

Происхождение, развитие и перспективы спинтроники

А. Ферт

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2007 г.)

PACS numbers: 01.10Fv, 72.25.-b, 75.47.De, 85.75.Bb

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200812f.1336

Содержание

1. Введение (1336).
 2. От спин-зависимой проводимости в ферромагнетиках к гигантскому магнетосопротивлению (1336).
 3. Золотой век гигантского магниторезистивного эффекта (1339).
 4. Гигантский магниторезистивный эффект в геометрии "ток перпендикулярен плоскости" и явление спиновой аккумуляции (1340).
 5. Магнитные туннельные переходы и туннельный магниторезистивный эффект (1341).
 6. Магнитное переключение и генерация микроволн в результате переноса спина (1344).
 7. Полупроводниковая и молекулярная спинтроника (1346).
 8. Заключение (1347).
- Список литературы (1348).

1. Введение

Электроны обладают зарядом и спином, но до недавнего времени их зарядовые и спиновые свойства рассматривались по отдельности. В классической электронике заряды электронов подвергаются воздействию электрических полей, при этом спиновыми свойствами электронов обычно пренебрегают. Другие традиционные прикладные направления, например, магнитная запись, используют свойства спина, но только применительно к такой макроскопической характеристике, как намагниченность ферромагнетика. Эта картина начала качественно меняться в 1988 г. с момента открытия гигантского магниторезистивного эффекта (гигантского магнетосопротивления, или ГМС) [1, 2] в магнитных многослойных пленках, положившего начало эффективному управлению движением электронов путем воздействия на их спиновые моменты. Открытие этого явления инициировало активную работу в новой области исследований и технологий, именуемой сейчас спинтроникой, в которой используется действие спина на подвижность электронов в ферромагнитных металлах. Фактически модель, описывающая влияние спина на подвижность электронов в ферромагнитных металлах, впервые предложенная Мот-

том [3], была экспериментально продемонстрирована и теоретически описана в моей диссертационной работе более чем за десять лет до открытия в 1988 г. явления ГМС. Гигантский магниторезистивный эффект стал первой ступенью на пути к применению подобного воздействия для управления электрическим током, а его применение в считывающих головках жестких дисков внесло значительный вклад в быстрое увеличение плотности записи информации и привело к распространению технологий внешних накопителей на область бытовой электроники. Позже развитие спинтроники открыло и много других эффектов, связанных с управлением и воздействием на спиновые токи. Сегодня эта область научных исследований значительно расширяется в таких многообещающих новых направлениях, как явление переноса спина, полупроводниковая, молекулярная или одноэлектронная спинтроника.

2. От спин-зависимой проводимости в ферромагнетиках к гигантскому магнетосопротивлению

ГМС и спинтроника берут свое начало в ранее существовавших исследованиях по влиянию спина на электрическую проводимость в ферромагнитных металлах [3–5]. Механизм спин-зависимой проводимости может быть понят из стандартной зонной структуры ферромагнитного металла, представленной на рис. 1а¹. Расщепление энергетических уровней, относящихся к ориентациям спинов "вверх" и "вниз" (в англоязычной научной литературе эти направления называются "majority spin" и "minority spin" по аналогии с понятием "основных" и "неосновных" носителей в физике полупроводников. — *Примеч. перевод.*), приводит к тому, что на уровне Ферми носители тока (электроны) находятся в разных состояниях, соответствующих противоположным ориентациям спинов, и проявляют разные свойства проводимости. Такая модель спин-зависимой проводимости была предложена Моттом [3] в 1936 г. для объяснения некоторых особенностей поведения электрического сопротивления ферромагнитных металлов вблизи температуры Кюри.

А. Ферт (A. Fert), Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, 91767, Palaiseau, and Université Paris-Sud, 91405, Orsay, France

¹ В электронной версии Нобелевской лекции рисунки даны в цветном изображении (см. сайт УФН www.ufn.ru).

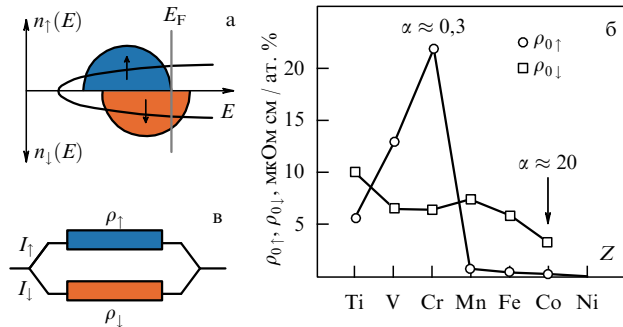


Рис. 1. Основы спинтроники. (а) Схематическое изображение зонной структуры ферромагнитного металла, отображающее расщепление энергетических зон с учетом ориентации спинов. (б) Сопротивления спиновых каналов проводимости (в ориентациях "спин вверх" и "спин вниз") для никеля, легированного на 1 % различными типами примесей (измерения проводились при температуре 4,2 К) [4]. Отношение α величин сопротивлений $\rho_{0\downarrow}$ к $\rho_{0\uparrow}$ каналов "спин ↓" и "спин ↑" достигает значения 20 для примесей Со и становится меньше 1 для примесей Сг и V. (в) Схематическое изображение спин-зависимой проводимости по независимым каналам "спин ↓" и "спин ↑" в приближении пренебрежимо малого смешивания спиновых каналов ($\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$ в обозначениях работы [4]).

Тем не менее, когда в 1966 г. я начал работу над диссертацией, эта тема была практически не изучена. Мой научный руководитель Йен Кемпбелл предложил мне провести экспериментальное исследование сплавов на основе железа и никеля, так что мне посчастливилось быть у истоков изучения проблематики. Мне удалось подтвердить, что подвижность электронов является спин-зависимой и, в частности, я показал, что сопротивления разных спиновых каналов могут существенно отличаться в металлах, легированных примесями, и характеризуются значительным сечением спин-зависимого рассеяния [4]. На рисунке 1б приведен пример, иллюстрирующий поведение соответствующих ориентациям "спин вверх" и "спин вниз" электрических сопротивлений никеля, легированного на 1 % различными типами примесей. Из графика видно, что значение отношения сопротивления для состояния "спин вниз" к сопротивлению для состояния "спин вверх" (коэффициент α) достигает величин как порядка двадцати при наличии примесей кобальта, так и становится меньше единицы при наличии примесей хрома и ванадия, что согласуется с теоретическими моделями, развитыми Жаком Фриделем для описания электронной структуры таких примесей. Модель двухтоковой проводимости была вскоре подтверждена результатами исследований в других научных группах, а также расширена, например, для сплавов на основе кобальта Логелем и Готье [5] из Страсбурга.

В моей диссертации я также работал над двухтоковой моделью [4] проводимости в ферромагнитных металлах. Эта модель основана на представлении о взаимодействии токов электронов с направлениями "спин вверх" и "спин вниз" путем столкновений с обменом импульсами. Явление перемешивания спиновых состояний (spin mixing) происходит от "спин-флип" рассеяния (процессов спиновых переворотов) и, главным образом, от рассеяния на магнонах, которое, возрастая с ростом температуры, частично выравнивает токи каналов "спин вниз" и "спин вверх" при температуре выше комнатной для большинства ферромагнетиков. В настоящее время двухтоковая модель является основной моделью в

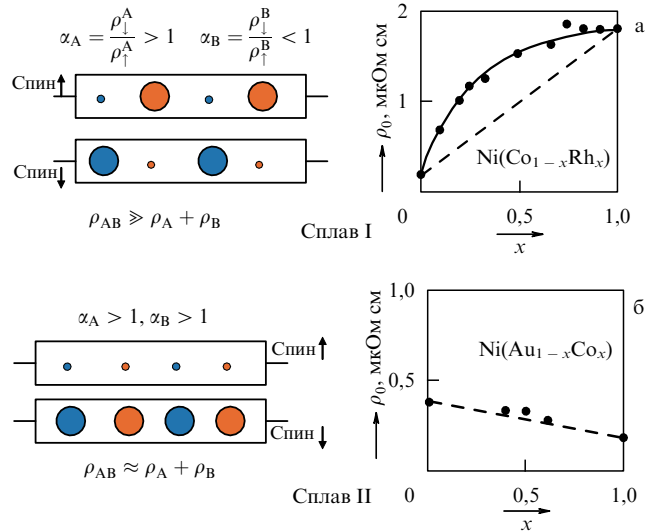


Рис. 2. Эксперименты, проведенные на трехкомпонентных сплавах, использующие аналогичный с ГМС принцип [4]. (а) Схематическое изображение спин-зависимой проводимости для сплавов, легированных примесями с противоположным характером асимметрии спин-зависимого рассеяния ($\alpha_A = \rho_{A\uparrow}^A / \rho_{A\downarrow}^A > 1$, $\alpha_B = \rho_{B\uparrow}^B / \rho_{B\downarrow}^B < 1$, откуда следует, что $\rho_{AB} \gg \rho_A + \rho_B$) и экспериментальные результаты для сплавов Ni(Co_{1-x}Rh_x). (б) То же для сплавов, легированных примесями с одинаковым характером асимметрии спин-зависимого рассеяния ($\alpha_A = \rho_{A\uparrow}^A / \rho_{A\downarrow}^A > 1$, $\alpha_B = \rho_{B\uparrow}^B / \rho_{B\downarrow}^B > 1$, откуда следует, что $\rho_{AB} \approx \rho_A + \rho_B$), и экспериментальные результаты для сплавов Ni(Au_{1-x}Co_x). Для ГМС примеси А и В заменяются на многослойные пленки, при этом случаи (а)/(б) соответствуют антипараллельной/параллельной магнитной конфигурации соседних магнитных слоев.

спинтроники. Однако удивительно, что трактовка спинтронных явлений в целом основывается на упрощенной модели, пренебрегающей перемешиванием спиновых состояний и предполагающей, что электрическая проводимость рассматривается как проводимость двух параллельно соединенных независимых спиновых каналов (рис. 1в). Несомненно, было бы полезно вновь пересмотреть интерпретацию многих недавних экспериментов, уже с учетом перемешивания спиновых состояний (здесь не следует путать механизм спинового перемешивания с релаксационными механизмами при спиновой аккумуляции, обусловленными другими типами процессов переворота спина [6]).

