

К.Т.Ермаганбетов¹, Л.В.Чиркова¹, Б.К.Касенов², Ж.И.Сагинтаева², Ш.Б.Касенова²

¹Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова;

²Химико-металлургический институт им. Ж.Абишева, Караганда (E-mail: kasenov1946@mail.ru)

Гигантское магнетосопротивление — триумф фундаментальной науки

В статье представлен краткий обзор работ, посвященных эффекту гигантского магнетосопротивления, за открытие которого европейским физикам А.Ферту и П.А.Грюнбергу присуждена Нобелевская премия 2007 года. Изложены физические механизмы и условия, приводящие к возникновению явления гигантского магнетосопротивления. Классическое магнетосопротивление обусловлено распределением носителей заряда по энергиям согласно закону Максвелла-Больцмана. Гигантское магнетосопротивление связано с сильным взаимодействием электронной и спиновой подсистем с кристаллической решеткой. Сфера применения эффекта гигантского магнетосопротивления — датчики магнитного поля, используемые для считывания информации в жестких дисках, биосенсорах и т.д.

Ключевые слова: магнетосопротивление, проводимость, электросопротивление, тепловые колебания атомов, спин, магнетизм.

Природа возникновения обычного электрического сопротивления

Электроны проводимости — это валентные электроны атомов, образующих кристалл, они находятся в непрерывном хаотическом движении. Электроны проводимости движутся даже при абсолютном нуле. Неустранимое движение электронов проводимости связано с принципом Паули — важнейшим квантовым законом, запрещающим двум или более электронам занимать одинаковое квантовое состояние. Это означает, что электроны не могут иметь слишком близкие значения энергии, а значит, они не могут остановиться. В результате электроны в металле могут обладать любыми значениями энергии — от нуля до некоторой величины, которую называют энергией Ферми.

Если к кристаллу приложить внешнее напряжение, то на быстрое беспорядочное движение электронов будет накладываться медленное смещение под действием внешних электрических сил. Этот медленный дрейф электронов и есть электрический ток.

Таким образом, электроны в кристалле, участвуя в направленном движении под действием внешнего электрического поля, создают электрический ток. Если идеальность периодического поля кристаллической решетки не нарушена, то электроны проводимости не будут испытывать сопротивления при направленном движении. К нарушению идеальности периодического поля кристаллической решетки в основном приводят тепловые колебания атомов, образующих кристалл, и примесей. Примеси бывают внедренными и замещенными.

В соответствие тепловым колебаниям атомов кристаллической решетки ставят квазичастицы, называемые фононами. При направленном переносе заряда электроны проводимости могут рассеиваться как фононами, так и примесными атомами. Каждый электрон проводимости на длине свободного пробега, определяемой столкновениями с фононами и примесными атомами, в среднем увеличивает свою энергию за счет энергии внешнего источника на определенную величину δE . При столкновениях эта накопленная энергия передается окружающей среде — кристаллу, т.е. происходит преобразование энергии источника электрической энергии в тепловую. Для характеристики этого процесса вводят понятие активного сопротивления.

Здесь нужно отметить следующее: в переносе заряда могут участвовать далеко не все электроны, а только их небольшая часть — лишь те, которые обладают энергией, близкой к максимальной (то есть к энергии Ферми E_F). Если таких электронов много, то ток течет большой, а значит, сопротивление маленькое. Если таких электронов мало, то величина тока незначительна и материал имеет большое сопротивление.

Природа возникновения обычного магнетосопротивления

Если проводник с током поместить во внешнее магнитное поле, то оно может слегка изменить величину электрического тока — так, словно под действием магнитного поля изменилось электрическое сопротивление материала. Этот эффект носит название эффекта магнетосопротивления.

Обычно классическое магнетосопротивление возникает из-за распределения носителей заряда по скоростям в соответствии с законом Максвелла-Больцмана. Поскольку распределение Максвелла-Больцмана не симметрично относительно некоторой средней скорости, то имеются электроны, скорость которых превышает среднюю скорость — так называемые «горячие» электроны, и электроны, движущиеся со скоростями меньшими, чем средняя скорость — их называют «холодными» электронами. В общем случае концентрации «горячих» и «холодных» электронов различны.

Холловское поле, существующее в проводнике с током, помещенном во внешнее магнитное поле, компенсирует силу Лоренца, соответствующую средней скорости поступательного движения электронов. При этом сила Лоренца, действующая на «горячие» электроны, будет превышать силы Холловского поля, а сила, действующая на «холодные» электроны, будет меньше сил этого поля. В результате в проводнике возникает поперечный микропоток носителей заряда (электронов). Вторичное воздействие магнитного поля на этот микропоток приводит либо к уменьшению, либо к увеличению первичного тока. Так возникает магнетосопротивление. Эффект магнетосопротивления был открыт давно, еще 150 лет назад, когда люди еще толком не знали, откуда вообще берется электрическое сопротивление.

Сама связь электрического тока и магнитного поля совершенно естественна и никогда не удивляет. Ключевое слово в открытии, отмеченном Нобелевской премией 2007 года, — это слово «гигантский». Дело в том, что за более чем вековую историю изучения электромагнитных явлений в самых разнообразных веществах измеренные значения величины магнетосопротивления не превышали нескольких процентов — в обычных материалах большому магнетосопротивлению просто неоткуда взяться. Лишь после того, как ученые научились создавать принципиально новые материалы, до которых природа не додумалась сама, стало ясно, что в них могут таиться физические явления, казавшиеся ранее невозможными.

