



МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего  
профессионального образования  
«Московский государственный технический университет радиотехники, электроники  
и автоматики»

**МГТУ МИРЭА**

---

---

А.И. Морозов

**МАГНИТОЭЛЕКТРОНИКА**

Учебное пособие

Москва 2013

Данное учебное пособие по курсу «Магнитоэлектроника» предназначено магистрам, обучающимся по направлению 210100 «Микроэлектроника». В нём рассмотрены недавно открытые физические эффекты, которые легли в основу бурного развития этой отрасли электроники, начавшегося с 90-х годов XX века и продолжающегося в настоящее время.

Учащиеся знакомятся с принципиальной конструкцией магнитоэлектронных устройств, созданных на основе этих эффектов. Вместе с тем пособие не ставит перед собой цель – познакомить с достигнутыми на данный момент параметрами этих устройств. Этому будет посвящена самостоятельная работа учащихся при изучении данного предмета.

**СОДЕРЖАНИЕ**

	Стр.
1. Введение	4
2. Явление гигантского магнетосопротивления	5
3. Теория ГМС	12
4. Туннельное магнетосопротивление	17
5. Баллистическое сопротивление	19
6. Колоссальное магнетосопротивление	20
7. Гигантский магнетоимпеданс	20
8. Спин-поляризованный ток	21
9. Граница ферромагнитный металл – немагнитный металл. Эффект накопления	21
10. Перемагничивание спин-поляризованным током	23
11. MRAM (магниторезистивная память со случайной выборкой)	29
12. MRAM с записью электрическим полем	35
13. Магнетокалорический эффект	43
14. Магнитная запись и считывание. Жёсткий диск	46
15. Наноточки и нанокольца	49
16. Суперпарамагнитный порог	52
17. Заключение	54
ПРИЛОЖЕНИЕ 1: Спин-флоп и спин-флип переходы в антиферромагнетике	56
ПРИЛОЖЕНИЕ 2: Блоховская доменная стенка	60

## 1. Введение

Элементы на основе магнетиков применялись в ЭВМ, начиная с первых шагов. В первых вычислительных машинах в качестве элементов оперативной памяти использовались ферритовые кольца. Феррит является ферримагнетиком. Намагниченность кольца по часовой стрелке (рис. 1) задавала «ноль», а против часовой стрелки – «единицу».

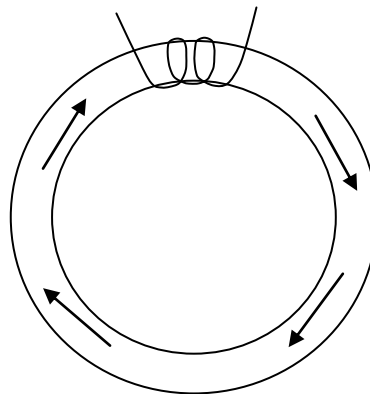


Рис. 1. Ферритовое кольцо.

Во второй половине двадцатого века в периферийных устройствах ЭВМ широкое распространение получили цилиндрические магнитные домены (ЦМД), однако теперь данная технология вышла из употребления. То же можно сказать и о магнитооптических дисках.

В настоящее время магнитная запись лежит в основе жестких дисков компьютеров.

Расцвет магнитоэлектроники связан с открытием в 1988 г. явления гигантского магнетосопротивления (ГМС). Применение устройств на основе этого явления в считывающих головках жестких дисков уже в начале 90-х годов прошлого века позволило увеличить их емкость с сотен мегабайт до десятков, а затем и сотен гигабайт, что существенно увеличило возможности персональных компьютеров.

Именно широкие технические применения данного явления привлекли к нему внимание научной общественности, что выразилось в присуждении Нобелевской премии 2007 г. первооткрывателям явления ГМС А. Ферту и П. Грюнбергу.

В области фундаментальных исследований открытие ГМС стимулировало широкое изучение систем, содержащих нанослои магнитных материалов, которое привело к открытию в 1995 г. явления туннельного магнетосопротивления (ТМС), явления перемагничивания спин-поляризованным током и других явлений. Сформировалось направление электроники, получившее название «спинтроника», которое объединило явления и устройства, использующие спин-поляризованные токи, то есть перенос информации с помощью спина, в то время как традиционная электроника использует явление переноса электрического заряда.

В прикладной области открытие явлений ГМС и ТМС стимулировало создание магнеторезистивной памяти (MRAM), которая является энергозависимой, обладает быстродействием порядка наносекунд, и, в перспективе, может заменить как жесткие диски, так и флеш- и полупроводниковую память. Созданы опытные партии такой памяти. Её главными недостатками являются сложность сопряжения с традиционными полупроводниковыми технологиями и (пока) высокая стоимость (по оценке 2009 г. - в 100 раз).

## **2. Явление гигантского магнетосопротивления**

С чем же связан такой прорыв с плотностью записи информации на жестких дисках? Информация на жестком диске записывается на (ферро-) магнитных дорожках, разделенных между собой немагнитными промежутками (рис. 2). Бит информации записывается на дорожке в виде домена. Направление намагниченности в домене и несет информацию:

«нулю» в случае продольной записи (намагниченности доменов параллельны поверхности дорожки) соответствует намагниченность, направленная налево, а «единице» - направо. Размер домена ограничен снизу (кроме суперпарамагнитного порога, о котором будет сказано ниже) тем условием, чтобы создаваемое им магнитное поле (рис. 2) имело достаточную величину для его регистрации считывающей головкой жесткого диска. Другими словами, размер домена определяется чувствительностью считывающей головки.

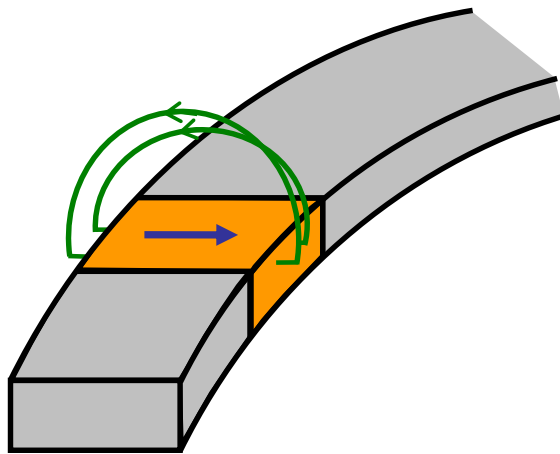


Рис. 2. Домен на дорожке жёсткого диска.

В конце 80-х – начале 90-х годов прошлого века в жестких дисках использовались считывающие головки на основе эффекта анизотропного магнетосопротивления (АМС), который заключается в том, что сопротивление ферромагнетика зависит от угла  $\varphi$  между его намагниченностью и направлением протекания электрического тока  $\rho = \rho(\varphi)$ . Величина эффекта  $A = \frac{\rho_{\max} - \rho_{\min}}{\rho_{\max}} \equiv \frac{\Delta\rho}{\rho_{\max}}$  составляла десятые доли процента.

В считывающей головке на основе АМС использовались четыре кусочка ферромагнетика с небольшой разориентацией осей легкого намагничивания. Головка, скользящая над поверхностью диска, под воздействием поля домена на магнитной дорожке изменяет своё сопротивление. Это изменение зависит от направления поля, что позволяет различить записанные «0» и «1». Низкое значение  $A$  и наличие в головке нескольких ферромагнитных частей ограничивали снизу минимальный размер домена на магнитной дорожке.

Рассмотрим суть эффекта ГМС на основе спин-вентильной системы (spin-valve system), состоящей из двух ферромагнитных металлических слоев разделенных металлической неферромагнитной прослойкой (немагнитоупорядоченной –  $Co-Cu-Co$  или антиферромагнитной –  $Fe-Cr-Fe$ ) (рис. 3). Толщины слоев должны составлять единицы – доли нанометра, то есть спиновый вентиль представляет собой магнитную наноструктуру. Ток может протекать через спиновый вентиль или параллельно слоям (current in plane – СІР-ориентация) или перпендикулярно им (current perpendicular to plane – СРР-ориентация). Как будет показано ниже, качество границ раздела между слоями играет принципиальную роль.

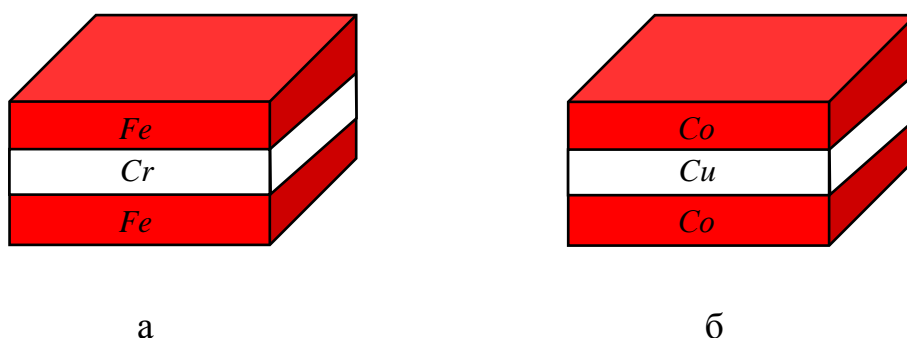


Рис. 3. Спин-вентильные системы  $Fe-Cr-Fe$  (а) и  $Co-Cu-Co$  (б).