На самом деле некоторые экспериментальные факты, которые приведены в моей диссертации, связанные с металлами, легированными двумя типами примесей, уже превосходили открытия в области ГМС [4]. Это поясняет рис. 2. Например предположим, что имеется образец никеля, легированный примесями кобальта, обладающего способностью к сильному рассеянию электронов в канале со спином вниз, и родия, который сильно рассеивает электроны со спином вверх. В трехкомпонентном сплаве Ni(Co + Rh), который мною назван сплавом первого типа, электроны обоих спиновых каналов рассеиваются и на кобальте, и на родии, так что наблюдается сильный рост величины сопротивления. В противоположной ситуации находятся сплавы второго типа, легированные примесями, к примеру, кобальта и золота, которые обладают способностью к сильному рассеянию электронов лишь в одном канале (оставляя свободным другой); при этом не происходит значитель-

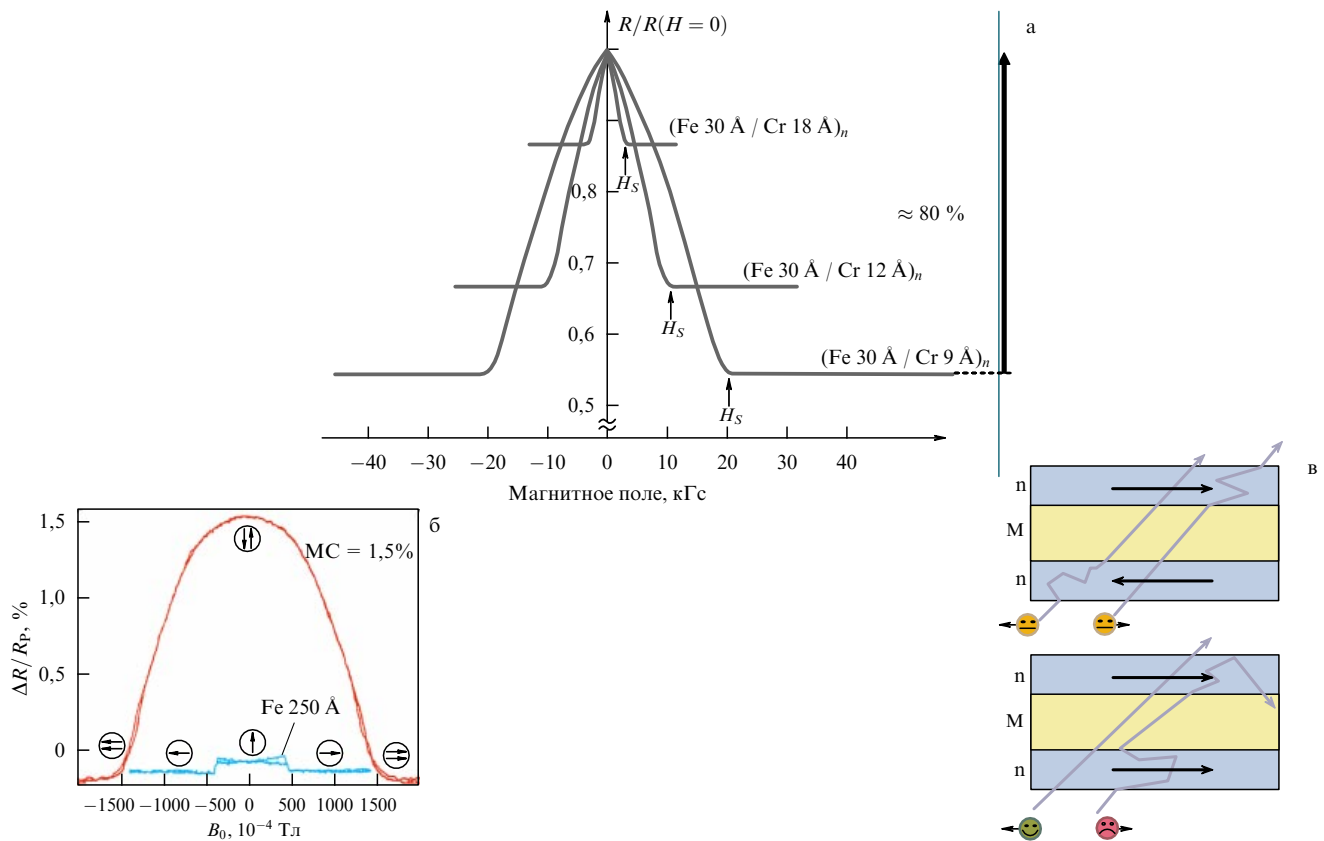


Рис. 3. Первые экспериментальные результаты по наблюдению гигантского магнетосопротивления. (а) Многослойные пленки Fe/Cr(001) [1] (в общепринятом определении для относительного магнетосопротивления, $MC = 100(R_{AP} - R_P)/R_P$, $MC = 80\%$ для многослойных пленок (Fe 3 нм/Cr 0,9 нм)). (б) Трехслойные структуры Fe/Cr/Fe [2]. (в) Схематическая иллюстрация механизма возникновения ГМС. В случае параллельной магнитной конфигурации (нижняя схема) электроны, принадлежащие одному из каналов (со спином вверх или вниз) могут свободно перемещаться по всем магнитным слоям, и высокая проводимость этого канала приводит к малому полному сопротивлению образца. В антипараллельной конфигурации (верхняя схема) электроны в каждом из каналов сильно рассеиваются каждым вторым магнитным слоем, что приводит к росту сопротивления. (Из статьи [18].)

ного увеличения сопротивления. В основе идеи ГМС лежит идея замены примесей А и В трехкомпонентного сплава на слои А и В в многослойных пленках. При этом антипараллельной магнитной конфигурации слоев А и В соответствует ситуация для сплава первого типа, а параллельной магнитной конфигурации — для "сплава второго типа". Это дает возможность переключения между состояниями с большими и малыми величинами сопротивлений методом простого изменения взаимной ориентации намагниченностей слоев А и В — от антипараллельной к параллельной. Однако из уравнений переноса следует, что изменения взаимной ориентации слоев А и В электроны "чувствуют" только в том случае, когда они находятся на расстоянии меньшем длины свободного пробега, т.е., фактически, на расстоянии нескольких нанометров. К сожалению, в 1970-е годы представлялось технически невозможным изготовить многослойные пленки с толщинами слоев в несколько нанометров. Мне пришлось отложить осуществление ряда своих замыслов, и с начала 1970-х годов и до 1985 г. наша научная группа Лаборатории физики конденсированного состояния Университета Пари-Зюд работала над выполнением задач по исследованию аномального эффекта Холла, спинового эффекта Холла, изучению природы магнетизма в спиновых стеклах и аморфных материалах.

С появлением в середине 1980-х годов технологий, подобных молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ)

появилась возможность изготовления многослойных пленок, состоящих из очень тонких отдельных слоев, и я уже мог рассматривать попытку распространения экспериментальных исследований трехкомпонентных сплавов на многослойные пленки. Помимо всего прочего, в 1986 г. я стал свидетелем выполнения в группе под руководством Петера Грюнберга [7] серии превосходных экспериментов по бриллюэновскому рассеянию, открывших существование межслойного обменного взаимодействия антиферромагнитного характера в пленках Fe/Cr. Система Fe/Cr является магнитной многослойной структурой, в которой под действием внешнего магнитного поля возможно переключение взаимной ориентации намагниченностей в соседних магнитных слоях от антипараллельной к параллельной. При сотрудничестве с коллективом Алана Фридерика в компании Thomson-CSF я приступил к изготовлению и изучению многослойных пленок Fe/Cr. Специалистом по МЛЭ в Thomson-CSF был Патрик Этьен, и трое моих аспирантов, сначала Фредерик Нгуен Ван До, а позже Аньес Бартеlemi и Фредерик Петров также были привлечены к работе над проектом. Все это привело нашу группу к открытию в 1988 г. [1] именно тех самых значительных магниторезистивных эффектов, которые и получили название ГМС (рис. 3а). Одновременно эффекты аналогичной природы на трехслойных структурах Fe/Cr/Fe были получены Петером Грюнбергом в Юлихе [2] (рис. 3б). Интерпретация ГМС схожа с вышеописанной для трехкомпонент-

ных сплавов и проиллюстрирована на рис. 3в. Первое описание ГМС в рамках классической модели было опубликовано в работах 1989 г. Кэмли и Барнаса [8], а в 1991 г. совместно с Леви и Жангом я работал над первой квантовой моделью ГМС [9].

Мне часто задают вопрос: ожидал ли я столь значительных магниторезистивных эффектов? Могу ответить — и "да", и "нет". С одной стороны, экстраполируя свои предыдущие результаты для трехкомпонентных сплавов, я мог бы предположить наличие очень большого по величине магнетосопротивления. С другой стороны, было опасение, что неизбежные структурные дефекты в многослойных пленках, к примеру, наличие шероховатостей на границах, могли бы внести спин-независимое рассеяние и подавить спин-зависимое рассеяние в магнитных слоях. И мне представляется большой удачей, что в конечном итоге рассеяние на шероховатостях границ раздела оказалось спин-зависимым и дало свой вклад в объемное рассеяние (вклады в объемное рассеяние и рассеяние на границах могут быть отдельно восстановлены из экспериментальных данных по исследованию ГМС в геометрии "ток перпендикулярен плоскости").

3. Золотой век гигантского магниторезистивного эффекта

Очень скоро наши публикации об открытии гигантского магниторезистивного эффекта привлекли внимание научной общественности как с точки зрения фундамен-

тальной науки, так и с точки зрения многообразия прикладных возможностей, и с тех пор изучение магнитных многослойных пленок и ГМС стало очень популярной тематикой. В нашей группе, усиленной такими сотрудниками, как Аньес Бартелими и Фредерик Петров, равно как и в сначала небольшом, но быстро растущем научном сообществе, работающем в этом направлении, возникло восторженное ощущение от исследования совершенно неизученной страны с удивительными открытиями в будущем. Со стороны эксперимента отмечу два очень важных результата, опубликованных в работах 1990 г. Во-первых, в работе [10] Паркина и др. обнаружено ГМС в многослойных пленках Fe/Cr, Co/Ru, Co/Cr, приготовленных с помощью более простой и быстрой техники напыления, и сделан вывод об осциллирующем характере ГМС, обусловленном осцилляциями межслойного обменного взаимодействия как функции толщины немагнитных слоев. Также в 1990 г. другими группами ученых (Шиньо и Ямамото [11], а также Дюпа и др. [12]) было показано, что эффекты ГМС можно наблюдать и в многослойных структурах, не обладающих антиферромагнитным характером межслойного взаимодействия, а составленных из магнитных слоев с разными коэрцитивными силами. Еще один важный результат 1991 г. — наблюдение больших по величине и осциллирующих эффектов ГМС на образцах Co/Cu, которые стали прототипом ГМС-систем (рис. 4а). Эти результаты впервые были получены в моей научной группе [13] аспирантом Данте Моска на многослойных пленках, приготовленных напы-