Открытие Грюнбергом и Фертом гигантского магнетосопротивления в новых слоистых структурах стало одним из ярчайших примеров того, что человек превзошел изобретательность природы.

Спин и магнетизм

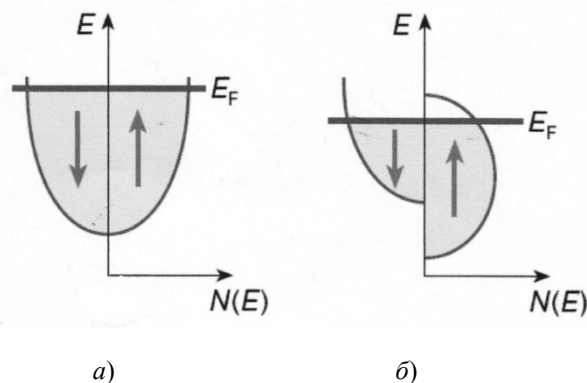
У электрона, кроме заряда, имеется еще одна характеристика (и тоже квантовая) — спин. Как и многие квантовые характеристики, спин бывает не любой, а строго определенный. Если выбрать какое-то условное направление в пространстве, то у электрона спин может быть ориентирован либо по этому направлению, либо против него — «вверх» или «вниз».

В большинстве материалов, используемых в электротехнике и электронике, ориентация спина никак не сказывается на электрическом токе — поэтому в электротехнике, например, о спине вообще не упоминают. Но в явлении гигантского магнетосопротивления именно спин играет ключевую роль. Само открытие этого явления, собственно, стало моментом рождения новой области электроники — **спинтроники**, в которой спин электрона такая же важная характеристика, как его заряд.

Отличительной особенностью спина является его связь с магнитным полем. Спин не только заставляет частицу реагировать на внешнее магнитное поле, но сам порождает магнитное поле. В частности, магнетизм в ферромагнетиках как раз возникает из-за того, что спины всех ионов железа выстраиваются в одном направлении.

Рассмотрим поведение электронов проводимости в ферромагнетике.

Магнитное поле внутри металла влияет на электроны, и это влияние выражается различным образом для электронов, спины которых ориентированы по полю и против поля (рис. 1). Эти два типа электронов испытывают со стороны металла разное сопротивление: те, что ориентированы вдоль поля, двигаются более свободно, чем электроны, спины которых ориентированы против поля. Это явление специфично для ферромагнетиков, например для намагниченного куска железа. Отметим, что, например, в медной проволоке такого разделения электронов проводимости нет. Возможность существования этого эффекта была доказана в 1968 году [1].



Без магнитного поля концентрации $N(E)$ электронов со спинами, направленными вверх и вниз, одинаковы (а). В присутствии магнитного поля (т.е. внутри ферромагнетика) энергии E электронов со спинами вдоль и против поля сдвигаются (б). В результате концентрация электронов вблизи энергии Ферми (E_F) будет различной

Рисунок 1. Концентрация 3d-электронов проводимости в зависимости от энергии [2].

Таким образом, «внутренний мир» ферромагнетика оказывается очень богатым, но пока не видно способа им воспользоваться для управления сопротивлением образца. Ведь если металл ферромагнитный, то он таким остается и при воздействии внешних полей, у него может измениться направление намагниченности. Вот здесь и пришли на помощь новые искусственные материалы, не существующие в природе, — сверхрешетки. Оказалось, что именно в них можно управлять не просто величиной намагниченности, но и характером магнитной упорядоченности, а через него — электрическим сопротивлением.

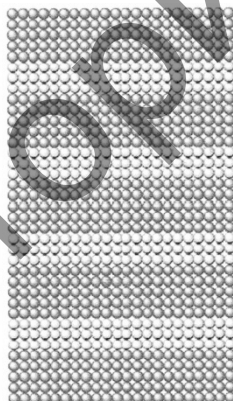


Рисунок 2. Сверхрешетка — это чередующиеся слои толщиной в несколько атомов различных материалов с похожей кристаллической структурой (изображение из брошюры Нобелевского комитета, описывающей научную сторону эффекта гигантского магнетосопротивления)

Сверхрешетка — это слоеный кристалл, состоящий из чередующихся слоев то одного, то другого материала толщиной в несколько атомов (рис. 2). Сверхрешетку выращивают в глубоком вакууме, напыляя на подложке слой за слоем нужное вещество. Оба типа вещества, а также сама подложка должны обладать схожей кристаллической решеткой — иначе слои перекорежит, а это самым негативным образом скажется на протекании через нее электрического тока. Также надо следить, чтобы атомарные слои напылялись ровно, чтобы не было бугорков и впадин и чтобы слои разных веществ ровно накрывали друг друга, не перемешиваясь. Наконец надо контролировать магнитные свойства вырастающих слоев. Для этого использовался интересный физический эффект — рассеяние света спиновыми волнами.

Как только научились выращивать разные слои, ученые начали экспериментировать с разными комбинациями материалов, в том числе и с чередующимися слоями ферромагнетика и немагнитного металла. В ходе этих исследований выяснилось, что если правильно подобрать толщину немагнитных слоев, то магнитные слои приобретут «противоестественную» для ферромагнетика тенденцию чере-

довать ориентацию намагниченности (рис. 3, а). Это явление экспериментально удалось доказать П.Грюнбергу (второму нобелевскому лауреату — 2007) в 1986 году для слойки железа-хрома [3].