В случае немагнитной прослойки обменное взаимодействие между слоями обусловлено косвенным обменом через электроны проводимости –

взаимодействие РККИ. Это взаимодействие осциллирует с толщиной прослойки  $d$  и спадает как  $d^{-2}$  (рис. 4):

$$J_{РККИ} = \frac{C \sin(2k_F d)}{d^2}, \quad (1)$$

где  $k_F$  - фермиевский волновой вектор в прослойке. Энергия обменного взаимодействия однородно намагниченных ферромагнитных слоев с намагниченностями  $\vec{M}_1$  и  $\vec{M}_2$  имеет вид:

$$E_{ex} = -J_{РККИ}(\vec{M}_1, \vec{M}_2). \quad (2)$$

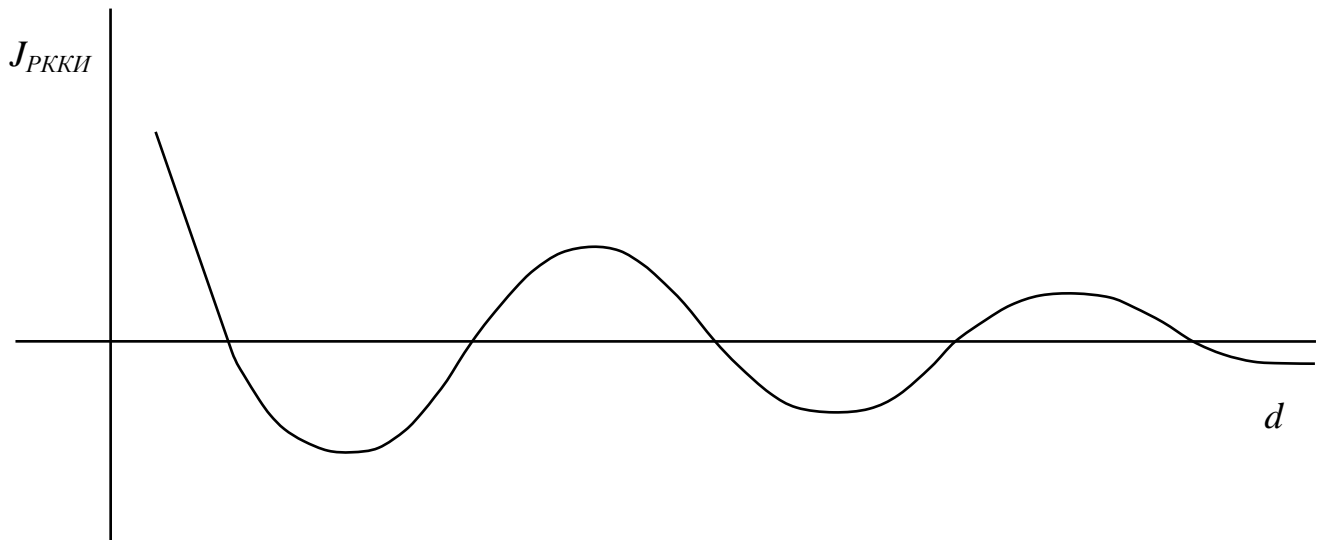


Рис. 4. Зависимость межслойного взаимодействия от толщины прослойки.

Если  $J_{РККИ} > 0$ , то выгодной является параллельная ориентация намагниченностей, а при  $J_{РККИ} < 0$  - антипараллельная.



Можно подобрать такую толщину прослойки  $d$ , чтобы величина  $J_{PKKI}$  была отрицательной. Тогда в отсутствие магнитного поля намагниченности ферромагнитных слоев ориентируются антипараллельно.

При включении магнитного поля каждая из намагниченностей стремится сориентироваться по полю, но обменное взаимодействие между ними препятствует этому. В итоге они будут сориентированы как это изображено на рис. 5. С ростом магнитного поля угол  $\alpha$  между намагниченностями падает. Такое поведение аналогично поведению намагниченностей подрешеток антиферромагнетика в спин-флоп фазе (Приложение 1). Это будет продолжаться до тех пор, пока суммарная энергия взаимодействия ферромагнитных слоев с внешним полем:

$$E_B^i = -V_i(\vec{B}_0, \vec{M}_i), \quad (3)$$

где  $V_i$  - объем  $i$ -го ферромагнитного слоя ( $i=1, 2$ ), а  $\vec{B}_0$  - индукция внешнего магнитного поля, не превзойдет в поле  $B_{sat}$  энергию обменного взаимодействия между слоями. В полях  $B_0 > B_{sat}$  намагниченности слоев будут ориентированы параллельно друг другу, и суммарная намагниченность достигнет насыщения.

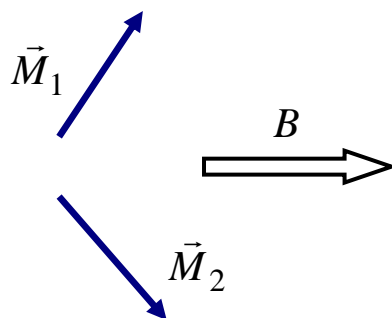


Рис. 5. Спин-флоп ориентация намагниченностей ферромагнитных слоёв.

Зависимость сопротивления трехслойной структуры от величины  $B_0$  изображена на рис. 6. Легко видеть, что в случае антипараллельной ориентации намагниченностей сопротивление спин-вентильной структуры  $R_{AP}$  выше, чем в случае параллельной ( $R_P$ ). Величина  $A = \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP}}$  составляет величину порядка 10%, то есть на два порядка превосходит соответствующую величину в случае АМС.

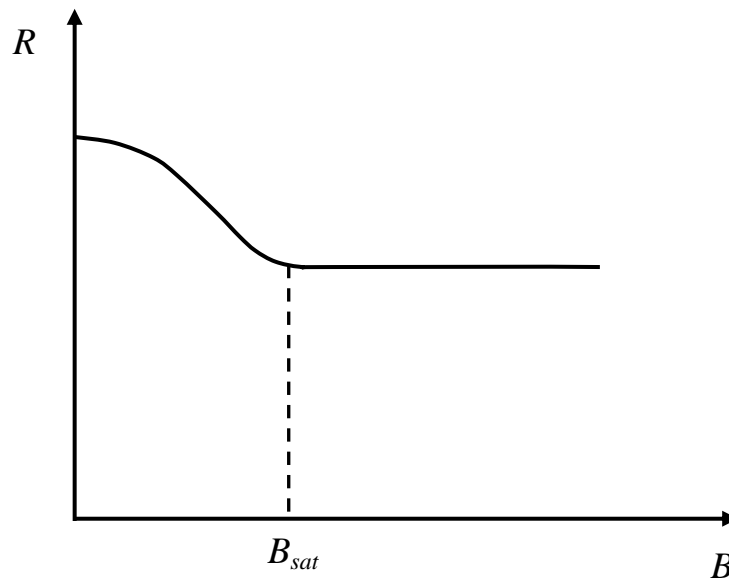


Рис. 6. Зависимость сопротивления спин-вентильной структуры от величины магнитного поля.

Следует отметить, что ГМС наблюдается не только в спин-вентильных структурах, но и в многослойных структурах, состоящих из десятков чередующихся ферромагнитных и неферромагнитных металлических слоев. В таких многослойных структурах и был открыт впервые эффект ГМС.

Считывающие головки на основе ГМС были разработаны и запущены в производство через два года после открытия этого эффекта, когда ученые ещё не успели до конца разобраться в природе данного явления.

Для создания считывающей головки на основе ГМС необходимо добиться того, чтобы поле, создаваемое доменом на магнитной дорожке,

переориентировало бы намагниченность только одного из ферромагнитных слоев спин-вентильной структуры. Тогда, находясь над битом, в котором записан «0», головка будет находиться в состоянии с большим сопротивлением  $R_{AP}$ , а находясь над битом, в котором записана «1», - в состоянии с меньшим сопротивлением  $R_P$ , что дает возможность их различить (рис. 7).

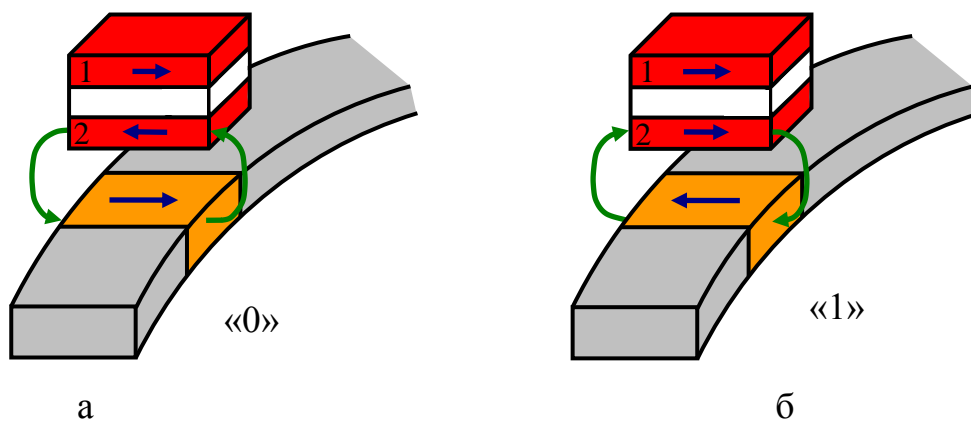


Рис. 7. Состояние жёсткого (1) и мягкого (2) слоёв считывающей головки при считывании «0» (а) и «1» (б).

