

ГИГАНТСКОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

С. А. НИКИТИН

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

GIANT MAGNETORESISTANCE

S. A. NIKITIN

A new phenomenon – giant magnetoresistance (GMR), which has been found in magnetic multilayers and magnetic semiconductors is described. This effect is achieved due to particularities of scattering of spin-polarized current carriers in heterogenic magnetic structures and multilayers. A promising application of high sensitive heads with a GMR read elements is considered.

Статья посвящена новому явлению – гигантскому магнитосопротивлению (ГМС), обнаруженному в магнитных мультислоях и магнитных полупроводниках. Этот эффект обусловлен особенностями рассеяния спин-поляризованных носителей тока в гетерогенных магнитных структурах и мультислоях. Обсуждаются перспективы технического использования магниторезистивных датчиков с ГМС в высокочувствительных головках для считывания информации.

journal.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные материалы обеспечили решение многих технологических задач и в заметной степени способствовали научно-техническому прогрессу в современном мире. Здесь можно отметить магнитомягкие и магнитожесткие материалы для электротехники и радиотехники, моторов и генераторов, техники СВЧ, магнитной памяти, кредитных карточек и многие другие. В то же время в магнетизме наблюдалось отставание по сравнению с полупроводниками при создании устройств, работающих на расстояниях порядка нанометров ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$). Именно на расстояниях порядка размера атома или порядка десяти атомных размеров (около нанометра) ожидаются новые кооперативные магнитные эффекты вследствие того, что радиус действия обменных взаимодействий, которые приводят к магнитному упорядочению (ферромагнитному или антиферромагнитному), составляет несколько межатомных расстояний.

В последнее десятилетие наметился прогресс в создании многослойных магнитных пленок и искусственно созданных магнитных структур, в которых возникают новые эффекты благодаря взаимодействию “магнитных электронов” с искусственно созданными наноразмерными структурами. В разработанных на этих принципах устройствах используется комбинация магнетизма и электроники, поэтому можно говорить о рождении новой области магнетизма и техники – магнитоэлектроники [1]. Одним из эффектов, который обеспечивает прогресс магнитоэлектроники, является гигантское магнитосопротивление, обнаруженное в магнитных мультислоях и гранулированных магнитных структурах.

Эффект магнитосопротивления δ_H (или гальваномагнитный эффект) – это относительное изменение электросопротивления при включении магнитного поля:

$$\delta_H = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(H)}, \quad (1)$$

где $\rho(0)$ – электросопротивление при отсутствии поля, $\rho(H)$ – электросопротивление в поле H .

Физическая природа гальваномагнитных явлений в классических ферромагнетиках (Fe, Co, Ni и их сплавах) была предметом широких исследований Н.С. Акулова, С.В. Вонсовского, К.П. Белова и их учеников. Величина магнитосопротивления при параллельной ориентации поля и тока (продольный гальваномагнитный эффект) составляет при комнатной температуре в ферромагнитных железе и никеле соответственно $\delta \sim 0,07\%$ и $\delta \sim 1,5\%$ в поле $H = 10$ кЭ.

Следующий этап в исследовании магнитосопротивления был связан с изучением этого эффекта в сложных ферро- и антиферромагнетиках (редкоземельные металлы, сплавы железо—родий, соединения SmMn_2Ge_2 и др.). В некоторых случаях было обнаружено сильное изменение электросопротивления магнетиков при индуцировании внешним магнитным полем фазовых переходов антиферромагнетизм—ферромагнетизм. Эти данные несомненно индуцировали проведение исследований магнитосопротивления в искусственно созданных магнитных структурах, где длина свободного пробега носителей тока соизмерима с периодом этой структуры. Ранее магнитосопротивление в классических ферромагнетиках изучали в массивных материалах, где характерная длина магнитных неоднородностей значительно превосходила длину свободного пробега электронов, то есть расстояние, которое пробегает электрон до столкновения.

СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОЕ РАССЕЙНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Электрический ток в металлических проводниках (металлах и сплавах) обусловлен перемещением под действием электрического поля слабо связанных с кристаллической решеткой валентных электронов, которые являются носителями электрического тока, то есть электронами проводимости. При отсутствии электрического поля эти электроны хаотически перемещаются по кристаллу. При включении электрического поля на хаотическое тепловое движение этих электронов накладывается упорядоченное перемещение электронов проводимости в сторону положительного потенциала.