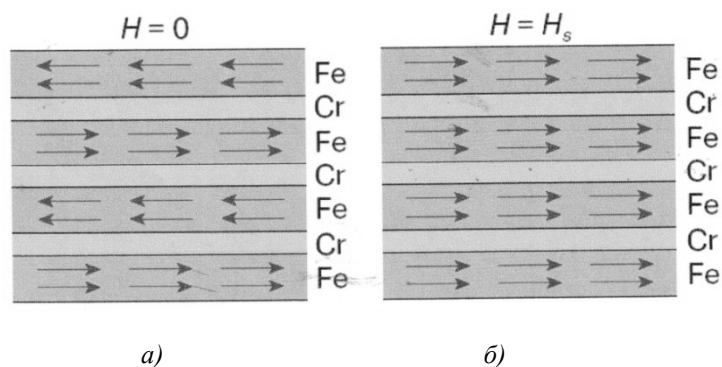


Рисунок 3 [2]. Если слои ферромагнетика (железа — Fe) чередуются с тонкими слоями немагнитного металла (хрома — Cr) определенной толщины, то в слоях ферромагнетика будут чередоваться направления намагниченности (а). Но если эту структуру поместить в достаточно сильное магнитное поле, то намагниченность всех слоев развернется в одну сторону (б)

Магнитное поле способно перемагнитить «неправильно» ориентированный ферромагнетик. Поэтому если такую слойку поместить в достаточно сильное магнитное поле, то под действием векторы намагниченности всех слоев железа развернутся в одном направлении, как показано на рисунке 3, б. Если поле убрать, то прежнее чередование слоев вновь восстановится. Таким образом, у экспериментаторов появилось возможность управлять типом магнитной упорядоченности.

Природа гигантского магнетосопротивления (ГМС)

Эффект магнетосопротивления — это относительное изменение электрического сопротивления под действием магнитного поля:

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

Здесь $\rho(0)$ — электрическое сопротивление в отсутствии магнитного поля; $\rho(H)$ — сопротивление при наличии магнитного поля (H).

Природа возникновения магнетосопротивления в классических ферромагнетиках (Fe, Co, Ni и их сплавах) исследованы в работах Н.С.Акулова, С.В.Вонсовского, К.П.Белова и их учеников. Величина магнетосопротивления при параллельной ориентации магнитного поля и тока (продольный гальваномагнитный эффект) составляет при комнатной температуре в поле напряженностью $H = 10$ кЭ в ферромагнитных железе и никеле соответственно $\sim 0,07\%$ и $\sim 1,5\%$.

При исследовании магнетосопротивления в слоистых ферро- и антиферромагнетиках (редкоземельные металлы, сплавы железа – родий, соединение SmMn_2Ge_2 и др.) обнаружено сильное изменение электрического сопротивления магнетиков при индуцировании внешним магнитным полем фазовых переходов антиферромагнетизм-ферромагнетизм. Это явление вызвало интерес ученых к исследованию магнетосопротивлений в искусственно созданных магнитных структурах, где длина свободного пробега носителей заряда соизмерима с периодом структуры. С этой целью было исследовано магнетосопротивление в массивных ферромагнетиках, где характерная длина магнитных неоднородностей значительно превосходило длину свободного пробега электронов.

Спин — поляризованное рассеяние носителей заряда в металлических ферромагнетиках. В идеальном периодическом потенциальном поле кристаллической решетки электроны движутся без сопротивления. Однако идеальность кристаллической решетки может нарушаться из-за присутствия самих электронов, колебаний атомов кристаллической решетки, наличия в кристалле чужеродных атомов и дислокаций и т.д. При переносе заряда электроны взаимодействуют между собой (электрон-электронное рассеяние, приводит к сопротивлению ρ_0); с тепловыми колебаниями атомов (приводит к сопротивлению — $\rho_\phi(T)$), с примесными атомами и другими дефектами кристаллической решетки (приводит к сопротивлению — $\rho_s(T)$).

В ферромагнетиках, антиферромагнетиках существенный вклад в электрическое сопротивление вносит рассеяние электронов на магнитных структурах $\rho_M(T)$.

Для многих металлических магнетиков общее сопротивление определяется суммированием этих сопротивлений:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_{\Sigma}(T) + \rho_{\phi}(T) + \rho_M(T). \quad (2)$$

Магнитная доля ρ_M сопротивления в некоторых магнитных материалах может превышать сумму вкладов всех остальных составляющих.

Рассеяние электронов на магнитных структурах пропорционально среднему значению квадрата спина магнитного атома, рассеивающего носителей заряда. Это рассеяние максимально в парамагнитном состоянии, где магнитные моменты атомов ориентированы хаотически.

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

В 3d-ферромагнитных материалах (Fe, Co, Ni), кроме 4s-электронов, в переносе заряда 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) N_+ , и числом 3d-электронов со спином «вниз» N_- (рис. 1). Носителями заряда являются электроны на уровне Ферми E_F — на потолке заполненной зоны.

В нормальном металле, например меди, $N_+ = N_-$, намагниченность равна нулю и электроны проводимости не поляризованы.

В 3d-ферромагнитных металлах (Fe, Co, Ni) происходит «перетекание» 3d-электронов из одной зоны в другую, чтобы скомпенсировать возрастание кинетической энергии электронов при возникновении обменного взаимодействия между ними.

