в рівновазі. Ми розглянемо випадок сильних феромагнетиків, де розщеплення J енергетичних зон електронів зі спінами догори та донизу має той самий порядок, що й енергія Фермі ε_F . В цьому випадку в об'ємі феромагнетиків вектори \mathbf{s}_{eq} та $\delta\mathbf{s}$ завжди орієнтовані паралельно до векторів \mathbf{m} [8, 16, 17]. Якщо на N/F границю з боку нормального металу падає спіновий струм, поляризований у довільному напрямку, то релаксація його поляризації до вектора \mathbf{m} відбувається в приграничній зоні товщиною $\lambda_J \sim \hbar v_F / J$. У випадку $J \sim \varepsilon_F$ ця товщина є меншою, ніж відстань вільного руху, в зв'язку з чим в рамках дифузійного наближення процеси релаксації перпендикулярної до \mathbf{m} компоненти спінового струму описуються граничними умовами, а не об'ємними рівняннями. Важливо підкреслити, що умова сильного феромагнетика $J \sim \varepsilon_F$, та пов'язане з нею швидке впорядкування спінів у напрямку \mathbf{m} , не вимагає майже повної поляризації струму $p \rightarrow 1$. Поляризація струму визначається не тільки величиною J , а й швидкостями та параметрами розсіяння електронів зі спінами догори та донизу і тому може бути малою навіть в сильних феромагнетиках. І навпаки, межа $p \rightarrow 0$ не означає переходу від феромагнетика до нормального металу.

Відомо [9, 18, 19], що як у феромагнетику, так і в нормальному металі дифузійне накопичення спіну можна характеризувати розщепленням хімічних потенціалів $\mu_s = \mu_\uparrow - \mu_\downarrow$ електронів зі спінами догори та донизу по відношенню до напрямку $\delta\mathbf{s}$. Це розщеплення зручно описувати вектором $\boldsymbol{\mu}_s = \mu_s \mathbf{m}$, де одиничний вектор \mathbf{m} співпадає з $\mathbf{m}_{1,2}$ в феромагнетиках, а в нормальному металі має напрямок вздовж $\delta\mathbf{s}$. В дифузійному наближенні струм часток та спіновий струм визначаються градієнтами $\boldsymbol{\mu}_s$ та електрохімічного потенціалу μ_0 таким чином: в феромагнетику

$$\begin{aligned} j_0 &= -(D_\uparrow + D_\downarrow) \left[\nabla_x \mu_0 + p \frac{\nabla_x \mu_s}{2} \right], \\ \mathbf{j}_s &= -(D_\uparrow + D_\downarrow) \left[p \nabla_x \mu_0 + \frac{\nabla_x \mu_s}{2} \right] \mathbf{m}, \end{aligned} \quad (2)$$

а в нормальному металі

$$\begin{aligned} j_0 &= -D_N \nabla_x \mu_0, \\ \mathbf{j}_s &= -D_N \frac{\nabla_x \boldsymbol{\mu}_s}{2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Користуючись постійністю струму j_0 в усіх точках одновимірної структури, можемо переписати вираз для спінового струму в феромагнетику як

$$\mathbf{j}_s = \left(p j_0 - D_F \frac{\nabla_x \mu_s}{2} \right) \mathbf{m} \quad (4)$$

з $D_F = 4D_\uparrow D_\downarrow / (D_\uparrow + D_\downarrow)$.

Розподіл накопичень спіну визначається в кожному шарі транспортно-релаксаційними рівняннями [20]

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}_s}{dt} + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \mathbf{j}_s = -\frac{\boldsymbol{\mu}_s}{\tau},$$

де τ позначає час спінової релаксації для даного матеріалу, $\rho = ds/d\mu_s$ є коефіцієнтом, пов'язаним з густинами станів для двох напрямків спіну, а \mathbf{j}_s визначається формулами (3), (4). У стаціонарному, одновимірному випадку, який ми і будемо розглядати,

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\mathbf{j}_s}{dx} = -\frac{\boldsymbol{\mu}_s}{\tau}. \quad (5)$$

Таким чином, задача знаходження спінових струмів повністю відділяється від задачі про розподіл електричного потенціалу і зводиться до розв'язання рівняння (5) з відповідними умовами на границях між шарами.