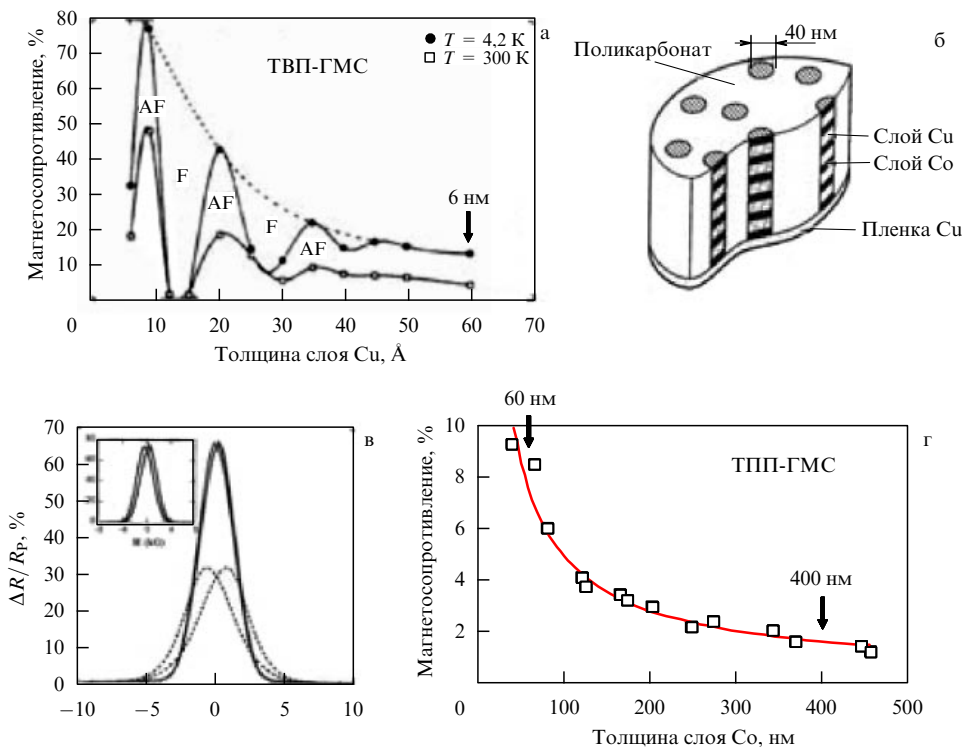


Рис. 4. (а) Изменение относительного ГМС для многослойных пленок Co/Cu в обычной геометрии ТВП (ток в плоскости) как функция толщины слоя Cu [13]. Характерный масштаб длины здесь есть длина свободного пробега (меньшая). (б) Структура многослойной нанопроволоки, используемой для измерения ГМС в геометрии ТПП (ток перпендикулярен плоскости) [21]. (в) ГМС, измеренное в геометрии ТПП для многослойных нанопроволок "пермаллой 12 нм/медь 4 нм" (сплошные линии) и многослойных нанопроволок "кобальт 10 нм/медь 5 нм" (штриховые линии) [21]. (г) Изменение относительного ГМС, измеренного в геометрии ТПП, в многослойных нанопроволоках Co/Cu как функция толщины слоев кобальта [21]. Характерный масштаб длины здесь есть спиновая диффузионная длина (большая).

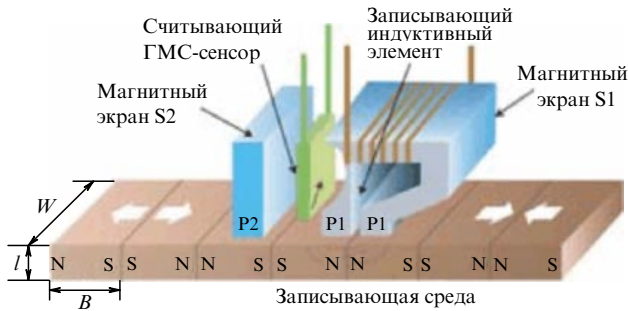


Рис. 5. ГМС-головка жесткого диска. (Из работы Чапперта и др. [18].)

лением в Университете г. Мичигана, и параллельно группой под руководством Стюарта Паркина в IBM [14]. В работе Диени и др. [15] впервые описано явление ГМС в структурах типа "спиновый вентиль" (в трехслойных пленках "spin-valve"), основанных на модели, предложенной Петером Грюнбергом [16], с которым мы разделили Нобелевскую премию. Согласно этой модели, один из двух магнитных слоев связан обменным взаимодействием с антиферромагнитной прослойкой, в то время как намагниченность другого слоя является свободно ориентированной. Намагниченность свободного слоя может быть инвертирована очень малыми по величине магнитными полями, так что в настоящее время этот принцип используется в большинстве практических приложений.

В лекции Нобелевского лауреата Петера Грюнберга рассказано о других разработках начала 1970-х годов по исследованиям магнитных многослойных пленок и гигантском магниторезистивном эффекте и, в частности, дано представление о различных устройствах, основанных на эффекте ГМС в спиновых вентилях [17, 18]. В считывающих головках (рис. 5) внешних магнитных жестких дисков ГМС-сенсоры, работающие по принципу спинового вентиля, к 1997 г. вытеснили сенсоры, основанные на эффекте анизотропного магнетосопротивления. Обеспечивая чувствительный и масштабируемый метод считывания информации, применение эффекта ГМС привело к увеличению поверхностной плотности записи более чем на два порядка по величине ($c \sim 1$ до 600 Гбит дюйм $^{-2}$ к 2007 г.). Это открыло путь к созданию небывалой по емкости внешней памяти (до 1 Тбайта) для видеозаписи или создания резервных копий, а также для производства небольших по размеру жестких дисков (диаметром вплоть до 0,85-дюймов (21,6 мм)) для мобильных устройств (сверхлегких ноутбуков, портативных мультимедийных плееров). ГМС-сенсоры применяются и во многих других приложениях — в основном в автомобильной промышленности и биомедицине [19].

4. Гигантский магниторезистивный эффект в геометрии "ток перпендикулярен плоскости" и явление спиновой аккумуляции

В первые годы экспериментальная работа по исследованию гигантского магниторезистивного эффекта проводилась только при электрических токах, протекающих вдоль многослойных пленочных структур, т.е. в так называемой геометрии "ток в плоскости" (ТВП). И только в 1993 г. были выполнены эксперименты по

исследованию ГМС при электрическом токе, направленном перпендикулярно плоскости слоя (ТПП). Впервые этот эксперимент был реализован в Университете г. Мичигана Бассом, Праттом и Шрёдером [20], которые поместили магнитную многослойную структуру между сверхпроводящими электродами. Буквально через пару лет в рамках совместной работы с Люком Пиро из Университета Лувэн (Бельгия), мы получили тот же эффект на образцах, приготовленных методом электроосаждения многослойной структуры в поры поликарбонатной мембраны [21] (рис. 4б–г). Гигантский магниторезистивный эффект в геометрии ТПП не просто определенно выше по сравнению с ТВП-ГМС (вероятно, в будущем эффект ТПП-ГМС будет применяться в новых поколениях считывающих головок жестких дисков), но к тому же, как показано на рис. 4в, г, он существует и в многослойных структурах с относительно толстыми слоями, вплоть до микронного размера [21]). В совместной теоретической работе с Тьерри Вале [22] мною было показано, что вследствие эффектов спиновой аккумуляции, имеющих место для геометрии ТПП, характерным масштабом длины для переноса спина становится значительная по величине спиновая диффузионная длина вместо достаточно малой длины свободного пробега для геометрии ТВП. Фактически, открытие ТПП-ГМС выявило эффекты спиновой аккумуляции, управляющие прохождением спин-поляризованного тока через последовательно расположенные магнитные и немагнитные материалы, и, таким образом, оно играет важную роль во всем современном развитии спинтроники. Диффузионный ток, индуцированный аккумуляцией спинов на границе магнитный материал/немагнитный материал, является механизмом, управляющим спин-поляризованным током вдали от границы, далеко за пределами баллистического диапазона (т.е. за пределами, определяемыми длиной свободного пробега), а именно на расстоянии спиновой диффузионной длины. Для примера, в молекулах углерода спиновая диффузионная длина превышает микронный интервал и, как будет показано в разделе о молекулярной спинтронике (раздел 7), спин-поляризованные токи со значительной спиновой поляризацией могут переноситься по всей длине протяженных углеродных нанотрубок.

Явление спиновой аккумуляции, проявляющееся, когда поток электронов пересекает границу между ферромагнетиком и немагнитным материалом, объясняется на рис. 6. Вдали от границы, со стороны магнитной пленки, ток имеет большее значение в одном из спиновых каналов (см. направление "спин вверх" на рис. 6), тогда как вдали от границы с противоположной стороны ток равномерно распределен по обоим спиновым каналам. При направлении тока и спиновой поляризации, показанных на рис. 6, наблюдается аккумуляция электронов со спином, направленным вверх (и соответственно уменьшение количества электронов со спином, направленным вниз, для обеспечения электронейтральности) вблизи границы, или, другими словами, имеет место расщепление между уровнями Ферми (химическими потенциалами) для электронов со спинами, направленными вверх и вниз. Эта аккумуляция спинов распространяется по обе стороны от границы на расстояние спиновой диффузионной длины. Процессы переворота спинов также вызываются этим неравновесным распределением; при этом стационарное расщепление достигается