Как же добиться закрепления намагниченности в одном из ферромагнитных слоев спин-вентильной структуры? Это возможно несколькими способами. Самое простое решение (с точки зрения физики, но не технологии) – это сделать слои из разных материалов с различной коэрцитивной силой так, чтобы поле домена могло переключать намагниченность одного ферромагнитного слоя, но было недостаточным для переключения намагниченности второго. Иногда для этого можно использовать слой из того же материала, но большей толщины.

Ещё один интересный способ – это использование антиферромагнитного слоя, соседствующего с ферромагнитным слоем с закрепляемой намагниченностью. При взаимодействии ферро и антиферромагнитного слоев имеет место явление обменного сдвига, которое

мы рассмотрим подробнее позже. Оно заключается в сдвиге петли гистерезиса ферромагнитного слоя из симметричного по магнитному полю положения (рис. 8). Если поле обменного сдвига превосходит область полей, создаваемых доменами на магнитной дорожке жесткого диска, то намагниченность ферромагнитного слоя будет оставаться неизменной при считывании как «0», так «1».

Увеличение параметра  $A$  в случае ГМС на два порядка по сравнению с АМС позволило существенно уменьшить ширину магнитных дорожек и размер доменов на них, что привело к существенному (на 2-3 порядка) возрастанию емкости жестких дисков.

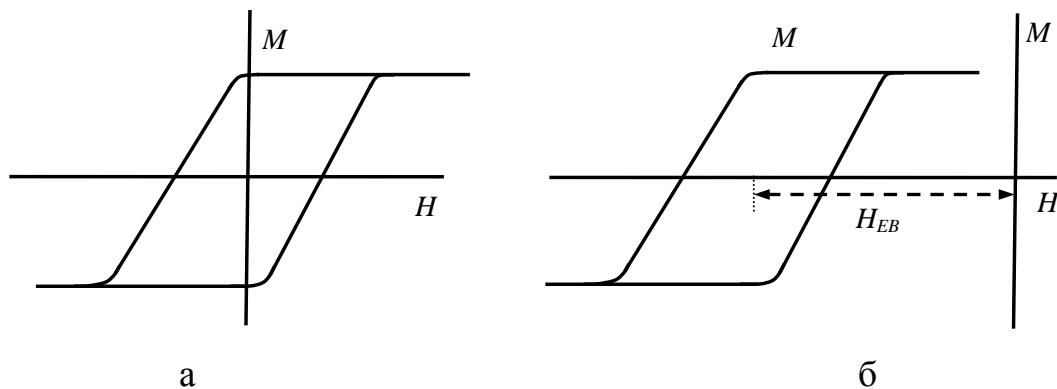


Рис. 8. Петля гистерезиса в отсутствие (а) и с учётом (б) взаимодействия ферромагнетика с антиферромагнитным слоем,  $H_{EB}$  - величина обменного сдвига (exchange bias).

### 3. Теория ГМС

Приведем сначала объяснение (не вполне корректное, но простое), которое кочует по всем учебникам и сайтам в Интернете. Оно исходит из правильного положения о том, что в ферромагнитных материалах, где закон дисперсии электронов расщеплен на подзоны, соответствующие электронам с противоположными проекциями спина на направление намагниченности, такие величины как времена свободного пробега, плотность состояний на

поверхности Ферми и т.д. для электронов с противоположными спинами могут существенно отличаться.

Следовательно, могут существенно отличаться вклады этих двух сортов электронов в электропроводность ферромагнетика. Обозначим вклад электронов, чей магнитный момент параллелен намагниченности ферромагнетика, как  $\rho_B^{-1}$ , Таких электронов большинство. А вклад электронов меньшинства, чьи магнитные моменты антипараллельны намагниченности, как  $\rho_M^{-1}$ , где  $\rho_{B(M)}$  - соответствующее удельное сопротивление.

Характерная траектория электрона в спин-вентильной структуре в квазиклассическом приближении изображена на рис. 9. При этом в первом приближении можно пренебречь процессами переворота спина и считать, что при рассеянии электрона его проекция спина остается неизменной. Тогда, в случае параллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, электрон, принадлежащий большинству (меньшинству) в первом ферромагнитном слое, не изменит своей «фракционной» принадлежности, попадая во второй ферромагнитный слой: электрон «большинства» останется электроном «большинства», а электрон «меньшинства» останется электроном «меньшинства».

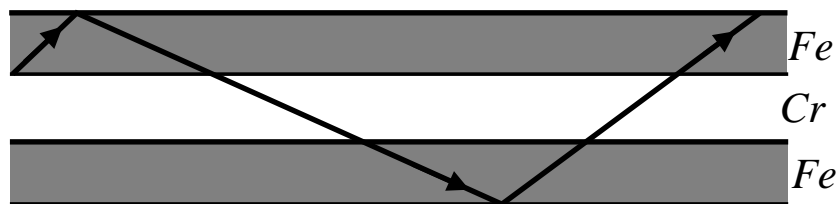


Рис. 9. Траектория электрона в спин-вентильной структуре.

Поскольку на своем пути электрон проходит слои последовательно, то для электрона «большинства» сопротивление всей спин-вентильной структуры  $R^{cn-6}$  равно:

$$R_B^{cn-6} = a(\rho_B + \rho_B) = 2a\rho_B, \quad (4)$$

где  $a$  - геометрический фактор, учитывающий толщины ферромагнитных слоев, которые мы считаем одинаковыми. Вкладом прослойки в  $R^{cn-6}$  для простоты пренебрегаем.

Аналогично для электронов меньшинства получаем:

$$R_M^{cn-6} = 2a\rho_M. \quad (5)$$

Так как вклады двух сортов электронов в электропроводность аддитивны, то

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{2a\rho_B} + \frac{1}{2a\rho_M} = \frac{\rho_B + \rho_M}{2a\rho_B\rho_M}. \quad (6)$$

Если же намагниченности ферромагнитных слоев антипараллельны, то электрон, принадлежавший к большинству в первом ферромагнитном слое, попадая во второй ферромагнитный слой, сразу переходит в «оппозицию», то есть будет принадлежать меньшинству. С электроном «меньшинства» происходит все наоборот – он переходит в «большинство».

Таким образом, для электронов любого сорта (он задается по первому слою):

$$R_{B(M)}^{cn-6} = a(\rho_B + \rho_M). \quad (7)$$

Суммарная электропроводность вдвое превосходит электропроводность, создаваемую одним сортом электронов, а

$$R_{AP} = \frac{a}{2}(\rho_B + \rho_M). \quad (8)$$

Величина

$$\Delta R = R_{AP} - R_P = \frac{a(\rho_B - \rho_M)^2}{2(\rho_B + \rho_M)}, \quad (9)$$

а

$$A = \frac{\Delta R}{R_{AP}} = \left( \frac{\rho_B - \rho_M}{\rho_B + \rho_M} \right)^2. \quad (10)$$

Это простое доказательство отрицательного знака гигантского магнетосопротивления (в поле сопротивление меньше, чем без него) страдает одним существенным недостатком. Понятие локальной электропроводности можно вводить тогда, когда характерный размер задачи (в нашем случае – толщина слоев) намного превосходит длину свободного пробега носителя заряда. В противном случае закон Ома принимает нелокальную форму. Длина свободного пробега электронов при комнатной температуре составляет десятки нанометров. При толщинах слоев в единицы (доли) нанометра она намного превосходит толщины слоев. Поэтому приведенное простое объяснение, к сожалению, не применимо даже качественно.

Корректное объяснение намного сложнее. Именно поэтому оно не попало во многие популярные статьи и сообщения в Интернете.

Рассмотрим потенциальный рельеф, который действует на электрон большинства (меньшинства) первого слоя в случае параллельной и

антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев (рис. 10). Легко видеть, что потенциальные рельефы для этих двух случаев отличаются для каждого сорта электронов. Следовательно, решая уравнение Шрёдингера, мы получим различные  $\psi$ -функции электронов «большинства» и «меньшинства» в случаях параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей. Поскольку различны  $\psi$ -функции, то различны плотности состояний электронов и матричные элементы, определяющие вероятность рассеяния носителей заряда на фононах и примесях, а, следовательно, и времена свободного пробега и величины сопротивления спин-вентильной структуры. Получение величины  $\Delta R$  требует достаточно сложного расчета и знак этой величины нельзя получить путем простых рассуждений.

Следует отметить, что реальные границы раздела слоев являются шероховатыми, что вносит дополнительный вклад в сопротивление многослойных магнитных структур.