2.2. Граничні умови

В разі протікання електричного струму через багатшарову структуру поведінка потенціалу μ_0 на межах поділу залежить від співвідношення між опором границь та питомим опором матеріалу кожного шару. Зокрема, у випадку малого опору границь можна використовувати наближення неперервного на границях електричного потенціалу. В цьому наближенні струм, проходячи через "прозорі" границі, не утворює на них стрибків μ_0 .

Позірно здається, що у випадку спінового переносу ситуація мусить бути цілковито іншою. Оскільки на границі N/F завжди відбувається повна релаксація перпендикулярної компоненти спінового струму, то сама можливість наближення, в

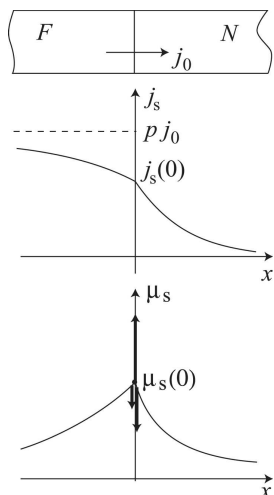


Рис. 2. Поведінка $j_s(x)$ та $\mu_s(x)$ в контакті F/N. На нижньому рисунку стрілками показані сили, що діють на точку $\mu_s(0)$ в механічній аналогії

якому можна було б знехтувати стрибками величин на границях, здається малоімовірною. Однак, послідовно виведені з мікроскопічної моделі граничні умови для контакту N/F показують [16, 17], що і тут існує межа прозорої границі, яка характеризується неперервністю потенціалів μ_0 та μ_s . В цьому ситуація є аналогічною до випадку електричного переносу. Відмінність полягає в тому, що на границях стає розривним спіновий струм \mathbf{j}_s . Цей результат принципово не має аналогу в електричних контурах, де розривність електричного струму заборонена збереженням заряду. В спіновому випадку певний аналог умови неперервності струму існує для границь, які можна моделювати статичним спіново-залежним потенціалом. Якщо границя не має асоційованого з нею магнітного моменту, тобто додаткового магнітного ступеня свободи, то компонента спінового струму $(\mathbf{j}_s \cdot \mathbf{m})$, паралельна до вектора намагніченості, не має стрибка. Такі границі називають “спіново-неактивними”. Треба зауважити, що спіново-неактивними границі можуть бути лише по відношенню до паралельної компоненти \mathbf{j}_s ; N/F границі з сильним феромагнетиком завжди є спіново-активними по відношенню до перпендикулярної компоненти спінового струму.

В роботах [9–11] показано, що двох умов неперервності

$$\mu_s|_N = \mu_s|_F, \tag{6}$$

$$(\mathbf{j}_s \cdot \mathbf{m})|_N = (\mathbf{j}_s \cdot \mathbf{m})|_F \tag{7}$$

достатньо для повного визначення струмів у всіх шарах. При цьому на перпендикулярні компоненти спінового струму не накладається жодних граничних умов і вони знаходяться автоматично з об’ємних рівнянь.

3. Механічна аналогія

3.1. F/N контакт

З метою введення в обіг необхідних понять, розглянемо спочатку добре відомий випадок одного F/N контакту зі спіново-неактивною границею, розташованою в точці $x = 0$, та напівнескінченими шарами F та N [14]. Накопичення спіну визначаються рівняннями (4), (5), величиною j_0 , та потенціалами μ_s на лівих та правих краях даного шару. Як вже обговорювалось у вступі, накопичення спіну виникає лише біля межі поділу. На великій відстані від неї воно прямує до нуля, так що $\mu_s(\pm\infty) = 0$. Значення ж $\mu_s(0)$ має бути знайденими з умов неперервності паралельної компоненти спінового струму на границі.

В F/N контакті як накопичення спіну, так і спіновий струм є паралельними до намагніченості F-шару в усіх точках, $\mu_s(x) = \mu_s(x)\mathbf{m}$, $\mathbf{j}_s = j_s(x)\mathbf{m}$. Розв’язки рівняння (5) мають вигляд

$$\begin{aligned} \mu_s(x) &= \mu_s(0) \exp\left(\frac{x}{l_F}\right) \quad (x < 0), \\ \mu_s(x) &= \mu_s(0) \exp\left(-\frac{x}{l_N}\right) \quad (x > 0), \end{aligned}$$

де $l = \sqrt{D\tau/2\rho}$ є відстанню спінової дифузії для даного матеріалу. Гранична умова (7) приймає форму

$$pj_0 - G_F\mu_s(0) - G_N\mu_s(0) = 0, \tag{8}$$

де в кожному шарі визначено $G = D/2l$.