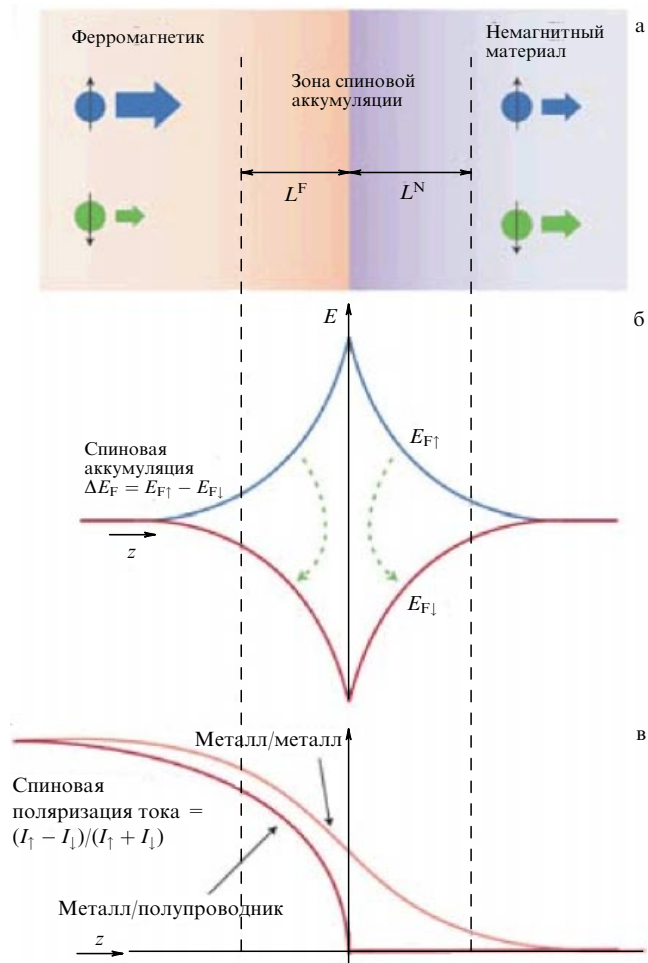


Рис. 6. Схематическое представление процесса спиновой аккумуляции на границе между ферромагнитным металлом и немагнитным слоем. (а) Спиновые токи, соответствующие направлениям спинов вверх и вниз, вдали от границы между ферромагнитным и немагнитным проводниками (вне зоны спиновой аккумуляции). (б) Расщепление химических потенциалов $E_{F\uparrow}$ и $E_{F\downarrow}$ на границе. Стрелками обозначены перевороты спинов, вызванные спиновым расщеплением в неравновесном состоянии. Такие перевороты управляют постепенной деполаризацией тока электронов между областями слева и справа. При противоположно направленном токе имеют место инверсия спиновой аккумуляции и обратные перевороты спинов, которые вызывают поляризацию тока при его протекании через зону спиновой аккумуляции. (в) Изменение спиновой поляризации тока в случае примерного равновесия спиновых переворотов в левой и правой областях (металл/металл) и в случае преобладания спиновых переворотов в области слева (например, металл/полупроводник без спин-зависимого сопротивления на границе). (Из работы [18].)

в условиях, когда количество спиновых переворотов как раз такое, какое требуется для баланса входящих и исходящих потоков электронов со спинами, направленными вверх и вниз. Подытоживая результаты, отметим, что по обе стороны от границы на расстоянии спиновой диффузионной длины имеется обширная область проявления спин-аккумуляционных эффектов, в которой ток постепенно деполаризуется вследствие процессов переворота спина, обусловленных спиновой аккумуляцией.

Рисунок 6 иллюстрирует случай спиновой инжекции, когда электроны движутся в направлении от магнитного к немагнитному проводнику. Для электронов, движущихся в обратном направлении (спиновая экстракция),

наблюдается похожая ситуация, за исключением того, что в этом случае спиновая аккумуляция постепенно поляризует ток в немагнитном проводнике. В обоих случаях (как инжекции, так и экстракции спинов) спиновая поляризация существует или зарождается в немагнитном проводнике вдали от границы. Эти процессы могут быть описаны уравнениями переноса нового типа [22], где электрический потенциал заменяется на зависящий от спина и координат электрохимический потенциал. Такие уравнения применимы не только для простого случая с одной границей, но и для систем с большим числом границ с частичным перекрытием областей спиновой аккумуляции на соседних границах. Эти уравнения также могут быть распространены на задачи, когда учитываются изгиб зон и эффекты с высокой плотностью тока [23, 24].

Физика спиновой аккумуляции играет важную роль во многих областях спинтроники, например, в одной из наиболее быстро развивающихся сегодня областей — полупроводниковой спинтроники. В случае инжекции спина из магнитного металла в немагнитный полупроводник (или спиновой экстракции для случая противоположно направленного тока) существенно более высокая плотность состояний в металле является причиной того, что сравнимые расщепления, вызванные спиновой аккумуляцией по обе стороны от границы, показанные на рис. 6, приводят к значительно более высоким плотностям спиновой аккумуляции и к значительному увеличению количества спиновых переворотов со стороны металла. Таким образом, процесс деполаризации происходит быстрее со стороны металла, а при проникновении в полупроводник (как показано на рис. 6в) ток почти полностью деполаризован. Эта задача была впервые поставлена в группе Шмидта [25]. Мне пришлось вернуться к своей теоретической модели, разработанной совместно с Анри Жаффрэ, для того чтобы показать, что задача может быть решена путем включения спин-зависимого сопротивления на границе, которое характерно для туннельных переходов, чтобы ввести прерывание процессов спиновой аккумуляции на границе, увеличить долю спинов на границе со стороны полупроводниковой области и сдвинуть область деполаризации из металла в полупроводник (аналогичные выводы приведены также в статье Рашбы) [26, 27]. В экспериментальных работах спиновая инжекция через туннельный барьер была успешно реализована, однако, как правило, туннельное электрическое сопротивление слишком велико для эффективного преобразования "спиновой" информации в электрический сигнал [24].

5. Магнитные туннельные переходы и туннельный магниторезистивный эффект

Важным этапом в развитии спинтроники стала работа в области изучения туннельного магнетосопротивления (ТМС) в магнитных туннельных переходах (МТП). Магнитные туннельные переходы — это туннельные переходы между ферромагнитными электродами с различными электрическими сопротивлениями в случаях параллельной и антипараллельной ориентаций магнитных моментов. Некоторые ранние результаты по исследованию эффектов ТМС (малых по величине) в области низких температур уже были представлены в работе Жульера [28] 1975 года, но они отличались

невысокой повторяемостью и, фактически, их не могли воспроизвести в течение 20 лет. И только в 1995 г. значительные по величине ($\approx 20\%$) и воспроизводимые эффекты на основе магнитных туннельных переходов с аморфным оксидом алюминия, взятым в качестве туннельного барьера, были получены в группах исследователей под руководством Моодера и Миясаки [29, 30]. С точки зрения технологии, интерес к МТП в связи с металлическими спиновыми вентилями происходит от возможности вертикальной ориентации тока и, в результате, возможности уменьшения методами литографии поперечного размера объекта до субмикронного масштаба.

Магнитные туннельные переходы лежат в основе новой концепции оперативной магнитной памяти, названной MRAM (Magnetic Random Access Memory, или магнитная память с произвольным доступом), схематически представленной на рис. 7а. Предполагается, что новые элементы магнитной оперативной памяти объединят в себе малое время доступа, характерное для полупроводниковых элементов оперативной памяти, и энергонезависимость магнитных запоминающих устройств. В первых элементах памяти, запущенных на рынок в 2006 г., ячейки памяти построены на магнитных туннельных переходах с барьером из оксида алюминия. Магнитные поля, генерируемые числовыми ("word" lines) и разрядными ("bit" lines) шинами, используются для переключения магнитной конфигурации ячеек (рис. 7а). Следующее поколение магнитной оперативной памяти на основе элементов с магнитными туннельными переходами с барьером из MgO, способных перемагничиваться за счет переноса спина, со временем даст новый импульс развитию компьютерных технологий.

С 1995 г. ведется активная работа по изучению туннельных магниторезистивных эффектов, и здесь самым существенным достижением стал недавний переход от изучения магнитного туннелирования на аморфном барьере (в данном случае оксид алюминия) к изучению туннелирования в монокристалле, в особенности магнитных туннельных эффектов на барьере MgO. В лаборатории CNRS/Thales, организованной нами в 1995 г., анализ эффектов ТМС стал одной из важнейших задач, и в этой области, при сотрудничестве с учеными из Испании, мы получили одни из самых первых результатов [31] по туннелированию электронов через эпитаксиальную прослойку MgO. Однако полученные нами экспериментальные значения ТМС были лишь незначительно выше значений ТМС, полученных на образце с теми же проводящими электродами и барьером из оксида алюминия. Важным научным достижением стали результаты, полученные в 2004 г. в университете г. Цукуба, Япония [32] и в ИВМ [33], где было обнаружено, что высокие значения коэффициентов ТМС порядка 200% при комнатной температуре, можно получить на образцах с туннелированием через барьер MgO с очень высоким качеством кристаллической структуры. При соблюдении данного условия становятся достижимыми значения коэффициентов ТМС порядка 600% [34] (рис. 7б). В случае такого туннелирования монокристаллический барьер "отфильтровывает" электроны с определенной симметрией их волновых функций [35–37], так что туннельное магнетосопротивление зависит от спиновой поляризации электронов в электродах, волновые функции которых обладают той же симметрией.

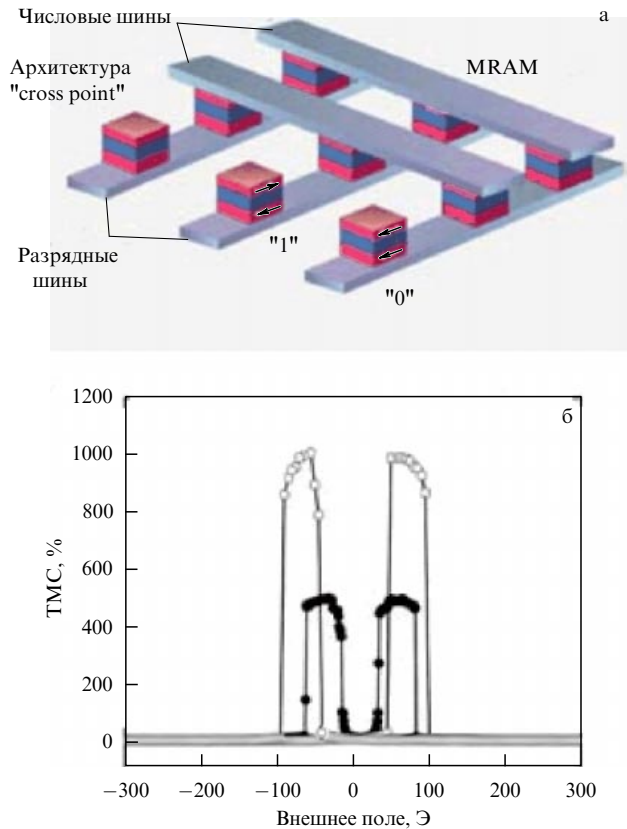


Рис. 7. (а) Принцип MRAM в стандартной архитектуре "узловых ячеек памяти" (cross point). Запись информации в двоичной форме (в виде "0" или "1") осуществляется двумя противоположно ориентированными направлениями намагниченности свободного слоя магнитных туннельных переходов, соединенных с узловыми точками двух взаимно перпендикулярных систем проводящих шин. Для записи токовые импульсы подаются на одну шину в каждой системе шин, при этом только в точке пересечения этих шин достигается величина результирующего магнитного поля, достаточная для переориентации намагниченности свободного слоя. При считывании измеряется сопротивление между двумя шинами, подключенными к адресной ячейке. (Схема из работы [18].) (б) Высокое значение туннельного магнетосопротивления (ТМС = $(R_{\max} - R_{\min})/R_{\min}$), измеренное при комнатных (черные символы) и низких (светлые символы) температурах, полученное в работе [34] Ли и др. на магнитных столбиках $(\text{Co}_{25}\text{Fe}_{75})_{80}\text{B}_{20}(4 \text{ нм})/\text{MgO}(2,1 \text{ нм})/(\text{Co}_{25}\text{Fe}_{75})_{80}\text{B}_{20}(4,3 \text{ нм})$, отожженных при температуре 475 °С после выращивания.