Из рисунка 1 видно, что в результате обменного расщепления (из-за влияния магнитного поля) 3d-зон в 3d-металлах зоны электронов со спином «вверх» и «вниз» заполнены неодинаково и обладают разной плотностью состояний $N(E)$ и на уровне Ферми E_F .

Намагниченность I определяется произведением магнитного момента электрона μ_B на разность числа электронов в 3d-зонах ($N_+ - N_-$):

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

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

Для того чтобы оценить вклад в перенос заряда спин-поляризованных электронов надо определить, на каких расстояниях при своем движении электроны проводимости сохраняют 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. Экспериментально определено, что во многих ферромагнетиках величина l_s превышает 1-10 нм.

Экспериментальное обнаружение гигантского магнетосопротивления

Ферт и Грюнберг [1, 3–5] изучали эффекты, связанные с электрическим сопротивлением структур, включающих в себя ферромагнитные и неферромагнитные материалы. Например, Ферт исследовал проводимость многослойных пленок, Грюнберг в 1986 году открыл обменное взаимодействие антиферромагнитного характера в пленках Fe/Cr [4]. В указанной работе было заявлено об открытии эффекта гигантского магнетосопротивления, исследовалось магнетосопротивление $(001)\text{Fe}/(001)\text{Cr}$ сверхрешеток.

В работе Ферта с сотрудниками [1] на объемно-центрированную кубическую решетку $(001)\text{AsGa}$ в высоком вакууме наносились слои железа и хрома при температуре подложки около 20°C . При толщине слоёв железа 3 нм и варьировании толщины немагнитного слоя из хрома в сверхрешётке ослаблялись антиферромагнитная связь между слоями железа и поле размагничивания. Последнее также уменьшалось при увеличении температуры от 4,2 К до комнатной. Изменение толщины немагнитной прослойки приводило к существенному уменьшению остаточной намагниченности в петле

гистерезиса. Была обнаружена сильная зависимость сопротивления образца (изменение до 50 %) от величины внешнего магнитного поля при температуре 4,2 К. Этот эффект был назван гигантским магнетосопротивлением (ГМС) [1].

Авторы открытия высказали предположение, что в основе эффекта лежит так называемое спин-зависимое рассеяние электронов в сверхрешетке (зависимость сопротивления слоев от взаимной ориентации их намагниченностей и направления спинов электронов) [1]. Теоретическое описание ГМС для различных направлений тока было проведено позже. Так, Р.Кэмли в 1989 году [6] было исследовано направление тока вдоль слоев (так называемая **СIP**-геометрия — ток в плоскости) в классическом приближении, в квантовом — П.Леви в 1990 году [7]. Теория ГМС для тока, направленного перпендикулярно слоям (**СPP**-геометрия — ток перпендикулярен плоскости), получившая название теории Валета-Ферта, опубликована в 1993 году [8].

Спин-зависимое рассеяние

Электрическое сопротивление образца зависит от многих факторов, среди которых в магнитоупорядоченных материалах существенную роль играет рассеяние электронов на магнитной подрешетке кристалла, то есть совокупности кристаллографически эквивалентных атомов с ненулевым атомным магнитным моментом, образующих кристаллическую решетку. Рассеяние зависит от ориентации спина электрона по отношению к магнитным моментам атомов.

Для таких хороших проводников, как золото или медь, уровень Ферми находится внутри гибридной **sp** зоны, а **d** зона полностью заполнена.

В ферромагнетиках наблюдается иная ситуация. В них зависимость взаимодействия электрона с атомами от направления их спинов связана с заполнением зоны, отвечающей за магнитные свойства (**3d** для таких ферромагнитных металлов, как железо, кобальт, никель). **d** зона ферромагнетиков является расщепленной, так как она содержит различное количество электронов со спинами, направленными «вверх» и «вниз». Это является причиной различия в плотности электронных состояний на уровне Ферми для спинов, направленных в противоположные стороны.

Говорят о неосновном направлении спинов электронов для той части **d** зоны, которая заполнена меньше (например, где спины направлены вниз), и основном — для второй её части, которая оказывается заполненной неполностью (спины направлены вверх).

Уровень Ферми для основного направления спина находится внутри **sp** зоны и их движение в ферромагнетике подобно движению электронов в немагнитном материале.

Для неосновного направления спинов электронов **sp** и **d** зоны оказываются гибридными, а уровень Ферми лежит внутри **d** зоны.

Гибридная **sp** зона ферромагнетиков характеризуется высокой плотностью состояний, что проявляется как уменьшение длины свободного пробега λ электронов с неосновным направлением спинов по сравнению с основным.

В никеле, легированном кобальтом, отношение $\lambda_{\uparrow}/\lambda_{\downarrow}$ (для электронов с противоположными направлениями спинов) может увеличиваться до 20, а при легировании хромом — понижаться до 0,3 [9].

Согласно теории Друде, проводимость пропорциональна длине свободного пробега, поэтому знание величины $\lambda_{\uparrow}/\lambda_{\downarrow}$ позволяет оценить соотношение проводимостей для этих двух групп носителей заряда.

Типичные значения длины свободного пробега электронов в тонких металлических плёнках лежат в интервале от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров.

Электрон «помнит» направление спина на так называемой длине спиновой релаксации (еще называемой длиной спиновой диффузии), которая может значительно превосходить длину свободного пробега. Длина спиновой релаксации определяет спин-поляризованный транспорт электронов.