Графіки $\mu_s(x)$ та $j_s(x)$ показано на рис. 2. Їх форму можна зрозуміти користуючись наступною механічною аналогією. Уявімо, що криві $\mu_s(x)$ є еластичними шнурами, а до точки їх з’єднання $\mu_s(0)$ прикладено зовнішню силу pj_0 , спрямовану догори. Еластичність шнурів викликає сили протидії $G_F\mu_s(0)$ та $G_N\mu_s(0)$, пропорційні до відхилення точки від положення рівноваги $\mu_s(0) = 0$.

Рівняння (8) тоді можна розглядати як умову балансу зовнішньої сили та пружних сил реакції. В механічній аналогії величини G відіграють ролі жорсткостей шнурів. Вони містять в собі інформацію про властивості спінової системи. Наприклад, вони є пропорційними до $1/l$, тому зменшення l (тобто зростання спінової релаксації) зменшує відхилення точки з'єднання від рівноваги (тобто зменшує накопичення спіну).

Відзначимо, що для N/F контакту (струм часток спрямовано з N в F) рівняння (7) набуває вигляду

$$-pj_0 - G_F\mu_s(0) - G_N\mu_s(0) = 0. \quad (9)$$

В рамках механічної аналогії зовнішня сила тепер тягне точку $\mu_s(0)$ донизу.

Використовуючи вищенаведені правила механічної аналогії для F/N та N/F контактів, ми можемо легко зрозуміти результати розгляду колінарних структур F/N/F та N/F/N. В цих структурах зовнішні сили на границях розтягують точки з'єднання еластичних шнурів у різні боки (рис. 3).

3.2. Неколінарна структура

Розглянемо тепер одну з найпростіших структур зі знакозмінною функцією $g(\theta)$, а саме структуру N/F₁/N/F₂/N з $l \rightarrow 0$ в зовнішніх нормальних електродах [9]. Як впливає з результатів попереднього розділу, остання умова забезпечує $\mu_s = 0$ на границях N/F₁ та F₂/N. Значення $\mu_s(x_1) = \mu_1$ та $\mu_s(x_2) = \mu_2$ на границях F₁/N ($x = x_1$) та N/F₂ ($x = x_2$) знаходяться з умов (7). Розв'язки стаціонарного рівняння (5) в межах окремих F та N шарів шукаються в формі $\mu_s(x) = \mathbf{A} \exp(-x/l) + \mathbf{B} \exp(x/l)$, де константи \mathbf{A} та \mathbf{B} визначаються векторами $\mu_s(L)$ та $\mu_s(R)$ на лівих та правих краях шару. В результаті, вектор $\mu_s(x)$ даного шару лежить в площині, визначеній векторами $\mu_s(L)$ та $\mu_s(R)$. Відповідні розрахунки проведено в роботах [9, 11] (див. Додаток I), ми ж перейдемо до інтерпретації отриманих там результатів у рамках механічної аналогії. В принципі, векторні величини $\mu_s(x)$ можна було би показувати на тривимірному рисунку. Але оскільки в кожному шарі $\mu_s(x)$ міняється в фіксованій площині, достатньо розглянути двовимірний годограф руху точки μ_s . У випадку структури з двома феромагнетиками весь годограф лежить в площині векторів \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 (рис. 4, вгорі). В феромагнітних шарах точка $\mu_s(x)$ руха-

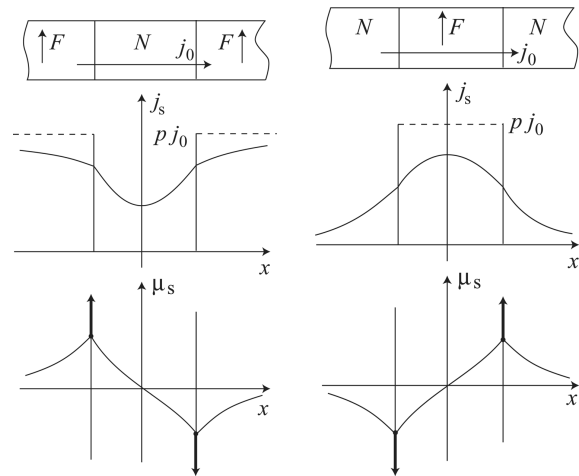


Рис. 3. Поведінка $j_s(x)$ та $\mu_s(x)$ в колінарних структурах F/N/F та N/F/N. Як показано на нижніх рисунках, в механічній аналогії напрямки сил, що діють на точки з'єднання шнурів, залежать від порядку розташування N та F шарів по течії струму j_0