Высокая спиновая поляризация, полученная селекцией туннелирующих волн определенной симметрии в монокристаллическом барьере, служит хорошей иллюстрацией процессов, отражающих суть термина "спиновая поляризация" в спинтронных экспериментах. На примере рис. 8, взятого из статьи Жанга и Батлера [37], показана плотность состояний эванесцентных волновых функций различных симметрий: Δ_1 , Δ_5 и т.д. ("evanescent" означает "имеющий тенденцию исчезать"; в волновой физике и квантовой механике термином "эванесцентные" называют волны, экспоненциально затухающие при удалении от границы. — Примеч. научного ред.) для барьерного слоя MgO(001), помещенного между кобальтовыми электродами. Здесь ключевым является тот факт, что, по крайней мере, для гладких границ эванесцентная волновая функция заданной симметрии барьерной прослойки связана с блоховскими функциями той же симметрии на уровне Ферми для электродов. В случае

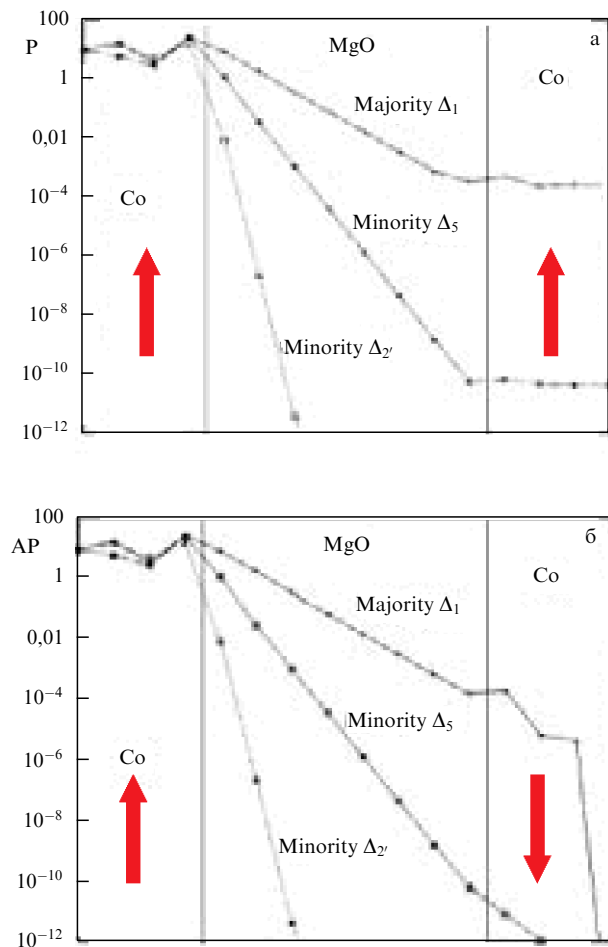


Рис. 8. Механизм туннельного магнетосопротивления, проиллюстрированный на примере затухания эванесцентных электронных волн с различной симметрией в слое MgO(001), помещенном между кобальтовыми электродами (согласно вычислениям Жанга и Батлера [37]). Для электронов с основным (majority) направлением спина волновые функции обладают Δ_1 -симметрией и медленно затухают в слое MgO, а для неосновного (minority) направления спина — не обладают Δ_1 -симметрией. Волновые функции других симметрий затухают значительно быстрее. Таким образом, хорошая туннельная проводимость между электродами существует только для параллельной магнитной конфигурации, когда волновая функция с Δ_1 -симметрией хорошо согласуется с волновыми функциями для обоих электродов (а). В антипараллельной конфигурации (б) волновые функции для обоих спиновых каналов (спин вверх и спин вниз) плохо согласуются с одним из электродов. Все вышесказанное объясняет высокие значения туннельного магнетосопротивления на переходах данного типа.

кобальтовых электродов Δ_1 -симметрия хорошо представлена на уровне Ферми для электронов с основным направлением спина и не представлена для неосновного направления спина. В результате хорошее согласование канала медленно затухающей волновой функции Δ_1 -симметрии с обоими электродами может быть достигнуто только в случае их параллельно ориентированной магнитной конфигурации, что объясняет очень высокие значения туннельного магнетосопротивления. Другие типы туннельных барьеров селективируют другие симметрии, отличные от Δ_1 -симметрии, характерной для MgO(001). Так, например, в туннельном барьере на основе SrTiO₃ преимущественно селективируются эванесцентные волновые функции Δ_5 -симметрии, которые

согласованы с неосновными спиновыми состояниями в кобальтовых электродах [38]. Это объясняет отрицательную эффективную спиновую поляризацию для кобальта, которую мы наблюдали в магнитных туннельных переходах с барьером SrTiO₃ [39]. Все вышеприведенные данные окончательно подтвердили факт отсутствия собственной спиновой поляризации в магнитном проводнике. При исследовании МТП эффективная спиновая поляризация для данного магнитного проводника зависит от симметрии, селективируемой туннельным барьером, и, в зависимости от выбора материала барьера, может принимать положительные или отрицательные значения, а также достигать высоких или, наоборот, малых по величине значений. По аналогичной схеме (как показано на рис. 1б) характеризуется процесс спиновой поляризации в случае металлической проводимости, испытывающей сильное влияние спин-зависимого рассеяния на примесях.

В лаборатории CNRS/Thales под руководством Аньес Бартелеми (которая в настоящее время занимается этим направлением в большей степени, чем я) проводится работа по исследованию других перспективных возможностей достижения высоких значений туннельного магнетосопротивления, включая также и экспериментальную работу по некоторым из них. Прежде всего, нами были изучены ферромагнитные материалы с предсказанными полуметаллическими свойствами, т.е. материалы с металлической проводимостью для одного направления спина и диэлектрики для другого направления — другими словами, материалы, обладающие 100 %-ной спиновой поляризацией. Экстремально высокие значения спиновой поляризации (95 %) и туннельного магнетосопротивления (1800 %) были достигнуты в экспериментах, проведенных нашим аспирантом Мартином Боуэном на образцах с электродами из La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃ [40]; но в данном случае низкое значение температуры Кюри этого манганита (порядка 350 К) не позволяет использовать его в практических целях. Недавно японские исследователи [41] показали, что в ферромагнетиках семейства сплавов Гейслера также наблюдаются большие величины коэффициента туннельного магнетосопротивления, а именно порядка 90 % при комнатной температуре [41]. Другим интересным направлением, которое мы исследуем, является фильтрация спина, туннелирующего через ферромагнитную диэлектрическую прослойку [42, 43]. В основе идеи лежит представление о туннелировании электронов через барьер, высота которого зависит от спина, если дно зоны проводимости расщепляется по спину. Это приводит к возникновению спин-зависимой вероятности прохождения электронов (фильтрация спинов). Очень высокие значения коэффициентов спиновой фильтрации были достигнуты на туннельных переходах с барьерами из EuS [42] в Массачусеттском технологическом институте и в Эйндховене (Нидерланды). Недавно были получены многообещающие результаты, связанные с применением диэлектрических ферромагнетиков с гораздо более высоким значением температуры Кюри (например, в работе [43]). Некоторые из магнитных барьеров, которые мы исследовали в последнее время на предмет магнитного туннелирования, являются также ферроэлектрическими. Такие туннельные переходы проявляют интересное свойство, заключающееся в том, что они имеют четыре состояния с различными сопротивлениями, соответ-

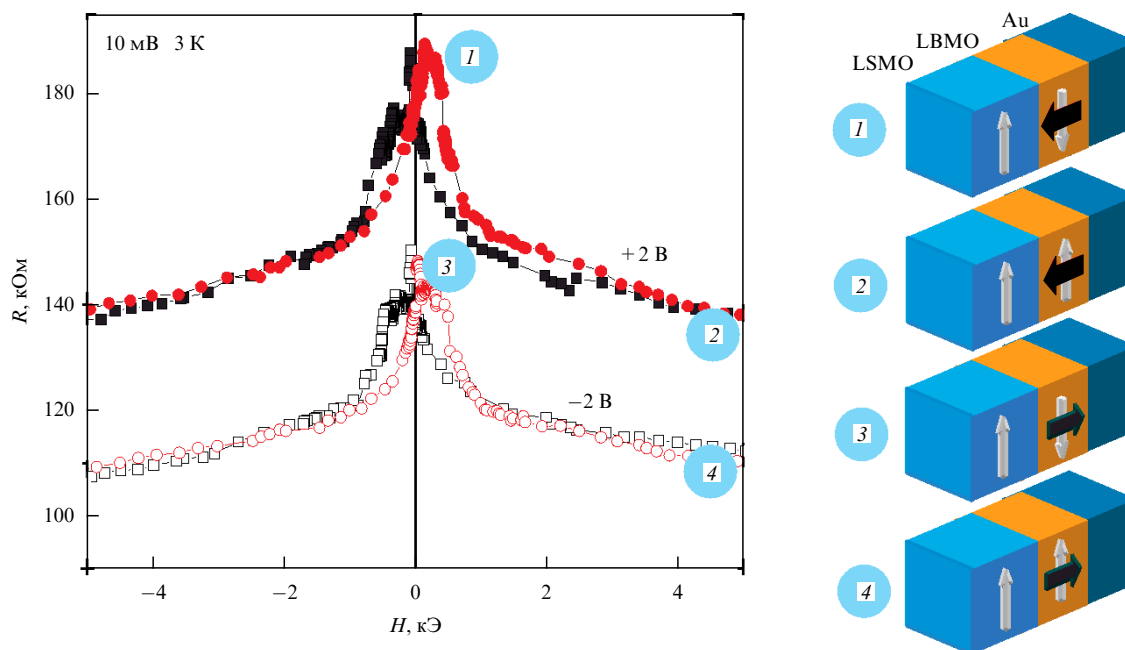


Рис. 9. Четыре состояния с различными сопротивлениями у туннельного перехода с барьером из биферроика ($\text{La}_{0.1}\text{Bi}_{0.9}\text{MnO}_3$), помещенного между ферромагнитным электродом $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и немагнитным электродом из золота. Состояния 1–4 соответствуют различным направлениям магнитных моментов (вертикальные стрелки) и электрической поляризации (горизонтальные стрелки) и схематически представлены в правой части рисунка. Измерения проводились после приложения электрического напряжения +2 В или –2 В, которое определяло направление электрической поляризации. (Из работы Гаека и др. [44].)