Электроны являются квантовыми частицами, обладающими волновыми свойствами, поэтому существенное значение имеет взаимодействие электронных волн с кристаллической решеткой. В правильной кристаллической периодической решетке электронные волны распространяются свободно, испытывая только столкновения друг с другом, в результате которого возникает небольшой по величине вклад за счет рассеяния при электрон-электронных столкновениях ρ_0 . Тепловые колебания атомов, образующих кристаллическую

решетку, приводят к нарушению периодического расположения этих атомов, вследствие чего происходит рассеяние электронов проводимости на фонах — тепловых колебаниях атомов и возникает фононный вклад в электросопротивление $\rho_\phi(T)$, возрастающий с температурой. Кроме того, существует остаточное электросопротивление ρ_0 , которое обычно предполагается независящим от температуры и вызывается рассеянием на искажениях, дефектах кристаллической решетки, а также на атомах примесей.

В магнитоупорядоченных материалах (ферромагнетиках, ферримагнетиках и антиферромагнетиках) существует также значительный по величине магнитный вклад в электросопротивление, обусловленный рассеянием электронов проводимости на магнитной структуре, образованной магнитными моментами атомов [2].

Во многих металлических магнетиках эти вклады аддитивно складываются:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_s(T) + \rho_\phi(T) + \rho_m(T). \quad (2)$$

Магнитный вклад ρ_m в некоторых материалах очень велик и даже превышает остальные вклады. Рассеяние электронов проводимости на магнитном беспорядке пропорционально среднему значению квадрата спина магнитного атома, рассеивающего электроны проводимости. Это рассеяние максимально в парамагнитном состоянии, где магнитные моменты атомов хаотически располагаются по различным направлениям.

В случае редкоземельных ферро- и антиферромагнитных металлов (Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm) рассеяние электронов проводимости, которыми являются валентные электроны ($5d$ - и $6s$ -типов), происходит на локализованных $4f$ -электронах, являющихся носителями магнитного момента ионов редких земель, образующих кристаллическую решетку. Это рассеяние происходит за счет так называемого s - f -обменного взаимодействия электронов проводимости и $4f$ -электронов.

В $3d$ -ферромагнитных материалах (Fe, Co, Ni) кроме $4s$ -электронов в процессах проводимости принимают участие также и магнитные $3d$ -электроны. Магнитный момент этих металлов отражает разбаланс между числом $3d$ -электронов со спинами, направленными “вверх” (по направлению результирующей намагниченности), и числом $3d$ -электронов со спином “вниз” (рис. 1). Электроны, переносящие электрический ток, — это электроны на уровне Ферми E_F — на верхушке зоны заполненных состояний.

В нормальном металле, например меди, $N_+ = N_-$, поэтому намагниченность равна нулю и электроны проводимости не поляризованы. В ферромагнитных $3d$ -металлах (Fe, Co, Ni) происходит “перетекание” $3d$ -электронов из одной зоны в другую, чтобы скомпенсировать

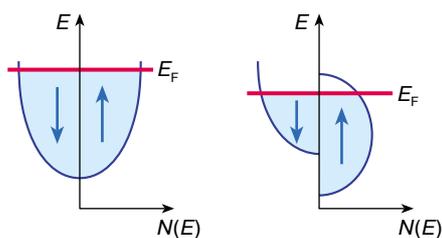


Рис. 1. Зависимость плотности состояний $N(E)$ в меди и кобальте от энергии E $3d$ -электронов. Зоны заполненных состояний для зоны со спином “вверх” и для зоны со спином “вниз” окрашены в голубой цвет, E_F – уровень Ферми, отделяющий заполненные состояния от незаполненных

возрастание кинетической энергии электронов при возникновении обменного взаимодействия между ними. Как видно из рис. 1, в результате обменного расщепления $3d$ -зон в $3d$ -металлах зоны электронов со спинами “вверх” и “вниз” заполнены неодинаково и обладают разной плотностью состояний $N(E)$ на уровне Ферми E_F . Намагниченность I равна просто магнитному моменту электрона μ_B , помноженному на разность электронов в $3d$ -зонах ($N_+ - N_-$):

$$I = \mu_B(N_+ - N_-). \quad (3)$$

Существенно, что поляризованные $3d$ -электроны (во всяком случае их значительная часть) принимают участие в процессах проводимости наряду с валентными электронами (s - и p -типа).