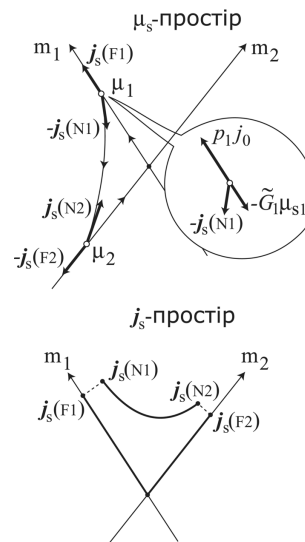


Рис. 4. Годографи $\mu_s(x)$ та $j_s(x)$

ється вздовж векторів \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 . В проміжку з нормального металу траєкторія $\mu_s(x)$ з'єднує точки μ_1 та μ_2 . Граничні умови (7) в точках x_1 та x_2 дають

$$\begin{aligned} [\mathbf{j}_s(F_1) - \mathbf{j}_s(N_1)] \cdot \mathbf{m}_1 &= 0, \\ [\mathbf{j}_s(N_2) - \mathbf{j}_s(F_2)] \cdot \mathbf{m}_2 &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

В цих рівняннях аргументи F₁ та N₁ позначають точки $x_1 - 0$ та $x_1 + 0$, а аргументи N₂ та F₂ – точки $x_2 - 0$ та $x_2 + 0$.

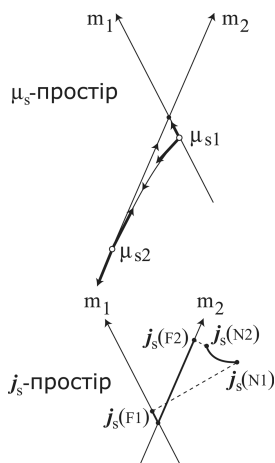


Рис. 5. Годографи $\mu_s(x)$ та $j_s(x)$ у випадку $g_2 < 0$

Перейдемо тепер до опису механічної аналогії в неколінеарному випадку. В ній еластичними шнурами будуть вважатись самі лінії годографа в кожному шарі. Шнури нормального металу та двох феромагнетиків з'єднуються в двох рухомих точках μ_1 та μ_2 , що прослизують без тертя вздовж прямих \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 . Ці точки будемо уявляти собі маленькими кільцями, надітими на осі \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 . Осі треба уявляти собі рознесеними в просторі на невелику відстань, так що кільця можуть вільно проходити через точку перетину. Як можна побачити з рис. 4, шнури феромагнітних шарів натягнено прямолінійно між початком координат та точками $\mu_{1,2}$, а шнур нормального металу натягнено з провисанням між точками μ_1 та μ_2 . В механічній аналогії спінові струми \mathbf{j}_s відіграють ролі сил, з якими шнури діють на кільця-з'єднання. Дійсно, згідно з формулою (3) спіновий струм в нормальному проміжку спрямовано по дотичній до годографа – так само, як і натяг еластичного шнура. Шнур, що зі збільшенням координати x відходить від кільця-з'єднання, діє на нього з силою $-\mathbf{j}_s$, а шнур що підходить до кільця – з силою $+\mathbf{j}_s$. Оскільки рух кілець обмежено прямими, то в рівновазі має підтримуватись лише баланс проєкцій сил на напрямки \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 (рис. 4, вгорі), що і дає умови (10).

Якщо розглянути спіновий струм в феромагнетиках більш докладно, то ми побачимо, що він складається з двох членів, наприклад, $j_s(F_1) = p_1 j_0 - \tilde{G}_1 \mu_1$ (величина \tilde{G}_1 визначена в Додатку I). Так само як і в колінеарному випадку, член,

пропорційний до електричного струму, утворює зовнішню силу, що відтягає кільце-з'єднання шнура від положення рівноваги. Другий член утворює пружну силу реакції, що повертає кільце до рівноваги, тобто зменшує накопичення спіну (рис. 4, вставка вгорі). Як бачимо, в механічній аналогії систему з рівноваги виводять лише сили, утворені електричним струмом, що цілком відповідає фізичній картині процесу.