вующих параллельной и антипараллельной магнитным конфигурациям и двум ориентациями поляризации ферроэлектрика [44] (рис. 9).

6. Магнитное переключение и генерация микроволн в результате переноса спина

Изучение явления переноса спина является сегодня одним из наиболее многообещающих новых направлений в спинтронике и важным направлением исследований в нашей лаборатории CNRS/Thales. В экспериментах по переносу спина можно управлять магнитным моментом ферромагнетика без приложения внешнего магнитного поля, а только переносом момента количества движения спин-поляризованным током. Принцип, впервые предложенный Джоном Слоузуски [45] и появившийся также в работах Берже [46], проиллюстрирован на рис. 10. Как указано в подписи к рисунку, перенос поперечного спинового тока в "свободный" магнитный слой F_2 может быть описан с помощью вращающего момента, действующего на магнитный момент. Вращающий момент вызывает необратимое переключение магнитного момента либо, во втором режиме, обычно при приложении внешнего поля, он вызывает прецессию момента в микроволновом диапазоне частот.

Впервые идея переноса спина была подтверждена в экспериментах по спиновой инжекции через точечные контакты, выполненных Цоем и др. [47], но ясное понимание пришло позднее из измерений [48, 49] на металлических трехслойных структурах в форме столбика (рис. 11а). На рисунке 11б, в показаны примеры наших экспериментальных результатов в режиме необратимого переключения в слабом поле для металлического столбика и для туннельных переходов с электродами на основе разбав-

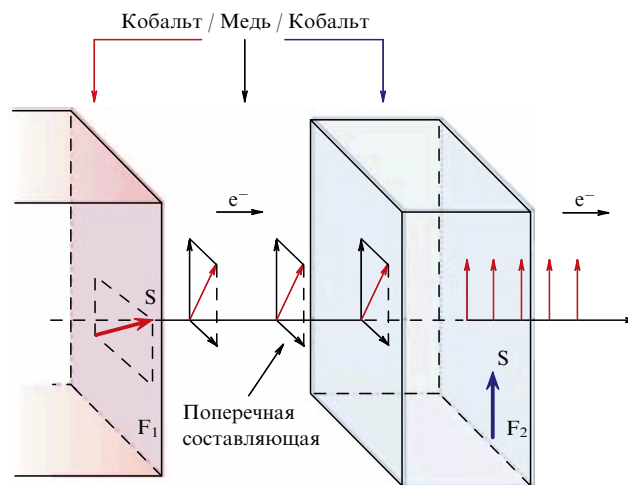


Рис. 10. Иллюстрация концепции переноса спина, предложенной Джоном Слоузуски [45] в 1996 г. Спин-поляризованный ток формируется в первом магнитном слое F_1 с поляризацией спина, ориентированной под углом по отношению к оси намагниченности второго слоя F_2 . Когда этот ток проходит через F_2 , обменное взаимодействие выстраивает его спиновую поляризацию вдоль оси намагниченности. Так как обменное взаимодействие сохраняет спин, поперечная компонента поляризации спина переходит от тока в полный спин слоя F_2 , что может быть также описано как действие спинового вращающего момента на F_2 . Это может приводить к магнитному переключению слоя F_2 , либо в зависимости от условий эксперимента, к магнитным колебаниям в микроволновом диапазоне. (Из работы [18].)

ленного ферромагнитного полупроводника $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. Для металлических столбиков или туннельных переходов с электродами из ферромагнитного переходного металла типа кобальта или железа, плотность тока, необходимая

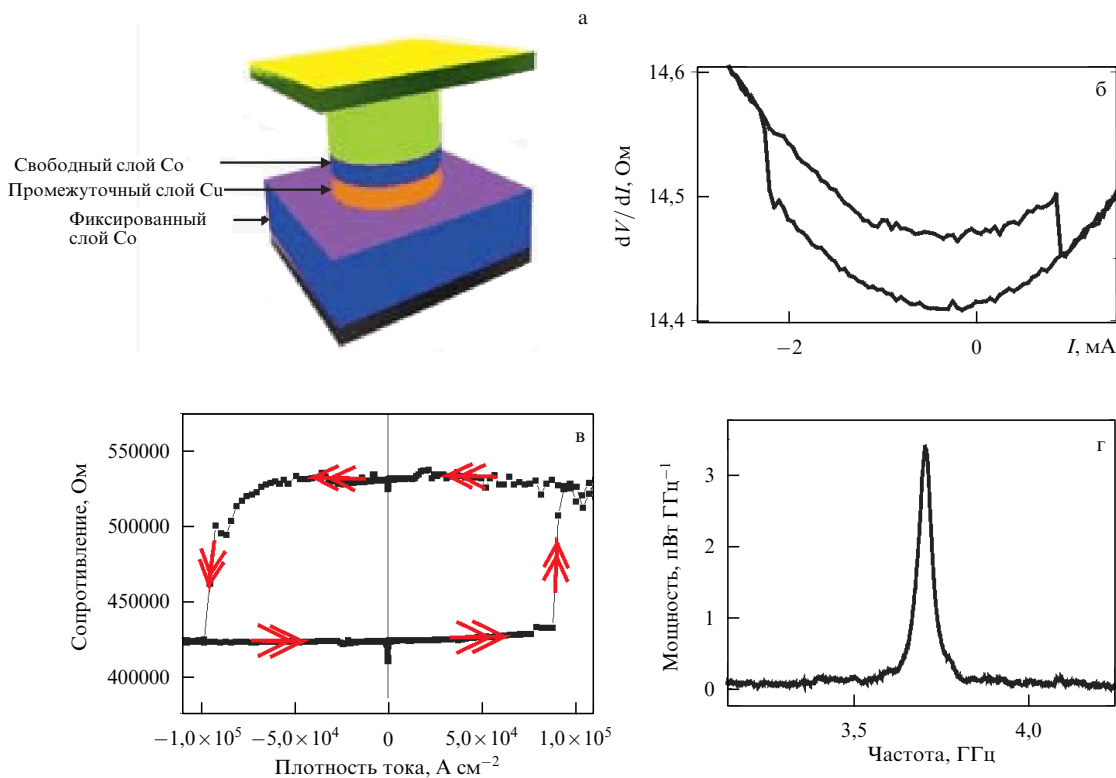


Рис. 11. Эксперименты по магнитному переключению и генерации микроволн индуцированными переносом спина постоянным электрическим током в трехслойных магнитных столбиках. (а) Схема трехслойного магнитного столбика. (б) Переключение переносом спина между параллельной и антипараллельной магнитными конфигурациями металлического столбика Co/Cu/Co [49]. Переключение между параллельной и антипараллельной ориентациями намагниченностей двух магнитных слоев трехслойной структуры определяется по необратимым скачкам сопротивления при критическом значении тока. Критическая плотность тока составляет примерно $10^7\ A\ cm^{-2}$. (в) Переключение переносом спина в туннельном переходе в форме столбика, образованном электродами из разбавленного ферромагнитного полупроводника GaMnAs, разделенными туннельным барьером из InGaAs [50]. Критический ток примерно в сто раз меньше, чем в столбике Py/Cu/Py. Аналогичные результаты получены Хайакавой и др. [51]. (г) Типичный спектр мощности микроволнового излучения для столбика Co/Cu/Py (Py — пермаллой) [57].

для переключения, составляет около $10^6 - 10^7\ A\ cm^{-2}$, что слишком велико для практических приложений, и важной задачей является уменьшение этой плотности тока. Время переключения было измерено другими группами исследователей и может быть малым (до 100 пс), что очень хорошо для переключения ячеек MRAM. Для туннельного перехода на рис. 11 в ток переключения составляет всего около $10^5\ A\ cm^{-2}$, что на два порядка величины меньше, чем для металлического столбика. Это обусловлено малым количеством отдельных спинов, необходимым для переключения меньшего полного спинового момента разбавленного магнитного материала.

В достаточно большом магнитном поле вместо режима необратимого переключения намагниченности "свободного" магнитного слоя в трехслойной структуре имеет место режим устойчивой прецессии намагниченности этого свободного слоя, поддерживаемых спиновым вращающим моментом [52]. Так как угол между намагниченностями двух магнитных слоев периодически изменяется во время прецессии, сопротивление трехслойной структуры осциллирует во времени, что вызывает колебания напряжения в микроволновом диапазоне. При других условиях спиновый вращающий момент может также использоваться для генерации осцилляторного движения магнитного вихря.

Явление переноса спина порождает ряд различных теоретических задач. Нахождение спинового вращающего момента связано с решением уравнений переноса спина [53–56], а описание переключения или прецессии намагниченности требует решения задач нелинейной динамики [53]. Все эти проблемы связаны между собой и, например, некоторые наши недавние результаты показывают возможность реализовать различную динамику, если задать сильно различающиеся времена спиновой релаксации в двух магнитных слоях. Это позволяет направленно изменять угловую зависимость вращающего момента, что представляет интерес для реализации режима осцилляций без внешнего поля [57].

Явление переноса спина будет, безусловно, иметь много важных приложений. Переключение за счет переноса спина будет использовано в новом поколении MRAM и даст большие преимущества в точной адресации и низком энергопотреблении. Генерация колебаний в микроволновом диапазоне частот приведет к разработке генераторов на основе переноса спина (ГПС). Интерес к ГПС обусловлен их быстродействием, т.е. возможностью быстрого переключения их частоты изменением постоянного тока. Они также могут обладать высокой добротностью. Их недостаток — очень малая мощность отдельного ГПС, т.е. металлического столбика или туннельного перехода. Решение состоит в синхрониза-

ции большого количества ГПС. Возможность синхронизации уже продемонстрирована для двух наноконтактов, возбуждающих перенос спина в одном магнитном слое [58, 59]. В нашей лаборатории мы исследуем теоретически и экспериментально идею самосинхронизации группы электрически связанных ГПС ими же возбуждаемыми радиочастотными компонентами тока [60].