Для оценки эффективности спин-поляризованного транспорта носителей тока важно определить, на каких расстояниях при своем движении электрон проводимости “помнит” или, строго говоря, сохраняет ориентацию своего спина. Характерная длина этого расстояния l_s пропорциональна произведению средней скорости электрона на время спиновой релаксации τ_s , в течение которого сохраняется направление спина движущегося электрона проводимости. Несмотря на сложность данного вопроса, можно полагать на основе последних экспериментальных данных, что во многих металлических ферромагнетиках величина l_s превышает 1–10 нм, что позволяет при определенных условиях наблюдать эффекты спин-поляризованного транспорта.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ И ИЗУЧЕНИЕ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Впервые гигантское магнитосопротивление было обнаружено в искусственно созданной магнитной сверхрешетке Fe/Cr в 1988 г. (см. [3]). Величина δ при $T = 4,2$ К в поле $H \sim 20$ кЭ превышала здесь 90%. Если вспомнить, что к этому моменту прошло ровно сто лет

после публикации в “Ученых записках Московского университета” работы русского ученого Д.А. Гольдгаммера, который исследовал магнитосопротивление в Fe и Ni, то можно удивиться живучести магнетизма, когда, казалось бы, в известных эффектах обнаруживаются новые проявления и открываются неожиданные перспективы.

В сверхрешетке или мультислоях Fe/Cr ферромагнитные слои Fe с толщиной ~ 30 Å (один ангстрем $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м} = 10^{-8} \text{ см} = 0,1 \text{ нм}$) чередовались с неферромагнитными слоями хрома Cr толщиной 9–18 Å (рис. 2). Было найдено, что магнитные моменты атомов Fe в пределах одного слоя параллельны, а магнитные моменты соседних слоев Fe ориентированы антипараллельно (антиферромагнитно). В магнитном поле, превышающем поле насыщения H_s и приложенном в плоскости слоев, антиферромагнитная обменная связь между магнитными моментами слоев Fe разрушается и все магнитные моменты атомов Fe оказываются параллельными друг другу (см. рис. 2). Магнитное поле, которое вызывает этот переход, составляет довольно большую величину $H \approx 20$ кЭ. В результате скачкообразной переориентировки магнитных моментов электропроводимость резко уменьшается (рис. 3), так как его величина при параллельной ориентации моментов (в ферромагнитной структуре) много ниже, чем в антиферромагнитной.

Проведенные в 1988–1994 гг. исследования [4] показали, что эффект гигантского магнитосопротивления существует во многих магнитных мультислоях с общей формулой $\Phi_1/\text{П}/\Phi_2$, где Φ_1 и Φ_2 обозначают слои $3d$ -ферромагнитного металла, а П – слой неферромагнитного переходного металла (V, Cr, Nb, Mo, Ru, Re, Os, Ir) или благородного металла (Cu, Ag, Au). Толщина промежуточного слоя П составляет, как правило, 10–20 Å. Гигантское магнитосопротивление наблюдалось в магнитных мультислоях при изменении относительной ориентации магнитных моментов слоев от антипараллельной к параллельной.

Амплитуда гигантского магнитосопротивления зависит от индивидуальных характеристик материалов,

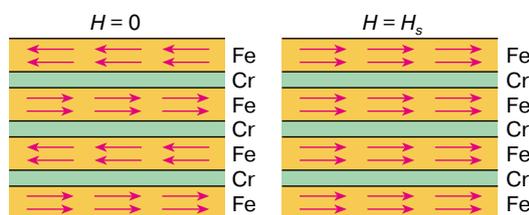


Рис. 2. Атомные слои Fe и Cr в мультислоистой структуре Fe/Cr. Стрелки показывают направления магнитных моментов атомов Fe