Аналогія з балансом сил розповсюджується і на рівняння (5), що описує форму шнура в нормальному металі. Переписане у вигляді $-d\mathbf{j}_s/dx - (\rho/\tau)\mu_s = 0$, воно інтерпретується як баланс сил натягу шнура та розподіленої сили тяжіння, прикладеної до кожного його нескінченно малого елемента в напрямку до початку координат. Ця сила тяжіння і приводить до “провисання” шнура нормального металу, що спостерігається на рис. 4. Оскільки вона є зворотно пропорційною до τ , то за відсутності спінової релаксації в нормальному проміжку ($\tau \rightarrow \infty$) годограф $\mu_s(x)$ стає прямою лінією від точки μ_1 до точки μ_2 .

Відзначимо також, що рівняння стаціонарного переносу (5) та граничні умови (6,7) можна отримати шляхом знаходження екстремуму функціонала

$$S = \sum_{\alpha} \int \left[\frac{1}{D_{\alpha}} \left(p_{\alpha} j_0 - D_{\alpha} \frac{\nabla_x \mu_s}{2} \right)^2 + \frac{\rho_{\alpha} \mu_s^2}{\tau_{\alpha}} \right] dx \quad (11)$$

на класі неперервних функцій $\mu_s(x)$ з обмеженням $\mu_s(x) \parallel \mathbf{m}$ в феромагнетиках. У визначенні S сума береться по всіх шарах α , а інтегрування проводиться вздовж кожного шару. Параметри p_{α} , D_{α} , τ_{α} та ρ_{α} є постійними в межах кожного шару та залежать від його матеріалу. З точки зору дифузійного переносу, цей результат можна розглядати як різновид принципу мінімального виробництва ентропії в слабконеврівноваженій системі. З точки зору механічної аналогії перший член під інтегралом дає пружну енергію еластичного шнура, а другий – енергію, пов'язану з розподіленою силою тяжіння.

В цілому, механічна аналогія дозволяє інтерпретувати на якісному рівні поведінку F/N/F структур та передбачати результати аналітичних розрахунків. Ми продемонструємо це на прикладі властивостей спін-трансферних моментів сили.

3.3. Спін-трансферні моменти та знакозмінна функція ефективності

Спін-трансферний поворотний момент сил визначається стрибком спінового струму $\Delta \mathbf{j}_s$ на границі феромагнітного та нормального шарів як $\mathbf{T} = (\hbar/2)\Delta \mathbf{j}_s$ [4]. Згідно з граничними умовами (7), стрибки $\Delta \mathbf{j}_s$ та моменти \mathbf{T} є перпендикулярними до намагніченості феромагнетика, у відповідності до формул (1). В структурі N/F₁/N/F₂/N стрибки існують лише на границях F₁/N та N/F₂ і ми отримуємо

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{j}_{s1} &= \mathbf{j}_s(F_1) - \mathbf{j}_s(N_1) = j_s(F_1)\mathbf{m}_1 - \mathbf{j}_s(N_1), \\ \Delta \mathbf{j}_{s2} &= \mathbf{j}_s(N_2) - \mathbf{j}_s(F_2) = \mathbf{j}_s(N_2) - j_s(F_2)\mathbf{m}_2. \end{aligned} \quad (12)$$

В зв'язку з наявністю розривів спінового струму, годограф вектора $\mathbf{j}_s(x)$ складається з окремих сегментів (рис. 4, знизу). Сегмент нормального проміжку являє собою лінію, що з'єднує точки $\mathbf{j}_s(N_1)$ та $\mathbf{j}_s(N_2)$ з провисанням в бік початку координат. Чим більшою стає релаксація, тим більше провисають годографи $\mu_s(x)$ та $\mathbf{j}_s(x)$, і одночасно тим меншими стають стрибки спінового струму на границях. В протилежній межі, коли спінова релаксація зменшується до нуля, годограф $\mu_s(x)$ наближається до прямої лінії, а годограф $\mathbf{j}_s(x)$ перетворюється в одну точку, тобто спіновий струм в проміжку стає постійним.