7. Полупроводниковая и молекулярная спинтроника

Полупроводниковая спинтроника [61, 62] очень привлекательна, так как она может сочетать достоинства полупроводников (управление током в полупроводнике электрическим потенциалом затвора, сочленение с оптическими элементами и т.д.) с достоинствами магнитных материалов (управление током путем изменения распределения намагниченности в материале, энергонезависимость и т.д.). Станет возможным, например, объединить элементы памяти, детектирования, логики и связи на одном чипе, который заменит несколько отдельных устройств. Были также предложены новые концепции устройств, например, спиновый полевой транзистор, основанный на переносе спина в канале полупроводника между спин-поляризованным истоком и стоком с управлением процессом переноса спина с помощью полевого затвора [63]. Некоторые немагнитные полупроводники имеют определенное преимущество перед металлами во времени спиновой когерентности и распространении спиновой поляризации на большие расстояния [61, 62]. Однако, как будет показано ниже, задача создания спинового полевого транзистора все еще далека от решения.

Полупроводниковая спинтроника в настоящее время развивается в нескольких направлениях.

1) Работа с гибридными структурами, объединяющими ферромагнитные металлы с немагнитными полупроводниками. Как было упомянуто выше в разделе об аккумуляции спина (раздел 4), Шмидт и др. [25] выявили проблему "рассогласования проводимостей" контактирующих материалов в задаче об эффективной инжекции спин-поляризованного тока из магнитного металла в полупроводник. Теоретическое решение предложено в работах [26, 27], и сегодня известно, что инжекция/экстракция спин-поляризованного тока в полупроводник/из полупроводника может быть осуществлена с помощью спин-зависимого поверхностного сопротивления, обычно в туннельном переходе. Инжекция/экстракция спина через туннельный контакт продемонстрирована в спиновых светодиодах и в магнитооптических экспериментах [61, 62, 64].

2) Другое направление полупроводниковой спинтроники основано на изготовлении ферромагнитных полупроводников. Ферромагнитный полупроводник $Ga_{1-x}Mn_xAs$ (x составляет несколько %) был открыт [65] группой Оно в г. Сэндай (Япония) в 1996 г., и с тех пор были обнаружены некоторые его очень интересные свойства, в частности, возможность управления ферромагнитными свойствами изменением напряжения на затворе, а также большие эффекты туннельного магнетосопротивления и туннельного анизотропного магнетосопротивления. Однако его температура Кюри составила всего 170 К, т.е. значительно ниже комнатной, что делает невозможным большинство практических приме-

нений. Было объявлено о некоторых комнатнотемпературных ферромагнитных полупроводниках, но ситуация на этом фронте все еще не ясна.

3) В настоящее время очень активно ведутся исследования по третьему направлению, в рамках которого спин-поляризованные токи обусловлены спин-орбитальными эффектами, а именно спиновым эффектом Холла [66–68], эффектами Рашбы или Дрессельхауза. В случае спинового эффекта Холла, например, спин-орбитальные взаимодействия отклоняют токи в каналах со "спином вверх" и "спином вниз" в противоположных поперечных направлениях, возбуждая таким образом поперечный спиновый ток даже в немагнитном проводнике. Этот эффект может использоваться для создания спиновых токов в структурах, состоящих только из немагнитных проводников. В действительности спиновый эффект Холла может быть также обнаружен в немагнитных металлах [69, 70], и в этой области ведутся очень активные исследования. Я могу отметить, что уже в 1970-е годы я обнаружил очень большой спиновый эффект Холла, обусловленный резонансным рассеянием на уровнях немагнитных примесей в меди, которые расщеплены спин-орбитальным взаимодействием [71].

В ряде научных коллективов была предпринята попытка апробации возможностей полупроводниковой спинтроники путем экспериментального подтверждения идеи создания описанного выше спинового полевого транзистора [63]. В этом случае в качестве истока и стока транзистора использовались как ферромагнитные металлы, так и ферромагнитные полупроводники, но полученные результаты представляются сравнительно недостаточными. В недавней обзорной статье Джонкера и Флате [61] упоминалось, что, по крайней мере, для продольной структуры невозможно получить контраст сопротивлений для параллельной и антипараллельной ориентаций намагниченностей истока и стока выше 1 % (т.е. $(R_{AP} - R_P)/R_P > 1\%$). Недавно нами был предложен [24] анализ этого явления в рамках моделей [27], разработанных мной совместно с Анри Жаффре, в которых описывается механизм переноса спина между спин-поляризованным истоком и стоком. Для явлений переноса спина как в диффузионном, так и в баллистическом режиме существенное различие в значениях проводимости для двух конфигураций достигается только в том случае, когда сопротивления границ полупроводник/исток или полупроводник/сток являются не просто спин-зависимыми, а подобраны в достаточно узком интервале значений. Для достижения спиновой инжекции из металлического истока (экстракции в сток) сопротивления должны быть больше первого порогового значения; и в то же время сопротивления должны быть меньше другого порогового значения для выполнения условия, согласно которому время пролета носителей должно быть меньше времени жизни данного состояния спина в канале исток–сток. Вышеприведенные условия могут быть легко выполнены для случая вертикальных структур с малой длиной канала исток–сток, в результате чего могут быть достигнуты сравнительно большие величины магнетосопротивления (что продемонстрировано результатами, представленными на рис. 12). Тем не менее результаты, приведенные на рис. 12в, отражают факт существенного уменьшения магнетосопротивления в том случае, когда сопротивление границы выше определенного порогового значения.

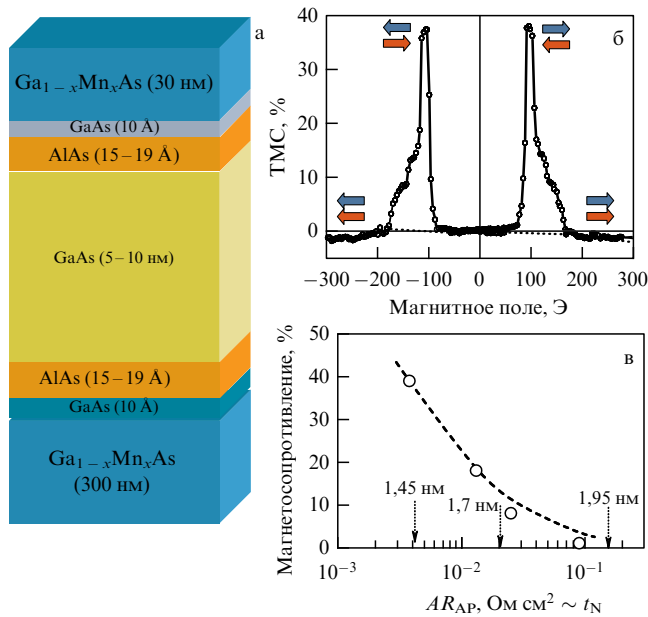


Рис. 12. Полупроводниковая спинтроника, проиллюстрированная данными экспериментов [24, 72] для системы, состоящей из прослойки GaAs, отделенной от истока и стока состава GaMnAs туннельными барьерами состава AlAs. (б) Зависимость магнетосопротивления, измеренная при температуре 4,2 К, показывающая разность сопротивлений между параллельной и антипараллельной конфигурациями истока и стока до 40 %. (в) Величина магнетосопротивления как функция сопротивления туннельных барьеров, которое пропорционально времени пролета.

Это можно объяснить увеличением времени пролета электронов между истоком и стоком по сравнению с временем жизни спина в данном состоянии. В другом случае, при котором рост температуры приводит к уменьшению времени спиновой релаксации и увеличивает отношение времени пролета к времени жизни спина, магнетосопротивление по величине падает до нуля. Оказалось, что значительные затруднения при проведении большинства экспериментов на продольных структурах были вызваны наличием слишком больших по величинам сопротивлений, которые становились причиной слишком малых величин времени пролета. Мин и др. [73] пришли к аналогичным выводам для частного случая структур на основе кремния и предложили интересные решения, допускающие возможность понижения сопротивления границ путем оптимального подбора работы выхода истока и стока.

Недавно возникшим направлением является молекулярная спинтроника. Теория предсказывает достаточно высокие значения для эффектов, аналогичных ГМС и ТМС, особенно в углеродных молекулах, для которых вследствие малого спин-орбитального взаимодействия ожидается продолжительное время жизни спина (в данном состоянии). За последние несколько лет был опубликован ряд многообещающих экспериментальных работ, посвященных спиновому транспорту в углеродных нанотрубках [74, 75]. В частности, в моей последней работе [75], проведенной совместно с группой исследователей из Кембриджа на углеродных нанотрубках, помещенных между ферромагнитным истоком и стоком из металлического манганита $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, показано, что относительная разность в величинах сопротивлений для параллельной и антипараллельной конфигураций

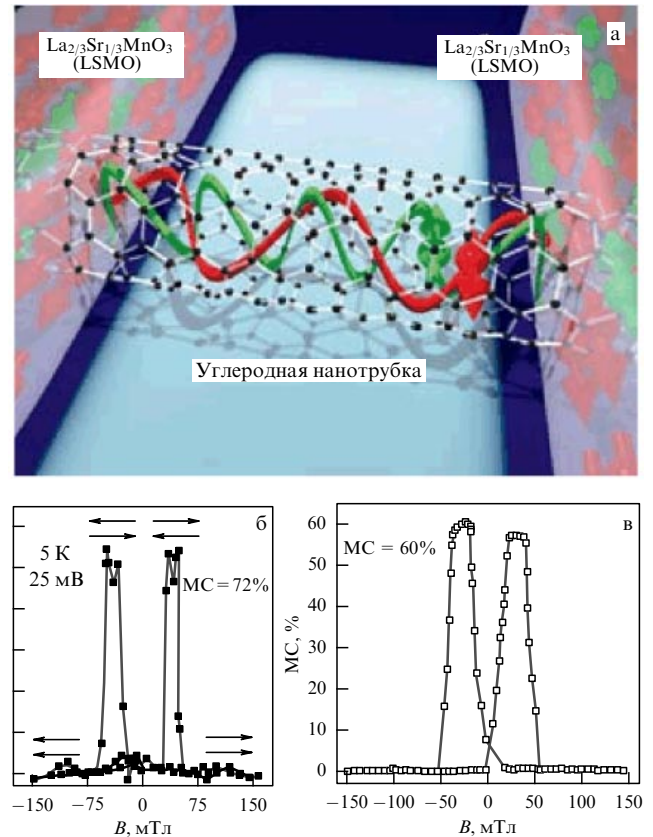


Рис. 13. Иллюстрации к молекулярной спинтронике. (а) Художественное изображение переноса спина в углеродной нанотрубке, помещенной между магнитными электродами (принадлежит Т. Контосу). (б, в) Экспериментальные данные по магнетосопротивлению [75] при температуре 4,2 К в углеродных нанотрубках, помещенных между электродами из ферромагнитного металлооксида $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$. Имеет место относительная разность в величинах магнетосопротивления: 72 % и 60 % для параллельной (в области высоких полей) и антипараллельной (в максимумах) магнитных конфигураций истока и стока.