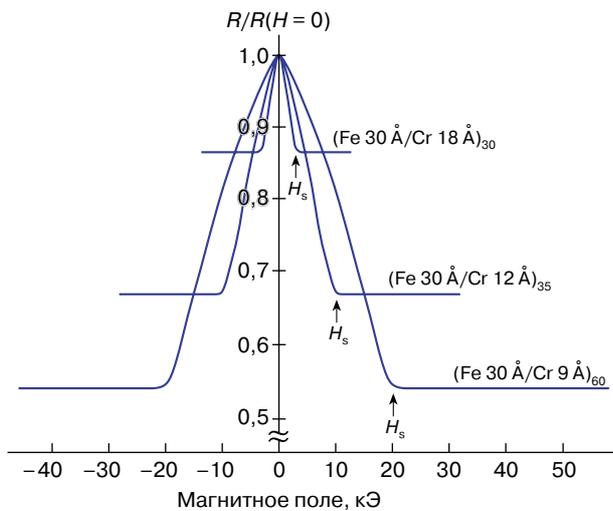


Рис. 3. Зависимость электросопротивления R от магнитного поля для магнитных мультислоев Fe/Cr при 4,2 К по данным Бабица и др. (см. [3]). Ток и магнитное поле в плоскости пленки

из которых состоят парные слои (Φ , Π), а также от толщины этих слоев. Оптимальная толщина промежуточного слоя, как правило, находится в диапазоне 10–20 Å.

Было исследовано три основных типа мультислоевых структур.

1. Мультислои, в которых соседние ферромагнитные слои связаны между собой антиферромагнитным обменным взаимодействием (Fe/Cr). Этот случай был рассмотрен выше. Недостатком таких структур является большое поле насыщения, выше которого существует гигантское магнитосопротивление ($H_s \sim 20$ кЭ).

2. Мультислои, состоящие из ферромагнитных слоев с различными коэрцитивными силами, например $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}$. Здесь под действием магнитного поля магнитная конфигурация изменяется от антипараллельного расположения магнитных моментов к параллельному. Величина поля подбирается промежуточной между двумя значениями коэрцитивной силы, которыми обладают различные магнитные слои. Преимуществом этих структур являются сравнительно низкие значения полей насыщения, при которых наблюдается амплитуда гигантского магнитосопротивления. Обычно эти поля $H_s \sim (4-50)$ Э.

3. Спин-вентильные сэндвичи. В этих структурах обменная связь между ферромагнитными слоями сильно ослабляется за счет достаточно протяженной (15–50 Å) немагнитной проводящей прокладки из благородного металла (Cu, Ag или Au). Ферромагнитные слои изготавливают из мягкого ферромагнетика, например сплава $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ толщиной 15–50 Å, причем

один из этих слоев спаривают со слоем из антиферромагнитного FeMn, который фиксирует ориентацию намагниченности соприкасающегося слоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Образующийся сэндвич $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{FeMn}$ обладает тем свойством, что намагниченность изолированного медью слоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ может свободно вращаться относительно намагниченности слоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, намагниченность которого закреплена обменной связью с FeMn. Переход от антипараллельной ориентации магнитных моментов слоев к параллельной сопровождается резким уменьшением электросопротивления. Преимуществом спин-вентильных сэндвичей являются весьма низкие поля насыщения $H \sim (2-4)$ Э, при которых возникает гигантское магнитосопротивление. Кроме того, амплитуда гигантского магнитосопротивления в них линейно зависит от угла поворота намагниченностей слоев относительно друг друга, что важно при использовании магниторезистивных элементов в устройствах для считывания информации, записанной на магнитных носителях.

4. Гранулированные пленки и структуры. В этих структурах ферромагнитные зерна с размерами порядка нанометров вкраплены в немагнитную матрицу. Исходное состояние ($H = 0$) характеризуется беспорядочной ориентацией магнитных моментов зерен. Здесь электросопротивление максимально из-за рассеяния на спинах магнитных атомов в зернах. Когда внешнее поле ориентирует магнитные моменты зерен параллельно, рассеяние электронов проводимости на спинах и электросопротивление сильно уменьшаются. Гранулированная структура в пленках может быть создана совместным напылением несмешивающихся ферромагнитных и немагнитных материалов в одиночном толстом слое (например, кобальта и меди). Отжиг при повышенной температуре создает фазовую сепарацию, в результате которой в немагнитной матрице Cu возникают ферромагнитные зерна из Co. Гранулированная структура создается также в материалах, где ферромагнитные зерна изолируются легко диффундирующим благородным металлом Ag. При отжиге атомы Ag диффундируют вдоль границ зерен ферромагнетика и отделяют созданные зерна друг от друга. В результате создается специфическая гранулированная структура из мельчайших ферромагнитных зерен, изолированных магнитно друг от друга серебром.