На годографі $\mathbf{j}_s(x)$ напрямки стрибків $\Delta \mathbf{j}_s$ визначаються тим, з якого боку від прямих $\mathbf{m}_{1,2}$ розташовано вектори $\mathbf{j}_s(N_1)$ та $\mathbf{j}_s(N_2)$. Розташування цих векторів на рис. 4 відповідає позитивним значенням g_1 та g_2 . Розглянемо тепер ситуацію з суттєво відмінними властивостями феромагнетиків F₁ та F₂ (рис. 5). З точки зору механічної аналогії асиметрія означатиме, що кільця з'єднання еластичних шнурів, μ_1 та μ_2 , відтягуютимуться від початку координат різними силами $p_1 j_0 \mathbf{m}_1$ та $-p_2 j_0 \mathbf{m}_2$. Протидіяти їм будуть різні сили реакції, $-\tilde{G}_1 \mu_1$ та $-\tilde{G}_2 \mu_2$ (див. Додаток I). Приклад такої ситуації зображено на рис. 5 (вгорі). Тут до кільця μ_2 було прикладено настільки велику силу $-p_2 j_0 \mathbf{m}_2$, що вона через посередництво шнура нормального металу перетягла кільце μ_1 на від'ємний бік осі \mathbf{m}_1 . Одночасно з цим у точці μ_2 змінилась орієнтація дотичної до N-годографу прямої: тепер вона проходить нижче лінії \mathbf{m}_2 . Відповідний годограф $\mathbf{j}_s(x)$ показано на рис. 5 (знизу). Ми бачимо, що напрямок $\Delta \mathbf{j}_{s2}$ помінявся, і те-

пер намагніченість \mathbf{m}_2 відштовхується від \mathbf{m}_1 , а не притягується до неї. Інакше кажучи, маємо $g_2 < 0$. Звернемо увагу на те, що в момент переходу μ_1 через нуль взаємне розташування $\mathbf{j}_s(N_1)$ та \mathbf{m}_1 , а отже і напрямок $\Delta \mathbf{j}_{s1}$, не міняються, тобто знак g_1 залишається позитивним.

В нашому прикладі "перетягування" кільця μ_1 відбулось за рахунок збільшення сили $-p_2 j_0 \mathbf{m}_2$. Але воно так само могло би відбутись і за рахунок зменшення сили протидії $-\tilde{G}_2 \mu_2$. В цьому випадку кільце μ_2 теж би зсунулось на більшу відстань від рівноваги і через шнур нормального металу потягло за собою кільце μ_1 .

4. Висновки

Механічна аналогія дозволяє передбачати поведінку дифузійної системи виходячи з якісних міркувань. Наприклад, стає очевидним, що коли кут θ між намагніченостями \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2 перевищує 90°, жодна сила, спрямована вздовж $-\mathbf{m}_2$, не зможе перетягти точку μ_1 через нуль, оскільки проекція такої сили на \mathbf{m}_1 є позитивною (для визначеності ми припускаємо $j_0 > 0$). Відповідно, зміна знака g_2 можлива лише для $0 \leq \theta < \pi/2$, як і впливає з формул, отриманих в роботах [9, 11] (див. Додаток II).

Так само механічна аналогія робить очевидним і те, що для $0 \leq \theta < \pi/2$ достатньо велика поляризація p_1 поміняє знак g_1 без зміни знака g_2 .

Нарешті, очевидним стає і той факт, що дві функції ефективності не можуть змінити знаки одночасно. Дійсно, для зміни знака g необхідно перетягти відповідне кільце через точку перетину осей. Оскільки в механічній аналогії обидві зовнішні сили діють на кільця в напрямках від рівноваги, то при збільшенні асиметрії принаймі одне з кілець зсунеться в напрямку прикладеної сили, а не проти неї².

В дифузійних структурах з числом феромагнітних елементів більше двох поведінка накопичення спіну в кожному шарі нормального металу зображається планарним годографом, а в шарі феромагнетика – лінійним годографом вздовж осі намагніченості. В структурах з некопланарними на-

² Можна запитати, що станеться у випадку негативної спінової поляризації $p < 0$ ($D_\uparrow < D_\downarrow$) в одному, або обох шарах. На жаль, це лише приведе до перевизначення напрямку відповідного вектора \mathbf{m} на протилежний.

магніченостями можливі ситуації, в яких площини годографів нормальних шарів будуть різними. Але це ускладнення не перешкоджає одночасному зображенню всіх годографів на двовимірних діаграмах типу рис. 4 та 5. Справа в тім, що площини годографів двох нормальних шарів, розділених феромагнітним проміжком, завжди мають спільну пряму – вісь намагніченості феромагнетика. Тому тривимірний годограф багатопарової структури завжди можна “згорнути” в плоский рисунок.