намагниченностей истока и стока может превышать 60–70 %, что гораздо выше значений, достижимых при использовании полупроводниковых каналов. Такой эффект объясняется не только продолжительным временем жизни спина электронов в определенном состоянии в углеродных нанотрубках, но также их коротким временем пролета, обусловленным высокой фермиевской скоростью (здесь имеется определенное преимущество перед полупроводниками). В настоящее время исследования в этой области носят активный характер, и особенно многообещающей представляется разработка устройств на базе графена.

8. Заключение

Мы видим, что менее чем за двадцать лет применение спинтронных явлений дало возможность существенно повысить емкость внешних накопителей, распространив технологию жестких дисков на такие мобильные устройства, как фото- и видекамеры и портативные мультимедийные плееры. Спинтроника проникла в область автомобильной промышленности и биомедицинские технологии, а объединившись с применением эффектов туннельного магнетосопротивления и явлений переноса

спина, подготовит платформу для внедрения в технологии оперативной памяти компьютеров и микроволновых источников наших мобильных телефонов. Современные научные исследования явлений переноса спина, мультиферроиков, исследования в области полупроводниковой и молекулярной спинтроники открывают новые горизонты для многих практических применений. Другая перспектива спинтроники, оставшаяся за рамками моей лекции, предполагает использование квантово-механических свойств спина и продолжительного времени когерентности спина в наноразмерных структурах в других, гораздо более революционных приложениях, связанных с квантовыми компьютерами. Спинтронике надлежит занять важнейшее место в науке и технологии XXI века.

Перевел с английского А.Н. Камин
Научная редакция перевода А.К. Звездин

Список литературы

- Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen Van Dau F, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
- Binasch G, Grünberg P, Saurenbach F, Zinn W *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
- Mott N F *Proc. R. Soc. London A* **153** 699 (1936)
- Fert A, Campbell I A *Phys. Rev. Lett.* **21** 1190 (1968); *J. Phys. Colloq.* (Paris) **32** C1 (1971); *J. Phys. F Met. Phys.* **6** 849 (1976)
- Loegel B, Gautier F *J. Phys. Chem. Solids* **32** 2723 (1971)
- Вклад процессов переворота спина в спиновое перемешивание (т.е. обмен спиновыми моментами между двумя каналами, в основном, через магнное рассеяние [4]) не следует путать с вкладом процессов переворота спина в релаксацию в эффектах спиновой аккумуляции (в основном, через спин-решеточную релаксацию посредством спин-орбитального взаимодействия) Grünberg P, Schreiber R, Pang Y, Brodsky M B, Sowers H *Phys. Rev. Lett.* **57** 2442 (1986)
- Camley R E, Barnaś J *Phys. Rev. Lett.* **63** 664 (1989)
- Levy P M, Zhang S, Fert A *Phys. Rev. Lett.* **65** 1643 (1990)
- Parkin S S P, More N, Roche K P *Phys. Rev. Lett.* **64** 2304 (1990)
- Shinjo T, Yamamoto H *J. Phys. Soc. Jpn.* **59** 3061 (1990)
- Dupas C, Beauvillain P, Chappert C, Renard J P, Trigui F, Veillet P, Vélú E, Renard D *J. Appl. Phys.* **67** 5680 (1990)
- Mosca D H, Petroff F, Fert A, Schroeder P A, Pratt W P (Jr.), Loloee R *J. Magn. Magn. Mater.* **94** L1 (1991)
- Parkin S S P, Bhadra R, Roche K P *Phys. Rev. Lett.* **66** 2152 (1991)
- Dieny B, Speriou V S, Parkin S S P, Gurney B A, Wilhoit D R, Mauri D *Phys. Rev. B* **43** 1297 (1991)
- Grünberg P "Magnetic field sensor with ferromagnetic thin layers having magnetically antiparallel polarized components", US patent 4,949,039 (1990)
- Parkin S S P, in *Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures* (Eds S Maekawa, T Shinjo) (London: Taylor & Francis, 2002) p. 237
- Chappert C, Fert A, Nguyen Van Dau F *Nature Mater.* **6** 813 (2007)
- Freitas P P, Ferreira H, Graham D, Clarke L, Amaral M, Martins V, Fonseca L, Cabral J S *Europhys. News* **34** 224 (2003)
- Pratt W P (Jr.) et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 3060 (1991); Bass J, Pratt W P (Jr.) *J. Magn. Magn. Mater.* **200** 274 (1999)
- Piroux L, George J M, Despres J F, Leroy C, Legras R, Ounadjela K, Fert A *Appl. Phys. Lett.* **65** 2484 (1994); Fert A, Piroux L *J. Magn. Magn. Mater.* **200** 338 (1999)
- Valet T, Fert A *Phys. Rev. B* **48** 7099 (1993)
- Yu Z G, Flatté M E *Phys. Rev. B* **66** 201202 (2002)
- Fert A, George J-M, Jaffrès H, Mattana R *IEEE Trans. Electron Devices* **54** 921 (2007)
- Schmidt G et al. *Phys. Rev. B* **62** R4790 (2000)
- Rashba E I *Phys. Rev. B* **62** R16267 (2000)
- Fert A, Jaffrès H *Phys. Rev. B* **64** 184420 (2001)
- Jullière M *Phys. Lett. A* **54** 225 (1975)
- Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, Meservey R *Phys. Rev. Lett.* **74** 3273 (1995)
- Miyazaki T, Tezuka N *J. Magn. Magn. Mater.* **139** L231 (1995)
- Bowen M, Cros V, Petroff F, Fert A, Martinez Boubeta C, Costa-Krämer J L, Anguita J V, Cebollada A, Briones F, de Teresa J M, Morellón L, Ibarra M R *Appl. Phys. Lett.* **79** 1655 (2001)
- Yuasa S et al. *Nature Mater.* **3** 868 (2004)
- Parkin S S P et al. *Nature Mater.* **3** 862 (2004)
- Lee Y M, Hayakawa J, Ikeda S, Matsukura F, Ohno H *Appl. Phys. Lett.* **90** 212507 (2007)
- Mathon J, Umerski A *Phys. Rev. B* **60** 1117 (1999)
- Mavropoulos Ph, Papanikolaou N, Dederichs P H *Phys. Rev. Lett.* **85** 1088 (2000)
- Zhang X-G, Butler W H *Phys. Rev. B* **70** 172407 (2004)
- Velev J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 216601 (2005); Bowen M et al. *Phys. Rev. B* **73** 140408(R) (2006)
- De Teresa J M, Barthélémy A, Fert A, Contour J P, Moutagne F, Seneor P *Science* **286** 507 (1999)
- Bowen M, Bibes M, Barthélémy A, Contour J-P, Anane A, Lemaître Y, Fert A *Appl. Phys. Lett.* **82** 233 (2003)
- Ishikawa T et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 192505 (2006)
- LeClair P, Ha J K, Swagten J M, Kohlhepp J T, van de Vin C H, de Jonge W J M *Appl. Phys. Lett.* **80** 625 (2002)
- Ramos A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 122107 (2007)
- Gajek M, Bibes M, Fusil S, Bouzehouane K, Fontcuberta J, Barthélémy A, Fert A *Nature Mater.* **6** 296 (2007)
- Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
- Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
- Tsoi M, Jansen A G M, Bass J, Chiang W-C, Seck M, Tsoi V, Wyder P *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281 (1998)
- Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
- Grollier J, Cros V, Hamzic A, George J M, Jaffrès H, Fert A, Faini G, Ben Youssef J, Legall H *Appl. Phys. Lett.* **78** 3663 (2001); Grollier J, Ph.D. Thesis (Paris: Univ. Paris-Sud, 2003)
- Elsen M, Boule O, George J-M, Jaffrès H, Cros V, Fert A, Lemaître A, Giraud R, Faini G *Phys. Rev. B* **73** 035303 (2006)
- Hayakawa J et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** L1267 (2005)
- Rippard W H et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 027201 (2004)
- Stiles M D, Miltat J, in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures, III* (Eds B Hillebrands, A Thiaville) (Berlin: Springer, 2006) p. 225
- Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **247** 324 (2002)
- Kovalev A A, Brataas A, Bauer G E W *Phys. Rev. B* **66** 224424 (2002)
- Barnaś J, Fert A, Gmitra M, Weymann I, Dugaev V K *Phys. Rev. B* **72** 024426 (2005)
- Boule O, Cros V, Grollier J, Pereira L G, Deranlot C, Petroff F, Faini G, Barnaś J, Fert A *Nature Phys.* **3** 492 (2007); Boule O, Ph.D. Thesis (Paris: Univ. Paris-Sud, 2006)
- Kaka S et al. *Nature* **437** 389 (2005)
- Mancoff F B et al. *Nature* **437** 393 (2005)
- Grollier J, Cros V, Fert A *Phys. Rev. B* **73** 060409(R) (2006)
- Jonker B T, Flatté M E, in *Nanomagnetism* (Eds D L Mills, J A C Bland) (Amsterdam: Elsevier, 2006) p. 227
- Awschalom D D, Flatté M E *Nature Phys.* **3** 153 (2007)
- Datta S, Das B *Appl. Phys. Lett.* **56** 665 (1990)
- Stephens J et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 097602 (2004)
- Ohno H et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 363 (1996)
- Kato Y K, Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D *Science* **306** 1910 (2004)
- Zhang S *Phys. Rev. Lett.* **85** 393 (2000)
- König M, Wiedmann S, Brüne C, Roth A, Buhmann H, Molenkamp L W, Qi X-L, Zhang S-C *Science* **318** 766 (2007)
- Vila L, Kimura T, Otani Y *Phys. Rev. Lett.* **99** 226604 (2007)
- Seki T et al. *Nature Mater.* **7** 125 (2008)
- Fert A, Friederich A, Hamzic A *J. Magn. Magn. Mater.* **24** 231 (1981)
- Mattana R, George J-M, Jaffrès H, Nguyen Van Dau F, Fert A, Lépine B, Guivarch A, Jézéquel G *Phys. Rev. Lett.* **90** 166601 (2003)
- Mín B-C, Motohashi K, Lodder C, Jansen R *Nature Mater.* **5** 817 (2006)
- Cottet A, Kontos T, Sahoo S, Man H T, Choi M-S, Belzig W, Bruder C, Morpurgo A F, Schönenberger C *Semicond. Sci. Technol.* **21** S78 (2006)
- Hueso L E, Pruneda J M, Ferrari V, Burnell G, Valdés-Herrera J P, Simons B D, Littlewood P B, Artacho E, Fert A, Mathur N D *Nature* **445** 410 (2007)