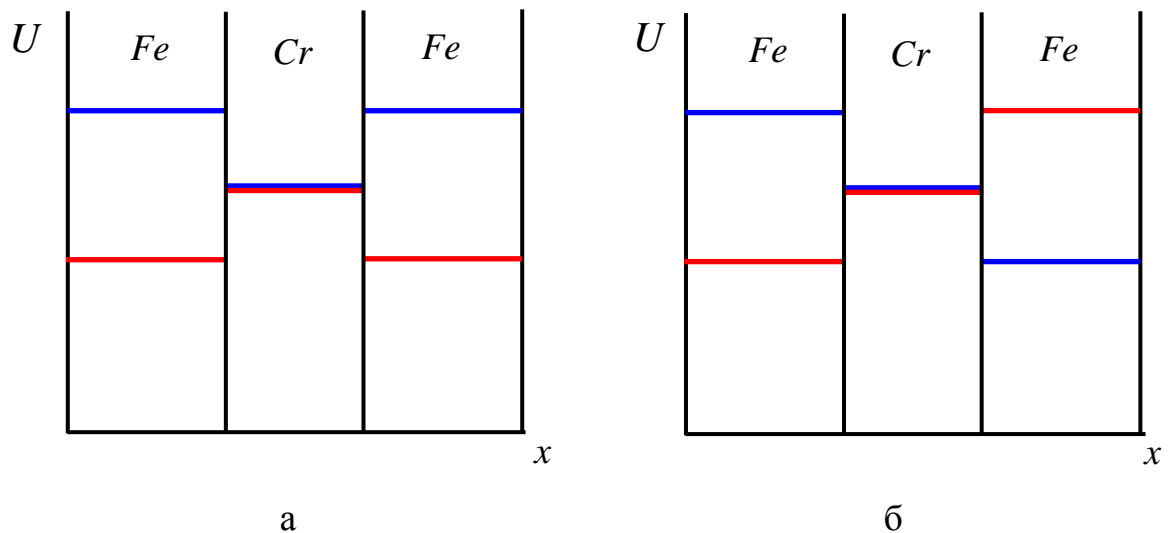


Рис. 10. Рельеф потенциальной энергии для электронов большинства (красным) и меньшинства (синим) в случае параллельной (а) и антипараллельной (б) ориентации намагниченностей в спин-вентильной структуре.



#### 4. Туннельное магнетосопротивление

До сих пор мы рассматривали многослойные структуры, содержащие только металлические слои. А что произойдет, если металлическую прослойку заменить диэлектрической? В СІР-геометрии, когда ток течет вдоль слоев это приведёт к тому, что ток по ферромагнитным слоям будет течь независимо и эффект магнетосопротивления практически исчезнет.

Если же пустить ток перпендикулярно слоям (СРР-геометрия), то диэлектрическая прослойка будет представлять собой для носителей заряда потенциальный барьер. Протекание тока через него будет обусловлено туннелированием электронов через этот барьер. Для того, чтобы туннельный ток был заметен, толщина прослойки должна составлять величину  $\leq 1$  нм.

В случае туннельной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных металлических слоёв, разделённых диэлектрической прослойкой, качество границ раздела играет ещё более важную роль, чем в случае спин-вентильной структуры. Попытки получения качественных и воспроизводимых структур с использованием в качестве диэлектрика оксида алюминия  $Al_2O_3$  не увенчались успехом. Только после замены его на  $MgO$  (оксид магния) удалось добиться поставленной задачи.

Оказалось, как и в случае ГМС, что сопротивление туннельной магнитной структуры в случае, когда намагниченности ферромагнитных слоёв параллельны, ниже, чем в случае, когда они антипараллельны. Величина туннельного магнетосопротивления (ТМС) составляет величину

$$A = \frac{\Delta R}{R_{AP}} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP}} \sim 70\% .$$

Рассмотрим качественно причины этого явления. Вероятность упругого туннелирования носителя заряда без изменения проекции спина, а, следовательно, и основной вклад в туннельный ток пропорционален фактору

$$v_{\sigma}(\varepsilon)F_0(\varepsilon)(1-F_0(\varepsilon+eV))v_{\sigma}(\varepsilon+eV), \quad (11)$$

где  $F_0(\varepsilon)$  - функция распределения Ферми-Дирака,  $v_{\sigma}(\varepsilon)$  - плотность состояний электронов в металлическом ферромагнетике, служащем анодом, с проекцией спина  $\sigma = \pm \frac{1}{2}$ ,  $e$  - элементарный заряд, а  $V$  - разность потенциалов, приложенная к структуре. Важно отметить, что фактически вся она падает на диэлектрической прослойке. Этот фактор следует проинтегрировать по всем энергиям электронов  $\varepsilon$  и просуммировать по  $\sigma$ .

Легко видеть, что сомножитель  $F_0(\varepsilon)(1-F_0(\varepsilon+eV))$  существенно отличен от нуля в интервале  $\max(T, eV)$  вблизи энергии Ферми  $\varepsilon_F$  ( $T$  - температура в энергетических единицах). Полагая, что  $\varepsilon_F \gg \max(T, eV)$  получаем, что в случае параллельных намагниченностей ферромагнитных слоёв

$$I_P \propto v_B^2(\varepsilon_F) + v_M^2(\varepsilon_F), \quad (12)$$

где  $v_{B(M)}(\varepsilon_F)$  - плотность электронных состояний для электронов большинства (меньшинства) на поверхности Ферми ферромагнетика. Здесь мы предполагаем, что оба ферромагнитных слоя сделаны из одного материала.

В случае антипараллельной ориентации намагниченностей:

$$I_{AP} \propto 2v_B(\varepsilon_F)v_M(\varepsilon_F). \quad (13)$$

Легко видеть, что  $I_P \geq I_{AP}$ , а, следовательно,  $R_P < R_{AP}$ .

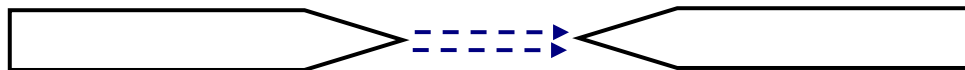
Познакомимся теперь с ещё двумя видами магнетосопротивления.

## 5. Баллистическое сопротивление

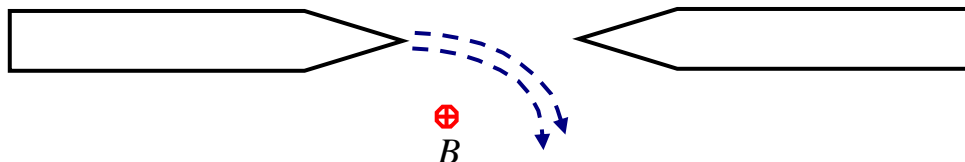
Рассмотрим два участка нанопровода (провода, диаметр которого порядка нанометра), разделённых зазором. Концы нанопроводов заострены так, что диаметр закругления острия составляет всего несколько межатомных расстояний (рис. 11а).

Если приложить к такому зазору разность потенциалов, то электроны, вылетающие с острия катода, будут лететь к аноду и создавать ток через зазор. При приложении к области зазора постоянного магнитного поля, перпендикулярного проводу, траектории электронов, вылетевших с катода, искривляются под действием силы Лоренца (рис. 11б). В результате, в достаточно сильном магнитном поле ни один электрон не попадает на анод. Ток через зазор будет равен нулю, а величина магнетосопротивления будет положительной. В пределе больших значений магнитного поля ( $B \rightarrow \infty$ )

$$R(B) \rightarrow \infty, \text{ а } A = \frac{R(B) - R(0)}{R(B)} \Rightarrow 100\% .$$



а



б

Рис. 11. Траектория электронов в зазоре нанопровода в отсутствие (а) и при наличии (б) магнитного поля.

В электронике подобные зазоры пока не нашли применения, во-первых, из-за деградации острия в процессе пропускания тока, а, во-вторых, из-за ограничений на давление газа, окружающего нанопровод, то есть вследствие необходимости высокого вакуума.

## 6. Колоссальное магнетосопротивление

Этот эффект был обнаружен в манганитах лантана с химической формулой  $La_{1-x}M_xMnO_3$ , где  $M - Ca, Sr$ . В магнитном поле в некотором диапазоне концентраций  $x$  в районе  $x=0,3$  происходит фазовый переход из диэлектрической (слабые поля) в металлическую фазу (сильные поля). При этом сопротивление изменяется на порядки, отсюда и название «колоссальное». Переход из металлической фазы в диэлектрическую имеет место также при повышении температуры. Фазовый переход металл-диэлектрик происходит в объеме материала. Применение этого эффекта в электронике ограничено высокими значениями магнитного поля, вызывающего переход металл-диэлектрик (0,1÷1 Тл).

## 7. Гигантский магнетоимпеданс

К явлению магнетосопротивления близко явление магнетоимпеданса – явление изменения в магнитном поле комплексного сопротивления (импеданса) микро- и нанопроводов, изготовленных из ферромагнитного материала. В основе этого явления лежит изменение магнитной проницаемости ферромагнетика  $\mu$  в магнитном поле, которое приводит к изменению глубины скин-слоя  $\delta = (2 / \mu \mu_0 \sigma \omega)^{1/2}$ , где  $\mu_0$  - постоянная СИ,  $\sigma$  - электропроводность ферромагнетика, а  $\omega$  - частота переменного тока, текущего по проводу. Изменение глубины скин-слоя, в свою очередь, ведет к изменению и действительной, и мнимой частей импеданса, которое может

достигать величины порядка 100% в характерных магнитных полях порядка поля насыщения данного ферромагнетика.

### 8. Спин-поляризованный ток

В ферромагнетике концентрация и плотность состояний на поверхности Ферми для электронов с противоположными проекциями спина на направление намагниченности ферромагнетика различны. Поэтому при создании в ферромагнетике электрического тока, скажем, электрическим полем, ток окажется спин-поляризованным, то есть носителей заряда с одним направлением спина будет больше, чем с другим. В результате такой спин-поляризованный ток наряду с зарядом будет переносить и спин - собственный момент количества движения.

Перенос спина можно использовать для передачи информации. Эти возможности изучает вновь созданная наука спинтроники.