Механічна аналогія продовжує діяти і в багатопарових структурах: на кожній границі між шарами буде зберігатись баланс уявних сил, прикладених до точок з’єднання еластичних шнурів. Зі збільшенням кількості елементів у системі можливості інтуїтивного визначення форми врівноваженої механічної конфігурації шнурів безумовно зменшуються. Тим не менше, і в цьому випадку графічна інтерпретація аналітичних чи числових розв’язків у вигляді годографів залишається корисним способом візуалізації, а механічна аналогія може дозволити легко зрозуміти реакцію системи на малі зміни параметрів.

Роботу було виконано за підтримки гранту NSF DMR-0847159.

ДОДАТОК I

Розподіл накопичення спіну та спінового струму

В цьому додатку ми наводимо результати розрахунків для N/F₁/N/F₂/N структури з товщиною феромагнітних шарів d_{1,2} і товщиною нормального проміжку d_N. Відстані спінової дифузії в феромагнетиках дорівнюють l₁ та l₂, а в нормальному проміжку l_N. Ми припускаємо, що в зовнішніх нормальних електродах відстань спінової дифузії прямує до нуля, і тому на границях з ними накопичення спіну дорівнює нулю. На границях F₁/N (x = x₁) та N/F₂ (x = x₂) накопичення спіну позначаються як μ₁ та μ₂. Функція μ(x) дається такими формулами. В F₁ (x₁ - d₁ < x < x₁)

$$\mu(x) = \frac{\mu_1 \operatorname{sh}[(x - (x_1 - d_1))/l_1]}{\operatorname{sh} d_1/l_1}.$$

В N (x₁ < x < x₂)

$$\mu(x) = \frac{\mu_1 \operatorname{sh}[(x_2 - x)/l_N] + \mu_2 \operatorname{sh}[(x - x_1)/l_N]}{\operatorname{sh} d_N/l_N}.$$

В F₂ (x₂ < x < x₂ + d₂)

$$\mu(x) = \frac{\mu_2 \operatorname{sh}[(x_2 + d_2) - x]/l_2}{\operatorname{sh} d_2/l_2}$$

Враховуючи визначення G = D/2l в кожному з шарів, отримуємо вирази для спінових струмів. В F₁

$$\mathbf{j}_s(x) = p_1 \mathbf{j}_0 - G_1 \frac{\mu_1 \operatorname{ch}[(x - (x_1 - d_1))/l_1]}{\operatorname{sh} d_1/l_1},$$

890

$$\text{в N} \quad \mathbf{j}_s(x) = G_N \frac{\mu_1 \operatorname{ch}[(x_2 - x)/l_N] - \mu_2 \operatorname{ch}[(x - x_1)/l_N]}{\operatorname{sh} d_N/l_N},$$

$$\text{і в F}_2 \quad \mathbf{j}_s(x) = p_2 \mathbf{j}_0 + G_2 \frac{\mu_2 \operatorname{ch}[(x_2 + d_2) - x]/l_2}{\operatorname{sh} d_2/l_2}.$$

Позначаючи $\tilde{G}(d) = G \operatorname{cth}(d/l)$, отримуємо на межах поділу F₁/N та N/F₂

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_s(F_1) &= p_1 \mathbf{j}_0 - \tilde{G}_1(d_1) \mu_1, \\ \mathbf{j}_s(N_1) &= \tilde{G}_N(d_N) \left(\mu_1 - \frac{1}{\operatorname{ch} d_N/l_N} \mu_2 \right), \\ \mathbf{j}_s(N_2) &= \tilde{G}_N(d_N) \left(\frac{1}{\operatorname{ch} d_N/l_N} \mu_1 - \mu_2 \right), \\ \mathbf{j}_s(F_2) &= p_2 \mathbf{j}_0 + \tilde{G}_2(d_2) \mu_2. \end{aligned} \quad (13)$$

Використовуючи вирази (13) в граничних умовах (7), отримуємо формули для накопичень спіну на границях

$$\begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \end{pmatrix} = \frac{j_0}{\operatorname{Det}} \begin{vmatrix} A_2 & -B \cos \theta \\ B \cos \theta & -A_1 \end{vmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

де

$$A_1 = \tilde{G}_1(d_1) + \tilde{G}_N(d_N) > 0,$$

$$A_2 = \tilde{G}_2(d_2) + \tilde{G}_N(d_N) > 0,$$

$$B = \frac{\tilde{G}_N(d_N)}{\operatorname{ch}(d_N/l_N)} > 0,$$

$$\operatorname{Det} = A_1 A_2 - B^2 \cos^2 \theta.$$

ДОДАТОК II

Спін-трансферні моменти

Стрибки спінових струмів визначаються формулами (12). Підставляючи в них співвідношення (13), отримуємо вирази

$$\Delta \mathbf{j}_{s1} = \frac{G_N(d_N)}{\operatorname{ch}(d_N/l_N)} \mu_2 [\mathbf{m}_1 \times [\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1]],$$

$$\Delta \mathbf{j}_{s2} = \frac{G_N(d_N)}{\operatorname{ch}(d_N/l_N)} \mu_1 [\mathbf{m}_2 \times [\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2]],$$

в які залишається підставити μ_{1,2} з формул (14).