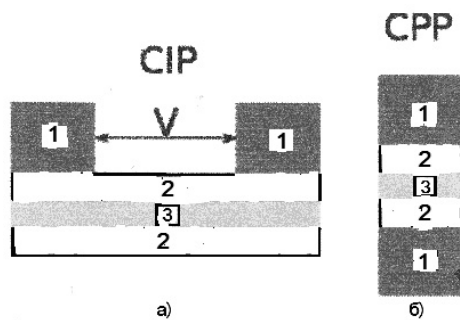
Спин-поляризованное рассеяние в ферромагнетиках происходит при переходах электронов проводимости между нерасщепленной **4s** и расщепленной **3d** зонами [2].

Существуют материалы, для которых более слабым является взаимодействие между атомами и электронами, чьи спины и магнитные моменты антипараллельны. Комбинацией обоих типов материалов можно получить так называемый инверсный эффект ГМС [10]. Поэтому в случаях, когда конкретный механизм взаимодействия не принципиален, для сохранения общности подхода говорят о проводимости для электронов с основными и неосновными направлениями спина, которым соответствуют большая и меньшая плотность состояний. Определение соотношения между проводимостями

или удельными сопротивлениями для этих двух групп электронов является достаточным для построения феноменологической теории [11].

CIP и CPP-геометрии подключения

Магнитную сверхрешетку можно включить в электрическую цепь двумя способами (рис. 4). При так называемой **CIP**-геометрии (рис. 4, а) электрический ток распространяется вдоль слоёв сверхрешётки, а электроды расположены вдоль одной стороны всей структуры. При **CPP**-геометрии (рис. 4, б) ток распространяется перпендикулярно слоям сверхрешётки, а электроды расположены по разные стороны [10]. **CPP**-геометрия характеризуется большими величинами ГМС (более чем два раза по сравнению с **CIP**), но и представляет большие сложности для технологической реализации.

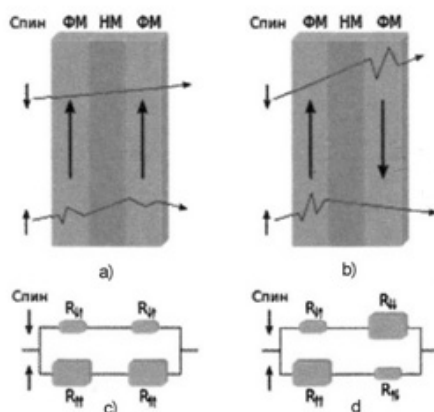


1 — проводники, по которым подается ток на сенсор; *2* и *3* — соответственно ферромагнитные и немагнитные слои в сенсоре; *V* — внешняя разность потенциалов

Рисунок 4. Схемы размещения спиновых клапанов в геометрии **CIP** (а) и **CPP** (б) в считывающей головке

Прохождение тока через магнитную сверхрешетку. Характеристики магнитной упорядоченности различны в сверхрешетках с ферромагнитным (ФСР) и антиферромагнитным (АСР) взаимодействиями между слоями. В первом направлении намагниченности в различных ферромагнитных слоях в отсутствие магнитного поля одинаковы, во втором противоположные направления чередуются.

Распространяясь через ФСР, электроны с антипараллельным направлением спина по отношению к намагниченности решетки практически не будут рассеиваться, а электроны со спином, сонаправленным с намагниченностью слоёв, будут испытывать рассеяние. При АСР рассеиваться будут электроны с любым направлением спинов: акты рассеяния для каждого отдельно выбранного электрона будут иметь место при прохождении слоя с намагниченностью, сонаправленной его спину. Так как величина сопротивления образца возрастает с ростом количества актов рассеяния, сопротивление АСР будет выше, чем ФСР [2, 10].



ФМ — ферромагнитный слой (стрелками указано направление намагниченности); **НМ** — немагнитный слой. Электроны с направлениями спинов вверх по-разному рассеиваются при прохождении клапана, вследствие чего меняется степень их рассеяния и эквивалентная схема сопротивления клапана

Рисунок 5. Спиновый клапан на эффекте ГМС (ФСР и АСР структуры)

Для создания устройств на основе эффекта ГМС необходимо иметь возможность динамически переключать состояние решетки между состояниями с параллельной и антипараллельной намагниченностью слоёв.

В первом приближении плотность энергии взаимодействия w двух ферромагнитных слоёв, разделенных немагнитной прослойкой, пропорциональна скалярному произведению их намагниченностей:

$$w = -J(M_1 \cdot M_2). \quad (4)$$

Зависимость коэффициента J от толщины немагнитной прослойки d_s описывается осциллирующей функцией. Поэтому J может менять и величину, и знак. Если подобрать d_s таким образом, что основным будет антипараллельное состояние, то переключение сверхрешетки из антипараллельного состояния (высокое сопротивление) в параллельное (низкое сопротивление) будет происходить под воздействием внешнего поля.

Полное сопротивление структуры можно представить в виде

$$R = R_0 + \Delta R \sin^2(\theta/2), \quad (5)$$

где R_0 — сопротивление ФСП; ΔR — инкремент ГМС; $\theta \in [-\pi, \pi]$ — угол между намагниченностями соседних слоев.

Математическое описание ГМС

Для математического описания ГМС вводят два спиновых канала электропроводности, соответствующих проводимости электронов, для которых сопротивление максимально или минимально соответственно. Удельное сопротивление $\rho_{F\pm}$ каналов определяется выражением:

$$\rho_{F\pm} = 2 \rho_F / (1 \pm \beta), \quad (6)$$

где $\rho_{F\pm}$ — среднее удельное сопротивление ферромагнетика.