### 9. Граница ферромагнитный металл – немагнитный<sup>1</sup> металл. Эффект накопления

Рассмотрим протекание постоянного электрического тока через границу между немагнитным и ферромагнитным металлом. Полная плотность тока носителей с противоположными проекциями спина есть величина постоянная. В то же время вдали от границы в немагнитном металле плотности тока носителей заряда с противоположными спинами одинаковы, а в ферромагнетике одна из плотностей тока превосходит вторую. При этом плотность тока не может измениться скачком. Это происходит плавно (рис. 12) на характерных расстояниях порядка длины спиновой релаксации носителей заряда  $l_{sf}$  ( $sf$  - означает спин-флоп, то есть процесс с переворотом спина), то есть длины, проходимой носителем заряда

---

<sup>1</sup> «немагнитный» в смысле немагнитоупорядоченный, то есть диа- либо парамагнитный

за характерное время релаксации  $\tau_{sf}$  неравновесного распределения носителей заряда по состояниям с противоположными значениями проекции спина на выделенную ось.

Наличие неравновесного распределения носителей заряда вблизи границы раздела ферромагнитного и немагнитного слоёв при протекании электрического тока называют эффектом накопления носителей заряда (с одной проекцией спина). Его описывают, вводя неравновесные значения химических потенциалов  $\mu_{\uparrow}(x)$  и  $\mu_{\downarrow}(x)$  (рис. 12) для носителей заряда с противоположными спинами (ось  $x$  перпендикулярна границе раздела). Данное описание справедливо, если толщины слоёв намного превосходят величину  $l_{sf}$ , которая, в свою очередь, намного превосходит длину свободного пробега носителей заряда  $l$  ( $l \ll l_{sf}$ ).

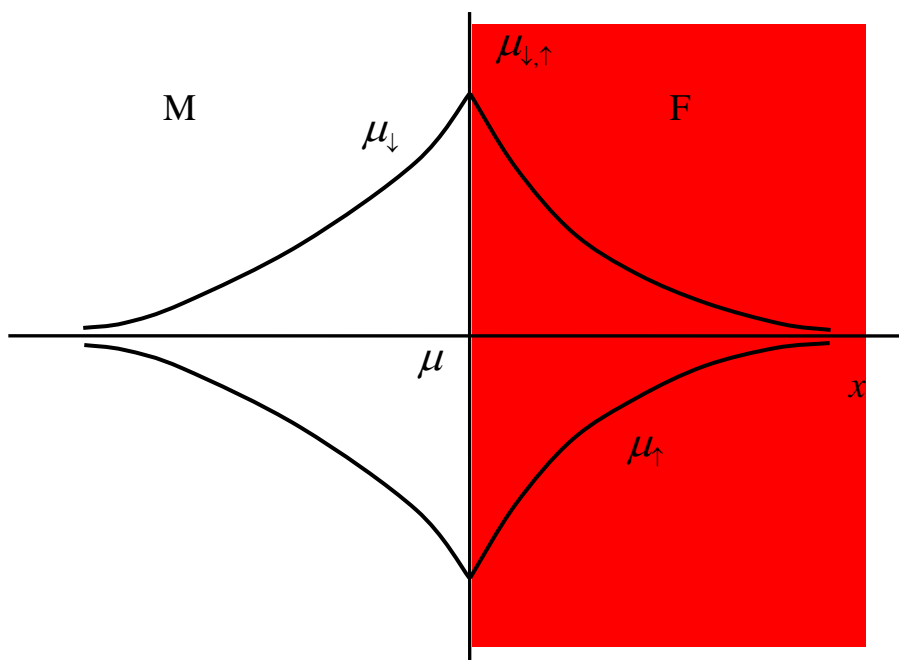


Рис. 12. Зависимости неравновесных химпотенциалов от расстояния до границы раздела немагнитный металл – ферромагнетик.

Значения  $\mu_{\uparrow}(x)$  и  $\mu_{\downarrow}(x)$  находятся из условий электронейтральности, постоянства суммарного электрического тока, текущего по проводникам, и непрерывности составляющих тока, обусловленных носителями заряда с противоположным направлением спина, на границе раздела слоёв.

### 10. Перемагничивание спин-поляризованным током

Рассмотрим теперь случай, когда спин-поляризованный ток, выходя из толстого ферромагнитного слоя, проходит через слой немагнитного металла и второй тонкий слой ферромагнетика (рис. 13), толщины которых намного меньше характерной длины  $l_{sf}$ . При  $I < 0$  спин-поляризованные электроны, выходя из толстого ферромагнитного слоя, попадают в тонкий ферромагнитный слой. Спин-поляризованный ток наряду со спином несёт связанный с ним магнитный момент.

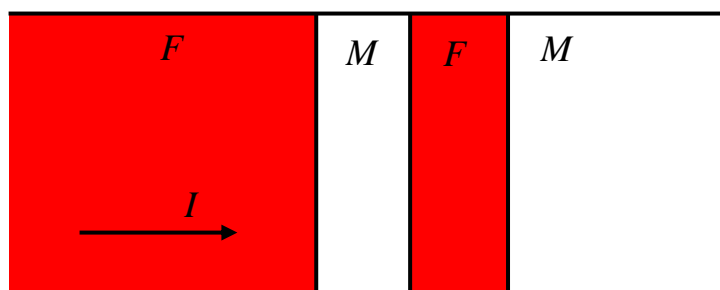


Рис. 13. Конфигурация слоёв:  $F$  – ферромагнитные,  $M$  – немагнитные металлические слои.

Если намагниченность тонкого ферромагнитного слоя неколлинеарна намагниченности толстого слоя, то со стороны приходящих в слой поляризованных электронов на неё будет действовать эффективный момент (spin-transfer torque effect). Рассмотрим причины его возникновения. Состояния электронов, приходящих в тонкий ферромагнитный слой,

характеризуются проекцией спина  $\pm \frac{1}{2}$  на направление намагниченности толстого ферромагнитного слоя и не являются собственными состояниями в тонком ферромагнитном слое (если только его намагниченность не образует угол  $0^0$  или  $180^0$  с намагниченностью тонкого слоя). Поэтому под действием обменного взаимодействия между спинами пришедших электронов и спинами электронов, отвечающих за намагниченность тонкого слоя, на нескольких межатомных расстояниях происходит релаксация этих состояний к собственным состояниям гамильтониана тонкого ферромагнитного слоя с новой осью квантования спина. При этом суммарный спин пришедших электронов изменяется. Как известно из механики, изменение момента количества движения связано с действием на объект момента сил. Но если на пришедшие электроны со стороны тонкого ферромагнитного слоя действует момент сил, то, согласно третьему закону Ньютона, противоположный по знаку момент сил будет действовать со стороны пришедших электронов на намагниченность тонкого ферромагнитного слоя.

Феноменологически поведение намагниченности тонкого ферромагнитного слоя можно описать на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, которое используется для рассмотрения динамики вектора намагниченности, дополнив его еще одним слагаемым. Без него уравнение имеет вид:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -[\vec{M}, \vec{H}_{eff}] + \alpha[\vec{M}, \frac{d\vec{M}}{dt}], \quad (14)$$

где  $\vec{M}$  - вектор намагниченности,  $\alpha$  - постоянная, характеризующая затухание, а  $\vec{H}_{eff}$  - вектор эффективного поля, действующего на намагниченность, который определяется как



$$H_{eff}^i = -\frac{\partial W}{\partial S_i}, \quad i = x, y, z, \quad (15)$$

где  $\vec{S}$  - вектор спина, а  $W$  - полная магнитная энергия, складывающаяся из энергий обменного взаимодействия, энергии одноионной анизотропии, энергии диполь-дипольного взаимодействия, а также энергии магнитного момента во внешнем магнитном поле (зеemanовская энергия).

В отсутствие затухания магнитный момент, будучи в начальном состоянии неколлинеарным с эффективным полем, совершает прецессию вокруг направления поля (рис. 14а).

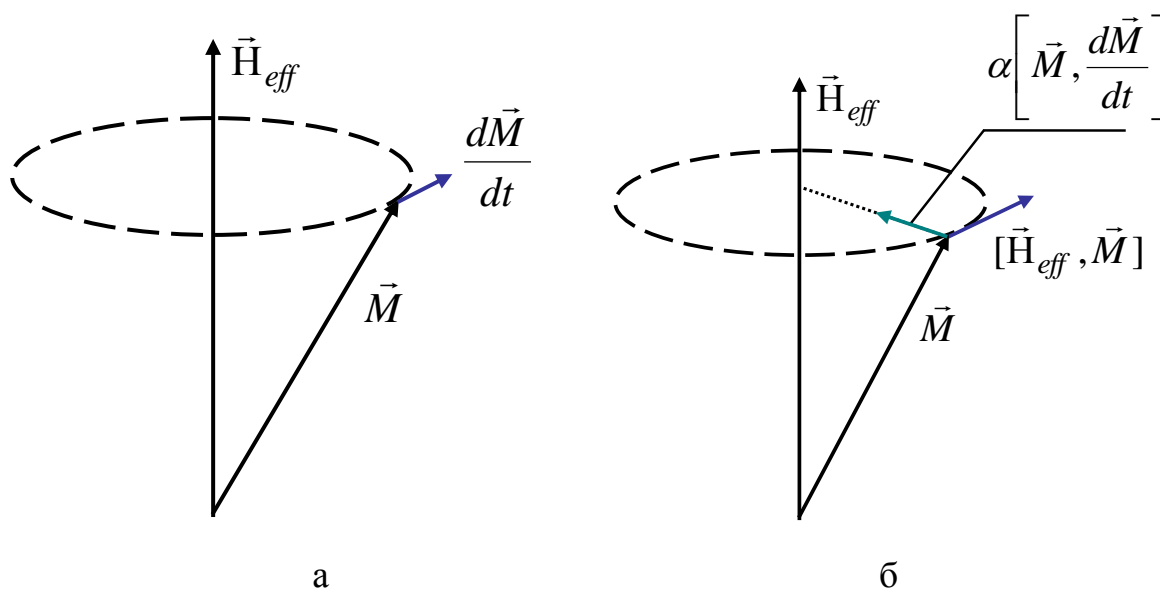


Рис. 14. Прецессия в отсутствие (а) и при наличии (б) затухания.