ОБЪЯСНЕНИЕ ГИГАНТСКОГО МАГНИТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЗОННОЙ ТЕОРИИ

Раздельное существование двух групп носителей проводимости (s -, d - и гибридные $3d$ -электроны) со спинами “вверх” и “вниз” позволяет в первом приближении полагать [1, 4, 5], что существуют два

независимых канала проводимости для каждой ориентации спина. Плотность суммарного тока является суммой j_{\uparrow} тока носителей со спином “вверх” и j_{\downarrow} тока носителей со спинами “вниз”. Если токи j_{\uparrow} и j_{\downarrow} протекают через ферромагнитную среду с определенным направлением намагниченности, например “вверх”, то сопротивления для первой и второй групп электронов будут различаться.

Источником гигантского магнитосопротивления и является механизм неодинакового рассеяния двух групп электронов, отличающихся ориентацией спинов по отношению к направлению намагниченности рассеивающий электроны магнитной структуры [1, 4]. Для реализации этого механизма необходимо, чтобы средние длины свободного пробега l существенно различались для электронов с направлениями спинов “вверх” и “вниз”. Такая ситуация наблюдается в $3d$ -ферромагнитных металлах, где вследствие обменного расщепления (сдвига) $3d^+$ - и $3d^-$ -зон (см. рис. 1) возникают при $E > E_F$ различия в плотности незанятых состояний, в которые рассеиваются электроны со спинами “вверх” и “вниз”, что и приводит к зависимости скорости рассеяния от направления спина электронов. В результате электроны со спином “вверх” слабо рассеиваются. Наоборот, электроны со спином “вниз” рассеиваются сильнее. Рассеивающими центрами для этих электронов являются магнитные неоднородности, дефекты кристаллической решетки, границы зерен, тепловые колебания решетки (фононы). Отношение длин свободного пробега [4] этих двух групп электронов в мультислойных структурах $l_{\uparrow}/l_{\downarrow} \approx 5-10$.

Рассмотрим, например, каким образом возникает гигантское магнитосопротивление в магнитной мультислойной структуре, состоящей из антипараллельно намагниченных магнитных слоев с толщиной порядка 20 \AA , которые разделены немагнитными слоями (из Cu, Al, Cr и др.) (см. рис. 2). При магнитном насыщении в сильном поле $H > H_s$ намагниченности магнитных слоев параллельны. Электроны со спином, параллельным намагниченности, слабо рассеиваются во всех слоях и, следовательно, создают большую часть электрического тока. Наоборот, электроны со спином, антипараллельным намагниченности, рассеиваются сильно и вносят меньший по величине вклад в электрический ток. В результате при $H > H_s$ электросопротивление мультислойной структуры будет уменьшено на некоторую величину относительно сопротивления для случая $H = 0$. Действительно, в структуре с антипараллельной ориентацией магнитных моментов слоев электроны проводимости обеих групп встречают при своем движении слои, намагниченные параллельно, и слои, намагниченные антипараллельно, поэтому электроны при $H = 0$ рассеиваются то сильно, то слабо, когда они

пересекают последовательные магнитные слои. Следовательно, электросопротивление здесь будет выше, чем при $H > H_s$.

В последние годы было установлено, что в мультислойных значительный вклад в гигантское магнитосопротивление вносит также интерференция электронных волн, отраженных от внешних и внутренних границ интерфейсов — поверхностей, разделяющих магнитные и немагнитные слои. Эти эффекты наблюдались для двух геометрий: ток в плоскости слоев и ток перпендикулярно плоскости слоев. Гигантское магнитосопротивление осциллирует с толщиной слоев вследствие записывания электронов в стенках, образованных потенциальными барьерами на интерфейсах [5, 6]. Средняя длина свободного пробега электронов в интерфейсах оказывается также неодинаковой для различных ориентаций спина (например, $\lambda_{\uparrow} \sim 20 \text{ \AA}$, а $\lambda_{\downarrow} \sim 4 \text{ \AA}$). Интерфейсы действуют как спиновые фильтры, пропускающие электроны проводимости только с одной поляризацией. Особенно ярко этот эффект проявляется на интерфейсах мультислоев Fe/Cr и Co/Cu, что объясняется резонансными состояниями в интерфейсах. В последние годы интенсивно развивается теория гигантского магнитосопротивления в мультислоях и гранулированных структурах [5, 6].

ТЕХНИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДАТЧИКОВ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

В высокочувствительных головках для считывания информации с магнитных носителей (жестких магнитных дисков) используются тонкопленочные индукционные датчики. Индуктивная головка считывает электрическое напряжение, индуцируемое в индуктивной катушке при относительном перемещении магнитного носителя информации. Это напряжение пропорционально скорости изменения магнитного потока $\frac{d\Phi}{dt}$, поэтому чувствительность индуктивной головки зависит от скорости магнитной дорожки, на которой информация записана в виде последовательности участков с прямым и обратным направлением намагниченности. Индуктивные головки до последнего времени удовлетворительно решали задачу считывания информации при плотности записи $\sim 700 \text{ Мбит/дюйм}^2$. Однако сейчас происходит резкий рост плотности записи. Ожидается, что в следующее десятилетие плотность записи достигнет 10 Гбит/дюйм^2 .

Уже при плотности 1 Гбит/дюйм^2 индуктивные головки становятся малоприспособными вследствие уменьшения длительности сигнала и увеличения теплового шума, который наводится в индуктивности при

возрастании числа витков. Поэтому ведущие фирмы при высокой плотности записи используют магниторезистивные датчики [7], основанные на изменении в магнитном поле электросопротивления чувствительного слоя из материала типа пермаллоя (сплав $Ni_{0,80}Fe_{0,20}$).

Недостатком этого типа магниторезистивных датчиков является как сравнительно низкая чувствительность к полю, так и нелинейное изменение сигнала в зависимости от угла θ , под которым приложено поле относительно направления намагниченности. Новый скачок в решении технических проблем считывания информации при высоких плотностях записи прогнозируется при внедрении магниторезистивных датчиков гигантского магнитосопротивления. Подобное устройство [7], использующее эффект гигантского магнитосопротивления, для считывания информации с магнитной среды (например, жесткого магнитного диска или магнитной ленты) представлено схематически на рис. 4. Здесь можно видеть магнитную дорожку 1, на которой записана информация. Каждый намагниченный участок дорожки содержит один бит информации. Запись производится записывающим индуктивным элементом 5, помещенным в экран 4. Через индуктивный элемент 5 протекает ток записи. Магнитные поля от намагниченных участков дорожки изменяют сопротивление чувствительного магниторезистивного датчика с гигантским магнитосопротивлением 3, который экранируется экраном 2. Ток с магниторезистивного датчика 3 подается на усилительное устройство. При перемещении магнитной дорожки относительно головки датчик 3 регистрирует магнитные поля от намагниченных участков магнитной дорожки и тем самым производит процесс считывания информации.

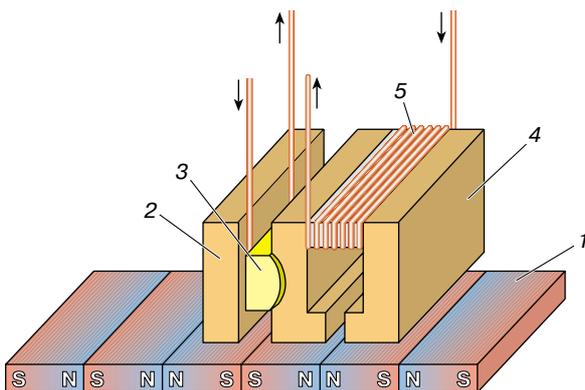


Рис. 4. Устройство для считывания и записи информации [7], включающее магниторезистивный датчик 3, считывающий информацию с магнитной дорожки 1, и индуктивную катушку 5 для записи информации, 2 и 4 – магнитные экраны.

СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В обозримом будущем возникнет также вопрос о техническом применении колоссального магнитного сопротивления [8], которое было обнаружено в магнитных полупроводниках: в эпитаксиальных тонких пленках $La-Ca-Mn-O$ ($\delta \sim -10^8\%$ при 4,2 K), массивных образцах соединений $(La, Y, Ca)MnO_3$ ($\delta_H \sim -10^5\%$ при 77 K и $\delta \sim -10^3\%$ при 300 K) и антиферромагнитных полупроводниках $EuTe$ и $EuSe$ ($\delta_H \sim -10^{11}\%$ при низких температурах).