Резисторная модель для СІР и СРР

В условиях, когда рассеяние носителей заряда между ферромагнитным и немагнитным металлами мало, а направление спинов электронов сохраняется долго, удобно рассматривать модель, в которой сопротивление образца будет определяться сопротивлениями магнитных и немагнитных слоёв по отдельности.

Наличие двух каналов проводимости для электронов с различным направлением спина по отношению к намагниченности в слоях структуры означает, что эквивалентная схема ГМС структуры будет состоять из двух параллельно соединенных сопротивлений, соответствующих каждому из каналов (рис. 5с, d). С учетом этого для выражения ГМС получим:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho(H)} = \frac{R_{\downarrow} - R_{\uparrow}}{R_{\uparrow}} = \frac{(\rho_{F+} - \rho_{F-})^2}{(2\rho_{F+} + \chi\rho_N)(2\rho_{F-} + \chi\rho_N)}, \quad (7)$$

где $\chi = b/a$ — отношение толщин немагнитных и магнитных металлов; ρ_N — удельное сопротивление немагнитного металла. Это выражение применимо для СІР и СРР структур. При выполнении условия $\chi\rho_N \ll \rho_{F\pm}$ выражение (7) можно переписать через коэффициент спиновой асимметрии β :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho(H)} = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}. \quad (8)$$

Прибор, чье сопротивление различно для электронов с различными направлениями спина, называют спиновым клапаном. Он открыт, когда намагниченности в его слоях ориентированы параллельно, и закрыт, если намагниченности в его слоях ориентированы антипараллельно.

Формула магнетосопротивления. Модель Валета-Ферта

В 1993 году Тьерри Валетом и Альбертом Фертом была опубликована модель гигантского магнетосопротивления для СРР геометрии, построенная на основе уравнения Больцмана [8].

Суть теории заключается в рассмотрении расщепления химического потенциала на две функции внутри магнитного слоя, соответствующие электронам со спинами, параллельными и антипараллельными намагниченности в слое.

Если считать, что толщина немагнитного материала достаточно мала, то во внешнем поле E_0 поправки к электрохимическому потенциалу $\Delta\mu$ и полю внутри образца ΔE имеют вид [8]

$$\Delta\mu = \frac{\beta}{1-\beta} eE_0 l_s e^{z/l_s}; \quad (9)$$

$$\Delta E = \frac{\beta^2}{1-\beta^2} eE_0 l_s e^{z/l_s}. \quad (10)$$

Здесь l_s — средняя длина спиновой релаксации, а координата z отсчитывается от границы между магнитным и немагнитным слоями ($z < 0$ соответствует ферромагнетик) [8]. Отсюда следует, что на границе ферромагнитного слоя будут накапливаться те электроны, для которых химический потенциал больше [12], что можно представить в виде потенциала спиновой аккумуляции V_{AS} , или так называемого интерфейсного сопротивления (присущего границе интерфейса ферромагнетик — немагнитный материал):

$$R_i = \frac{\beta(\mu_{\uparrow\downarrow} - \mu_{\uparrow\uparrow})}{2ej} = \frac{\beta^2 l_{sN} \rho_N}{1 + (1-\beta^2) l_{sN} \rho_N / (l_{sF} \rho_F)}, \quad (11)$$

где j — плотность тока в образце; l_{sN} и l_{sF} — длины спиновой релаксации в немагнитном и магнитном материалах соответственно.

Материалы и экспериментальные данные

Можно перечислить достаточно много комбинаций веществ, которые будут обладать эффектом ГМС. Часто используются, например, такие материалы, как FeCr [2]; $\text{Co}_{10}\text{Cu}_{90}$, где величина эффекта достигает $\Delta\rho/\rho(H) = 40\%$ при комнатной температуре [11]; $\text{Co}_{95}\text{Fe}_5/\text{Cu}$ - $\Delta\rho/\rho(H) = 110\%$ при комнатной температуре [13].

Величина магнетосопротивления зависит от многих параметров: геометрия прибора (CIP и CPP), температура образца, толщина слоев немагнитных и магнитных металлов. В [14] обнаружено, например, что при температуре 4,2 К и фиксированной толщине слоя кобальта в 1,5 нм изменение толщины слоя меди d_{Cu} от 1 до 10 нм приводило к резкому уменьшению ГМС от 80 до 10 % в CIP-геометрии. В то же время в образце с CPP-геометрией максимальный эффект на уровне 125 % достигался при $d_{\text{Cu}} = 2,5$ нм. Увеличение d_{Cu} до 10 нм приводило к уменьшению ГМС до 60 %, зависимость ГМС от d_{Cu} носила осциллирующий характер. В работе [15] установлено, что в сверхрешетке из слоев кобальта и меди толщинами 1,2 и 1,1 нм соответственно при изменении температуры от близкой к абсолютному нулю до 300 К наблюдается уменьшение ГМС от 40 % до 20 % в CIP-геометрии и от 100 до 55 % в CPP-геометрии.

Типы ГМС

Антиферромагнитные сверхрешетки. Эффект ГМС в пленках впервые наблюдался Фертом и Грюнбергом при исследовании сверхрешеток, состоящих из ферромагнитных и немагнитных слоев. Толщина немагнитного слоя подбиралась такая, чтобы взаимодействие между слоями было антиферромагнитным, и, как результат, основным состоянием была антиферромагнитная ориентация намагниченностей в соседних магнитных слоях. Тогда при внешнем воздействии, например, магнитным полем, ориентация векторов намагниченности в различных слоях может быть изменена на параллельную. Это сопровождается существенным изменением электрического сопротивления структуры.