Для аналізу поведінки функцій ефективності спочатку доводимо нерівності 0 < B < A_{1,2}. Користуючись ними можна показати, що знаки g_{1,2} міняються з позитивних на негативні якщо одночасно виконуються умова cos θ > 0 і одна з наступних нерівностей

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} > \frac{A_2}{B \cos \theta} > 1 &\Rightarrow g_2 < 0, \\ \frac{p_2}{p_1} < \frac{B \cos \theta}{A_1} < 1 &\Rightarrow g_1 < 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Умови (15) показують, що дві функції ефективності не можуть змінити знак одночасно, а зміна знака одної з них вимагає перевищення певного порога асиметрії структури.

1. L. Berger. Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978).

2. L. Berger. Possible existence of a Josephson effect in ferromagnets. *Phys. Rev. B* **33**, 1572 (1986).
3. L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
4. J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
5. V.K. Dugaev, V.R. Vieira, P.D. Sacramento, J. Barnas, M.A.N. Araujo, J. Berakdar. Current-induced motion of a domain wall in a magnetic nanowire. *Phys. Rev. B* **74**, 054403 (2006).
6. A.M. Pogorilyi, S.M. Ryabchenko, O.I. Tovstolytkin. Spintronics. Main phenomena. Development trends. *Ukr. Fiz. Zh. Ogl.* **6**, 37 (2010) (in Ukrainian).
7. J.C. Slonczewski. Currents and torques in metallic magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* **247**, 324 (2002).
8. M.D. Stiles, A. Zangwill, Anatomy of spin transfer. *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002).
9. A.A. Kovalev, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Spin-transfer in diffusive ferromagnet-normal metal systems with spin-flip scattering. *Phys. Rev. B* **66** 224424 (2002).
10. J. Manschot, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Nonmonotonic angular magnetoresistance in asymmetric spin valves. *Phys. Rev. B* **69** 092407 (2004).
11. J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann, V.K. Dugaev. From giant magnetoresistance to current-induced switching by spin transfer. *Phys. Rev. B* **72**, 024426 (2005).
12. M. Gmitra, J. Barnas. Current-driven destabilization of both collinear configurations in asymmetric spin valves. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 207205 (2006).
13. P. Balaz, M. Gmitra, J. Barnas. Current-pulse-induced magnetic switching in standard and nonstandard spin-valves: Theory and numerical analysis. *Phys. Rev. B* **79**, 144301 (2009).
14. P.C. van Son, H. van Kempen, P. Wyder. Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2271 (1987).
15. T. Valet, A. Fert. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
16. A. Brataas, Yu.V. Nazarov, G.E.W. Bauer. Finite-element theory of transport in ferromagnet-normal metal systems. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2481 (2000).
17. A. Brataas, Yu.V. Nazarov, G.E.W. Bauer. Spin-transport in multi-terminal normal metal-ferromagnet systems with non-collinear magnetizations. *Eur. Phys. J. B* **22**, 99 (2001).
18. C. Heide. Spin currents in magnetic films. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197201 (2001).
19. C. Heide. Effects of spin accumulation in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B* **65**, 054401 (2002).
20. E.I. Rashba. Diffusion theory of spin injection through resistive contacts. *Eur. Phys. J. B* **29** 513 (2002).

Одержано 10.07.20

Ya.B. Bazaliy

INTERPRETATION OF THE SPIN TORQUE
SIGN CHANGE IN F/N/F STRUCTURES IN TERMS
OF A MECHANICAL ANALOGY

S u m m a r y

A useful interpretation of the spin-accumulation and spin-current distributions in magnetic nanostructures with diffusive transfer has been discussed. A mathematically equivalent mechanical system was proposed that provides an intuitive understanding of the dependence of the spin-transfer torque values on various parameters. In particular, it gives a clear explanation for the sign change of the spin-transfer torque in asymmetric F/N/F structures.