Наличие затухания ( $\alpha > 0$ ) приводит к тому, что со временем направление вектора  $\vec{M}$  стремится к направлению эффективного поля (рис. 14б), то есть к равновесному состоянию. При этом конец вектора  $\vec{M}$  описывает спираль.

Для описания действия спин-поляризованных носителей заряда, попадающих в ферромагнетик, американские учёные Дж. Слончевски и Л. Бергер ввели в правую часть уравнения (14) дополнительное слагаемое  $-\beta[\vec{M}, [\vec{M}, \vec{M}_0]]$ , где  $\vec{M}_0$  - вектор намагниченности закреплённого (толстого) ферромагнитного слоя, а коэффициент  $\beta$  прямо пропорционален силе протекающего тока ( $\beta \sim I$ ) и изменяет свой знак при смене направления протекания электрического тока.

Решение получившегося уравнения находят, как правило, численными методами (микромоделирование). В зависимости от знака тока это слагаемое либо сонаправлено со слагаемым  $\alpha \left[ \vec{M}, \frac{d\vec{M}}{dt} \right]$ , либо противоположно ему.

При  $I < 0$  из толстого ферромагнитного слоя спин-поляризованные электроны попадают в тонкий ферромагнитный слой. Если сила тока превышает по модулю критическое значение, то вектор намагниченности тонкого слоя, не совпадавший в отсутствие тока по направлению с вектором намагниченности толстого ферромагнитного слоя, развернётся так, чтобы их направления совпали.

Что же будет происходить, если мы изменим направление тока ( $I > 0$ )? Теперь спин-поляризованные электроны, выходя из тонкого слоя, движутся к толстому слою с фиксированной намагниченностью. Электроны «большинства» (при параллельных намагниченностях слоёв этот термин одновременно применим к обоим слоям) легче проникают внутрь толстого слоя, тогда как электроны «меньшинства» с большей вероятностью отражаются от границы с толстым слоем и возвращаются обратно. Возникает их избыток по сравнению с равновесным состоянием, который растёт с увеличением силы тока. Существует критическое значение силы тока ( $I_{c1}$ ), при котором вектор намагниченности тонкого ферромагнитного слоя

опрокинется и станет антипараллелен вектору намагниченности толстого слоя.

Если мы начнём уменьшать силу тока, то антипараллельное состояние останется стабильным вплоть до второго отрицательного критического значения тока  $I_{c2}$ , при котором происходит переход к параллельной ориентации векторов намагниченности.

Она остаётся стабильной с ростом тока вплоть до тока  $I_{c1}$ . Соответствующая петля гистерезиса в переменных «сопротивление - сила тока» изображена на рис. 15. Напомним, что параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоёв отвечает разная величина сопротивления.

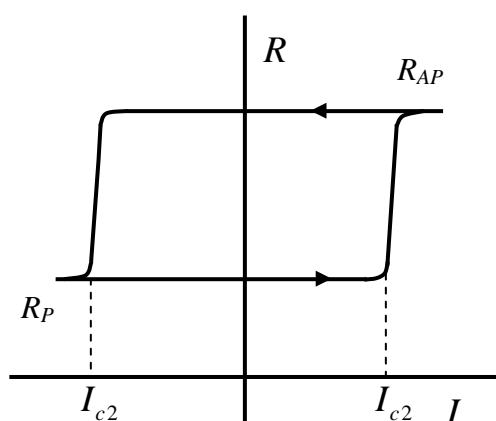


Рис. 15. Токовая петля гистерезиса.

Критическим значениям тока отвечает плотность тока порядка  $10^6$  А/см<sup>2</sup>. Таким образом, очевидно, что при разумной величине токов нельзя добиться перемагничивания спин-поляризованным током макроскопических образцов. Это явление наблюдается в наноконтакте, пример которого изображён на рис. 16. Все геометрические размеры ферромагнитной частицы в контакте имеют масштаб нанометров – десятков нанометров, поэтому её

можно считать монодоменной и описывать поведение её вектора намагниченности всего одним уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта.

Оказалось, что поведение такого наноконтакта во внешнем магнитном поле не сводится только к рассмотренным выше стационарным состояниям. Среди множества решений уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта есть решения, отвечающие незатухающей прецессии вектора намагниченности тонкого ферромагнитного слоя. Такая прецессия, вызываемая протеканием спин-поляризованного тока во внешнем магнитном поле, сопровождается генерацией электромагнитных волн в гигагерцовом диапазоне частот. Эта генерация впервые была экспериментально обнаружена в январе 2004 г. В зависимости от силы тока наблюдалось несколько частот генерации в диапазоне 5-40 ГГц.

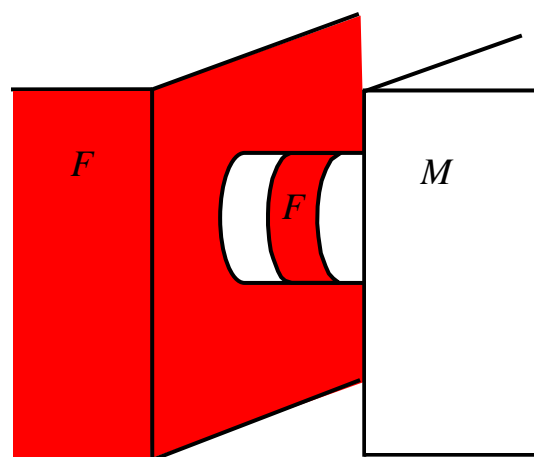


Рис. 16. Наноконтакт.

К.п.д. подобного источника СВЧ-излучения невелик, но создаётся уникальная возможность совмещения источника гигагерцового излучения с микросхемой. Для увеличения мощности излучения необходимо изготовить серию одинаковых контактов и решить проблему их автофазировки, чтобы

излучение контактов происходило в фазе, а его интенсивность росла с числом контактов  $N$  как  $N^2$ .

### 11. MRAM (магниторезистивная память со случайной выборкой)

На основе ГМС и ТМС создана магниторезистивная память, способная при благоприятных условиях заменить другие виды памяти, включая и быструю SRAM. Она имеет малое время доступа (порядка единиц - десятка наносекунд) и является энергонезависимой, то есть сохраняется в отсутствие электропитания (в отличие от существующих реализаций оперативной памяти персональных ЭВМ). Для специальных применений важным фактором является то, что она радиационно-стойкая.

Рассмотрим принцип действия первых MRAM на основе эффектов ГМС и ТМС. Конструкция ячейки памяти на основе псевдо-спинового вентиля (PSV) показана на рис. 17.

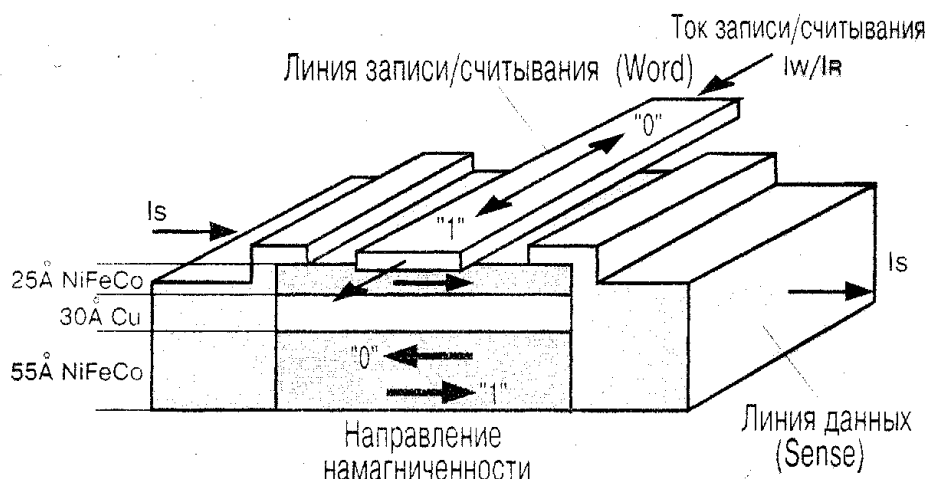


Рис. 17. Ячейка памяти PSV MRAM на основе эффекта ГМС.

Имеются два магнитных слоя из материалов с различными свойствами, подобранными таким образом, что один слой переключается при меньшей напряженности магнитного поля, другой – при большей. Можно

использовать один и тот же материал, но слои изготовить различной толщины. В этом случае более тонкая плёнка переключится при меньшей напряженности поля («мягкий» слой), более толстая – при большей напряженности («жесткий» слой). «Мягкий» слой используют для считывания информации, «жесткий» - для её записи и хранения. «Мягкий» слой может быть многократно перемагничен без изменения состояния «жесткого» слоя.