Взаимодействие магнитных слоев в таких структурах происходит с помощью так называемого антиферромагнитного спаривания. Его следствием является осциллирующая зависимость коэффициента ГМС от толщины немагнитной прослойки. В первых сенсорах магнитного поля, использующих антиферромагнитные сверхрешетки, поле насыщения было очень большим (до десятков тысяч эрстед) вследствие сильного антиферромагнитного взаимодействия между применяющимися в них пленками хрома и железа (кобальта), а также сильными полями анизотропии в них. Поэтому чувствительность подобных приборов была очень низкой. Позднее в них начали применять пермаллой (в магнитных слоях) и серебро (в немагнитных слоях), что снизило поле до десятков эрстед [16].

Наиболее удачной оказалась конфигурация спиновых клапанов, в которых эффект ГМС возникает вследствие обменного смещения. Клапаны состоят из сенсорного слоя, прослойки, «фиксированного» слоя и антиферромагнитно направленного «фиксированного» слоя. Последний служит для фиксации направления намагниченности в «фиксированном» слое. Все слои, кроме фиксирующего, достаточно тонки для обеспечения низкого сопротивления структуры. Под действием внешнего маг-

нитного поля изменяется направление намагниченности сенсорного слоя относительно «фиксированного» [16].

Многослойные структуры без связи (псевдоспиновые клапаны). Эффект ГМС может наблюдаться и в отсутствие антиферромагнитного спаривания слоями. В таком случае магнетосопротивление возникает из-за различия в коэрцитивных силах (например, у пермаллоя она меньше, а у кобальта имеет большее значение). В многослойных структурах типа пермаллой/медь/кобальт/медь внешнее магнитное поле приводит к переключению между различными направлениями намагниченности насыщения в слоях (параллельная в больших полях и антипараллельная в малых). Подобные системы характеризуются меньшим полем насыщения и большим ГМС, чем сверхрешетки с антиферромагнитной связью. Существование таких структур означает, что для наблюдения ГМС необходимым условием является не наличие связи между слоями, а некоторое распределение магнитного момента между слоями, которым можно управлять внешним полем.

ГМС в зернистых структурах. ГМС в зернистых сплавах (с размерами гранул до десятка нанометров) ферромагнитных и немагнитных металлов обнаружено в 1992 году [13] и объяснено спин-зависимым рассеянием носителей заряда на поверхности и в объеме гранул. Гранулы образуют ферромагнитные кластеры диаметром порядка 10 нм, окруженные немагнитным металлом, что может быть описано как эффективная пленочная сверхрешетка. Необходимым условием для материалов таких сплавов является плохая взаимная растворимость компонентов (например, кобальта и меди). Свойства подобных структур зависят от времени и температуры отжига, в них можно наблюдать отрицательное ГМС, которое растет при увеличении температуры

Список литературы

- 1 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.
- 2 Никитин С.А. Гигантское магнетосопротивление // Соросовский образовательный журнал. — 2004. — № 2. — С. 92–98.
- 3 Grunberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., Sowers H. Layered Magnetic Structures Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers // Physical Review Letters 57 (19); 2442–2445. DOI: 10.1103/PhysRevLett. — 1986. — 57. 2442. — PMID 10033726.
- 4 Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы. (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2007 г.) // УФН. — 2008. — Т. 178. — № 12. — С. 1336–1348. — DOI: 10.3367/UFNr.0178.200812f/1336.
- 5 Грюнберг П.А. От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее. (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2007 г.) // УФН. — 2007. — Т. 178. — № 12. — С. 1349–1358.
- 6 Camley R.E., Barnas J. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling // Phys. Rev. Lett. — 1989. — 63 (6): 664–667. DOI:10.1103/PhysRevLett.63.664.
- 7 Peter M. Levy, Shufeng Zhang, Albert Fert Phys. Rev. Lett. — 1990. — 65 (13): 1643–1646. DOI:10.1103/PhysRevLett.65.1646.
- 8 Valet T.A. Fert «Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers». Physical Review B. — 1993. — 48 (10): 7099–7113. DOI:10.1103/PhysRevB.48.7099.
- 9 Tsymbal E.Y., Pettifor D.G. Perspectives of Giant Magnetoresistance // Solid state physics / Ed. by Henry Ehrenreich, Frederick Seitz, David Turnbull, Frans Spaepen. — Academic Press, 2001. — Vol. 56. — P. 126–132. — (Solid state Physics: Advances in Research and Applications).
- 10 Inoue J., Tanaka T., Kontani T. Anomalous and spin Hall effects in magnetic granular films // Physical Review B. — 2009. — 80 (2): 020405(R). DOI:10.1103/PhysRevB.80.020405.
- 11 Claude Chappert, Albert Fert, Frederic Nguyen Van Dau. The emergence of spin electronics in data storage // Nature Materials. — 2007. — 6: 813–823. DOI: 10.1138/nmat2024.
- 12 Sohr J., Siegmund H.C. Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics // Springer-Verlag Berlin Heidelberg. — 2006. — P. 641.
- 13 Грановский А.Б., Ильин М., Жуков А., Жукова В., Гонзалес Х. Гигантское магнетосопротивление гранулированных микропроводов: спин-зависимое рассеяние в межгранульных промежутках // ФТТ. — 2011. — Т. 53. — № 2. — С. 299–301.
- 14 Buschow K.H.J. Concise encyclopedia of magnetic and superconducting materials. — 2nd. — Elsevier, 2005. — P. 248.
- 15 Bass J., Pratt W.P. Current – perpendicular (CPP) magnetoresistance in magnetic metallic multilayers. JMMM. — 1999. — 200: 274–289. DOI: 10.1166/S0304-8853(99)00316-9
- 16 Hari Singh Nalwa. Handbook of thin film materials: Nanomaterials and magnetic thin films // Academic Press. — 2002. — Vol. 5. — P. 518–519.