Значительный интерес представляют материалы типа $(La, Ca)MnO_3$, в которых колоссальное магнитосопротивление наблюдается при комнатных температурах. В них трехвалентные ионы лантана La^{3+} замещаются двухвалентными ионами кальция Ca^{2+} . Сохранение зарядового баланса возможно при возникновении смешанного валентного состояния в виде последовательности ионов Mn^{3+}/Mn^{4+} в кристаллической решетке типа перовскита. При включении электрического поля электроны могут перескакивать от одного иона Mn к другому, поэтому в узкой $3d$ -зоне создается дырочная проводимость, очень чувствительная к ориентации спинов соседних ионов. Гигантское магнитосопротивление в этих материалах можно объяснить на основе модели [8], в которой предполагается, что в исходном состоянии при $H = 0$ носители тока “заперты” в высокопроводящих ферромагнитных областях, окруженных изолирующей антиферромагнитной фазой. Под действием магнитного поля происходят увеличение размера ферромагнитных областей, их перекрытие, а затем весь образец заполняется высокопроводящей ферромагнитной фазой. В результате носители тока получают возможность свободно перемещаться через кристалл, а сопротивление резко уменьшается, то есть возникает колоссальное магнитосопротивление.

В других материалах $(La, Tb, Ca)MnO_3$ также возникает гетерогенная магнитная структура благодаря тому, что электрон-фононное взаимодействие локализует носителей тока в пределах малых ферромагнитных областей – кластеров с размерами порядка нескольких нанометров. Эти кластеры окружены парамагнитной матрицей, которая является изолятором или высокоомным полупроводником. Ферромагнитная фаза, наоборот, является высокопроводящей. При включении и последующем росте магнитного поля объем ферромагнитных кластеров также начинает расти, затем они соприкасаются друг с другом, а потом весь образец становится ферромагнитным. Это приводит к колоссальному уменьшению электросопротивления от высоких

значений, характерных для изолятора, до низких значений этой величины в металлах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные здесь физические модели требуют развития и определенной корректировки, тем не менее можно думать, что интенсивные исследования гигантского магнитосопротивления и колоссального магнитосопротивления, ведущиеся во многих лабораториях, приведут к успеху и расширят физические представления о спин-поляризованном переносе электрического заряда в твердых телах: в металлах, мультислоях и магнитных полупроводниках. Созданные магниторезистивные материалы с гигантским магнитосопротивлением позволят осуществить новый прорыв в магнитоэлектронике и информатике, обеспечив процессы считывания информации в магнитных средах с колоссальной плотностью магнитной записи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Prinz G.A.* Spin-polarized transport // *Phys. Today*. 1995, Apr. P. 58–63.
2. *Тейлор К., Дарби М.* Физика редкоземельных соединений. М.: Мир, 1974. 255 с.

3. *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al.* Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 61. P. 2472–2476.

4. *Dieny B.* Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* 1994. Vol. 136. P. 335–359.

5. *Vedyaev A.B., Chshiev M., Dieny B.* Quantum effects in giant magnetoresistance due to interfaces in magnetic sandwiches // *J. Magn. Magn. Mater.* 1998. Vol. 184. P. 145–154.

6. *Ведяев А.В., Грановский А.Б.* Гигантское магнитосопротивление // *Природа*. 1995. № 8. С. 72–79.

7. *Derbyshire K., Korczynski E.* Giant magnetoresistance for tomorrow's hard drives // *Solid State Technol.* 1995. Vol. 5. P. 57–66.

8. *Нагаев Э.Л.* Манганиты лантана и другие магнитные полупроводники с гигантским магнитосопротивлением // *Успехи физ. наук*. 1996. Т. 166(8). С. 833–857.

Рецензент статьи Б.А. Струков

* * *

Сергей Александрович Никитин, доктор физико-математических наук, профессор, зав. лабораторией аморфных и кристаллических редкоземельных сплавов кафедры общей физики и магнитоупорядоченных сред Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Область научных интересов – физика магнитных явлений и физика редкоземельного магнетизма. Автор и соавтор нескольких монографий, 350 статей, открытия и девяти изобретений.