Запись информации производится пропусканием тока одновременно по двум линиям; линии данных (sense line) и линии записи/считывания (word line), на пересечении которых и находится данная ячейка (рис. 18). Значению «0» («1») соответствует направление намагниченности «жесткого» слоя по (против) оси  $x$ . Линия записи/считывания электроизолирована от линии данных.

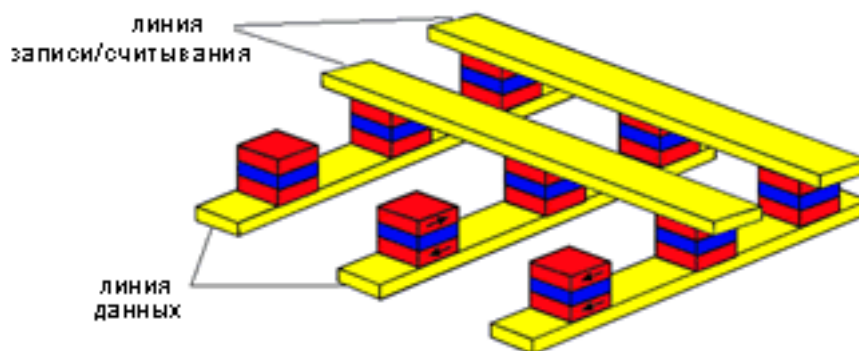


Рис. 18. Геометрия MRAM.

В процессе считывания ток переменной полярности пропускается по линии записи/считывания. Создаваемое им магнитное поле недостаточно сильно для того, чтобы перемагнитить нижний слой, однако достаточно для перемагничивания верхнего ферромагнитного слоя. Поэтому при пропускании тока параллельная ориентация намагниченностей сменяется антипараллельной и т.д. Если пропускать по линии данных постоянный ток, то вследствие модуляции сопротивления элемента, находящегося на пересечении двух линий (рис. 18), напряжение линии данных также будет

промодулировано, но с меньшей глубиной, так как изменяется сопротивление только одного элемента в линии. Состояние именно этого элемента и определяется в процессе считывания. Поскольку напряжение на всех линиях данных можно измерять одновременно, то происходит одновременно считывание всех элементов, расположенных вдоль линии записи/считывания. На рис. 19 в одном масштабе времени изображены зависимости тока линии записи/считывания, сопротивления элемента, напряжения линии данных и его производной для случаев, когда в ячейке записан «0» (а) и «1» (б).

Для считывания достаточно прохождения нескольких импульсов, его характерное время составляет величину порядка 50 нс. Время записи – порядка 100 нс и может быть уменьшено.

Ячейка памяти имеет размеры 200 нм, нижний магнитный слой толщину 5,5 нм, верхний магнитный – 2,5 нм, средний (медный) – 3 нм.

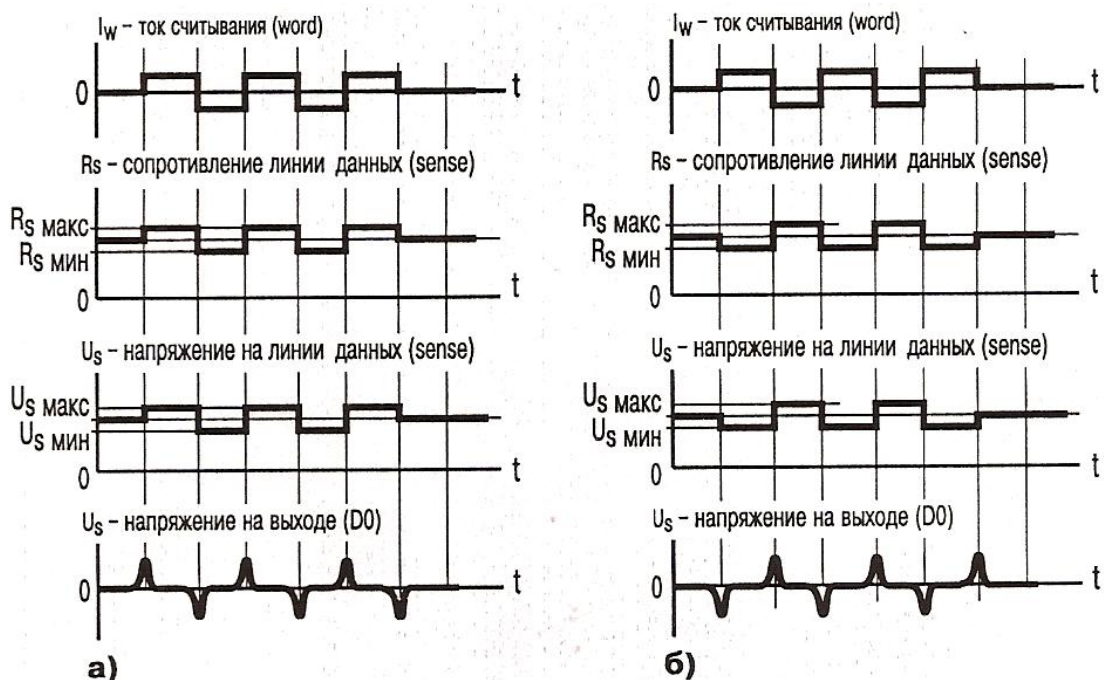


Рис. 19. Диаграмма работы PSV MRAM при считывании «0» (а) и «1» (б).

Кроме того, проведенные испытания показали, что MRAM выдерживает практически неограниченное число циклов записи и считывания, то есть процесс старения практически отсутствует.

Ячейка памяти на основе ТМС изображена на рис. 20. В состав каждой ячейки входит транзистор (1Т-1МТJ структура). Аналогично случаю MRAM на основе эффекта ГМС, запись бита информации происходит путём одновременного пропускания тока по двум линиям записи/считывания, на пересечении которых находится данная ячейка. При этом бит записывается в «мягком» ферромагнитном слое, а намагниченность «жесткого» ферромагнитного слоя остаётся неизменной.

Считывание производится подачей напряжения на данную ячейку, для чего и используется управляющий транзистор. Пусть, для определённости, в случае записи «нуля» намагниченность «мягкого» слоя параллельна намагниченности «жесткого» слоя, а в случае записи «единицы» намагниченности антипараллельны. Тогда при фиксированном напряжении, поданном на ячейку, в случае считывания «нуля» она будет иметь малое сопротивление и через неё потечёт большой ток, а в случае считывания «единицы» она будет иметь большое сопротивление и через неё потечёт меньший ток. Определяя величину тока и сравнивая её с эталонной, мы получаем сведения о записанном бите информации.

Память на основе эффекта ТМС вытеснила с рынка память на основе эффекта ГМС в силу большей величины  $\Delta R/R$ .

Дальнейшее развитие памяти на основе ТМС связано с новой технологией записи бита. Компания Toshiba создало разновидность ТМС-памяти SPRAM (SPin – transfer torque Random – Access – Memory), в которой запись производится спин-поляризованным током. Для этого не требуются шины записи/считывания, что упрощает архитектуру ячейки.



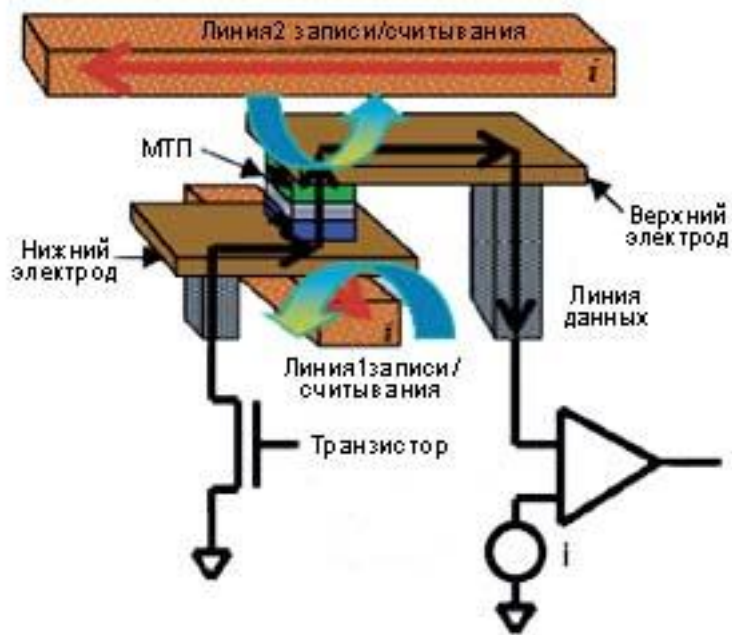


Рис. 20. Ячейка MRAM типа 1Т-1МТJ.

Процедура перемагничивания спин-поляризованным током была описана выше. В нашем случае роль спинового резервуара играет ферромагнитный слой с фиксированной намагниченностью. Пропуская ток нужного направления, превосходящий соответствующее критическое значение, мы записываем «ноль» или «единицу» в «мягком» ферромагнитном слое. Естественно, что при этом ток считывания должен быть меньше критического, чтобы не изменить состояние записанного бита.

Переход к SPRAM позволил уменьшить величину тока записи и открыл путь к дальнейшему уменьшению размеров ячейки. Дело в том, что в традиционной MRAM на основе эффекта ТМС величина тока записи росла с уменьшением размеров ячейки обратно пропорционально её ширине. В SPRAM ток записи падает с размерами ячейки.

Ещё один тип магнитной памяти – память «на беговой дорожке» (magnetic racetrack memory) был предложен группой Стюарта Паркина из исследовательского центра компании IBM в Сан-Хосе. В её основе лежит

эффект перемещения поперечных доменных стенок в магнитной нанопроволоке импульсом спин-поляризованного тока.