Қ.Т.Ермағанбетов, Л.В.Чиркова, Б.К.Қасенов, Ж.И.Сағынтаева, Ш.Б.Қасенова

Алып магниттік кедергі — іргелі ғылымның салтанаты

Мақалада А. Ферт пен П.А. Грюнбергке ашқандары үшін 2007 жылғы Нобель сыйлығы берілген, алып магниттік кедергі құбылысына қысқаша әдебиеттік шолу жасалған. Алып магниттік кедергі құбылысының физикалық табиғаты және пайда болуына қажетті шарттар баяндалған. Классикалық магниттік кедергі заряд тасушылардың энергия деңгейлері бойынша орналасу заңдылығы Максвелл-Больцман таралу заңдылығымен анықталатындығымен байланысты. Алып магниттік кедергі құбылысы электрондар және спиндер моменттері жүйелерінің кристалл торымен әсерлесу нәтижелерімен анықталды. Алып магниттік кедергі құбылысы қатты магнит жады дискісіндегі акпараттарды оқу үшін, тағы басқа жерлерде қолданылды.

K. T. Yermaganbetov, L. V. Chirkova, B. K. Kasenov, Zh. I. Sagintayeva, Sh. B. Kasenova

Giant magnetoresistance — triumph of fundamental science

The paper presents a brief review of works devoted to the Giant resistance, the opening of which the European Soviet physicists A.Fert and R.A.Grunberg awarded the Nobel prize in 2007. Outlines the physical mechanisms and conditions, which lead to the emergence of the phenomenon of Giant magnetoresistance. Classical magnetoresistance is due to the distribution of charge carriers over energies according to the law of the Maxwell-Boltzmann constant. Giant magnetoresistance is due to the strong interaction of the electron and spin subsystems with crystal re-brush. The scope of application of the effect of Giant magnetoresistance — magnetic field sensors used for reading data in your hard drives, Assembly etc.

References

- 1 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.
- 2 Nikitin S.A. *Giant magnetoresistance* // Soros educational journal, 2004, No. 2, p. 92–98.
- 3 Grunberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., Sowers H. *Layered Magnetic Structures Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers* // Physical Review Letters, 1986, 57 (19); 2442–2445. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.2442. PMID 10033726.
- 4 Firth A. *The Origins, development and prospects (Nobel lecture. Stockholm, December, 8, 2007)* UFN, 2008, vol. 178, No. 12, p. 1336–1348, DOI: 10.3367/UFNr.0178.200812f/1336.
- 5 Grunberg P.A. *Of spin waves to a Giant magnetoresistance and forth (Nobel lecture. Stockholm, December 8, 2007)* / UFN, 2007, vol. 178, No. 12, p. 1349–1358.
- 6 Camley R.E. and Barnas J. *Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling* // Phys. Rev. Lett, 1989, 63 (6): 664–667. DOI:10.1103/PhysRevLett.63.664.
- 7 Peter M. Levy, Shufeng Zhang, Albert Fert *Phys. Rev. Lett, 1990, 65 (13): 1643-1646. DOI:10.1103/PhysRevLett.65.1646.*
- 8 Valet, T., Fert, A. *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers*. Physical Review B, 1993, 48 (10): 7099–7113. DOI:10.1103/PhysRevB.48.7099.
- 9 Tsymbal E.Y., Pettifor D.G. *Perspectives of Giant Magnetoresistance* // Solid state physics / Ed. by Henry Ehrenreich, Fredrick Seitz, David Turnbull, Frans Spaepen, Academic Press, 2001, vol. 56, p. 126–132 (Solid state Physics: Advances in Research and Applications).
- 10 Inoue J., Tanaka T., Kontani T. *Anomalous and spin Hall effects in magnetic granular films* // Physical Review B, 2009, 80 (2): 020405(R). DOI:10.1103/PhysRevB.80.020405.
- 11 Claude Chappert, Albert Fert, Frederic Nguyen Van Dau (2007). *The emergence of spin electronics in data storage* // Nature Materials 6: 813-823. DOI:10.1138/nmat2024.
- 12 Sohr J., Siegmann H.C. *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006, p. 641.
- 13 Granovsky A.B., Il'in M., Zhukov A., Zhukov V., Gonzalez X. *Giant magnetoresistance of granulated microwires: spin-best scattering in intergranular intervals* // FTT, 2011, vol. 53, No. 2, p. 299–301.
- 14 Buschow K.H.J. *Concise encyclopedia of magnetic and superconducting materials*, 2nd, Elsevier, 2005, p. 248.
- 15 Bass, J., Pratt, W.P. *Current – perpendicular (CPP) magnetoresistance in magnetic metallic multilayers* // JMMM, 1999, 200: 274–289. DOI: 10.16/S0304-8853(99)00316-9
- 16 Hari Singh Nalwa. *Handbook of thin film materials: Nanomaterials and magnetic thin films*, Academic Press, 2002, vol. 5, p. 518–519.