Рассмотрим промодулированную по толщине нанопроволоку (рис. 21). Сужения служат местами закрепления доменных стенок, ограничивая область записи одного бита информации (намагниченность влево – «0», вправо – «1»). Со стороны спин-поляризованного тока, проходящего по нанопроволоке, на доменную стенку действует сила. Можно подобрать длительность импульса тока так, чтобы за время прохождения одного импульса вся система доменных стенок смещалась бы на длину одного бита. Изменение знака тока приводит к изменению направления смещения на нанопроволоке. При этом сама нанопроволока остаётся неподвижной. Раньше, для перемещения доменов к считывающей головке кассетного магнитофона, например, приходилось перемещать (перематывать) саму ленту. Теперь же нет необходимости механически перемещать носитель информации (нанопроволоку), если её сечение имеет нанометровый масштаб. При больших сечениях потребовалось бы нереально большая сила проходящего тока.

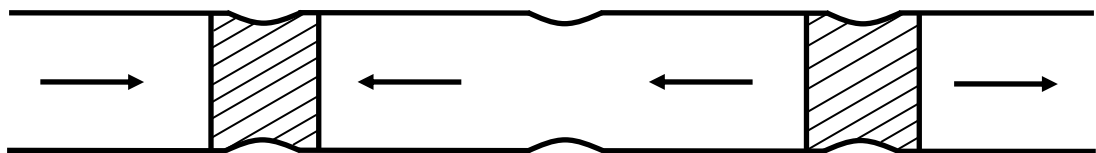


Рис. 21. Магнитная нанопроволока с доменами. Заштрихованы области существования доменных стенок.

Если добавить к нанопроволоке устройства записи и считывания, то получим элемент трековой памяти. Авторы предполагали сделать её трёхмерной (рис. 22а). Считывающая головка, в принципе, такая же, как в жёстком диске. Только теперь не головка бежит к домену-ячейке, которую

надо считать, а сам домен подгоняют к считывающей головке, подавая нужное количество импульсов тока нужной полярности.

Запись информации производится ещё одной нанопроволокой, перпендикулярной первой. Импульсы тока в ней создают на месте пересечения нанопроволок домен нужной полярности.

На одной нанопроволоке можно записать порядка сотни битов. Область записи должна занимать не более половины длины нанопроволоки, чтобы была возможность перемещать домены, не теряя информации (рис. 22б).

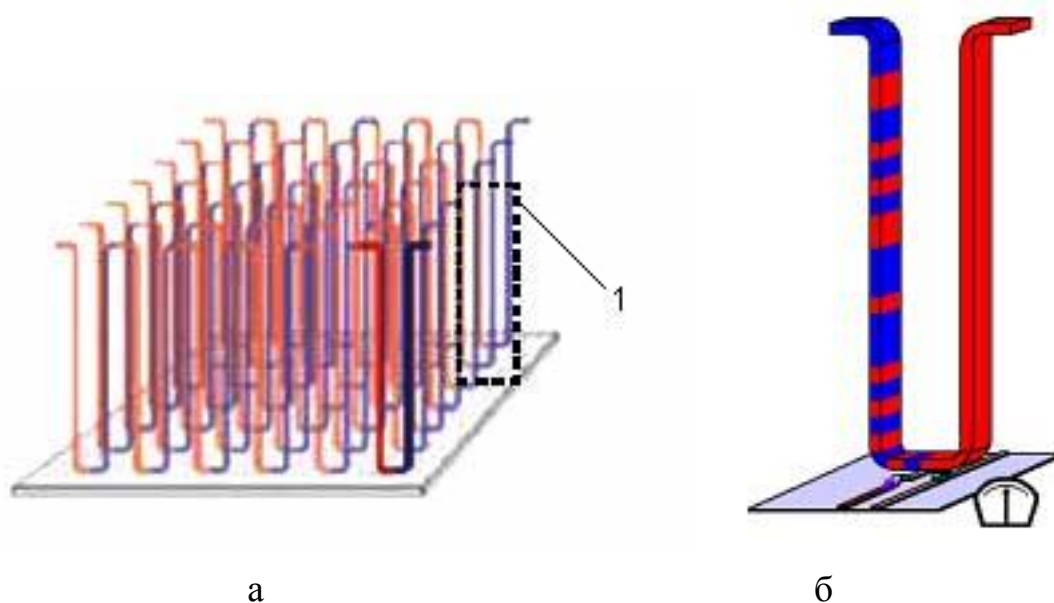


Рис. 22. Память «на беговой дорожке».

Большая плотность записи обеспечивается трёхмерностью памяти (но это пока не реализовано).

## 12. MRAM с записью электрическим полем

Как в случае записи с помощью магнитного поля токов, текущих по шинам, так и в случае записи спин-поляризованным током в микросхеме памяти текут достаточно большие токи, что создаёт проблемы для конструкторов MRAM, которые пытаются увеличить плотность ячеек.

Поэтому продолжают поиски возможностей записи с помощью электрического поля.

Прототипы MRAM, в которой запись производится электрическим полем, можно условно отнести к двум классам. К первому отнесем устройства, в которых направление намагниченности одного из ферромагнитных слоев, образующих MRAM, определяется либо текущим состоянием электрической поляризации соседнего сегнетоэлектрического слоя, либо текущим состоянием деформации соседнего пьезоэлектрического слоя (рис. 23).

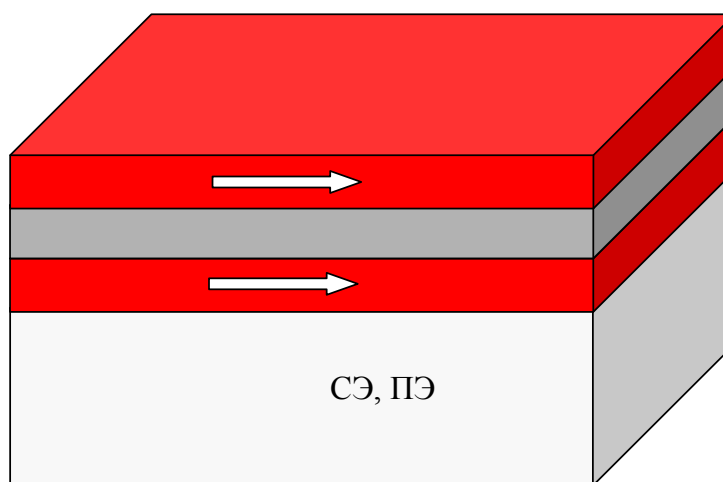


Рис. 23. Туннельная магнитная структура на сегнетоэлектрическом (СЭ) или пьезоэлектрическом (ПЭ) слое.

Ко второму классу отнесем устройства, в которых действие такого слоя существенно только в процессе переориентации намагниченности ферромагнитного слоя, совершаемой путем приложения электрического поля. При этом минимумы энергии, отвечающие начальной и конечной ориентации намагниченности, существуют и в отсутствие сегнето- или пьезоэлектрического слоя (наличие бистабильности). Присутствие данного слоя в нулевом электрическом поле несущественно изменяет ситуацию.

Представителем первого класса является MRAM, включающая в себя слой феррита висмута  $BiFeO_3$ , являющегося мультиферроиком, а также магнитоэлектриком.

Мультиферроики – это класс кристаллических твердых тел, в которых сосуществуют хотя бы два из трех параметров порядка: магнитного, сегнетоэлектрического или сегнетоэластического. К сожалению, большая часть мультиферроиков переходит в фазу с двумя типами упорядочения только при низких температурах, что препятствует их применению в электронике, работающей при комнатной температуре.

К магнитоэлектрикам относятся вещества, в которых приложение магнитного поля вызывает появление линейной по полю электрической поляризации (прямой магнитоэлектрический эффект):

$$P_i = \alpha_{ik} H_k, \quad (16)$$

где  $P_i$  -  $i$ -ая компонента вектора поляризации,  $\alpha_{ik}$  - тензор коэффициентов прямого магнитоэлектрического эффекта,  $H_k$  -  $k$ -ая компонента напряженности магнитного поля.

Приложение же к магнитоэлектрику электрического поля вызывает появление линейной по полю намагниченности (обратный магнитоэлектрический эффект):

$$M_i = \beta_{ik} E_k, \quad (17)$$

где  $M_i$  -  $i$ -ая компонента вектора намагниченности ( $i = x, y, z$ ),  $\beta_{ik}$  - тензор коэффициентов обратного магнитоэлектрического эффекта,  $E_k$  -  $k$ -ая компонента вектора напряженности электрического поля.

Впервые магнитоэлектрический эффект был предсказан в 1957 г. советскими учёными Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем и был открыт в 1960 году советским учёным Д.Н. Астровым в соединении  $Cr_2O_3$ .

Недостатком, ограничивающим применение магнитоэлектрического эффекта в устройствах памяти, является небольшая величина коэффициентов  $\alpha_{ik}$ . Например, в  $Cr_2O_3$   $\alpha_{zz}$  составляет  $4 \cdot 10^{-12}$  с/м, а  $\beta_{zz}$  -  $3 \cdot 10^{-6}$  Ом<sup>-1</sup>. Для увеличения  $\alpha_{ik}$  используют гибридные многослойные структуры ферромагнетик - пьезоэлектрик.

Наиболее перспективным материалом для магнитоэлектрических применений является  $BiFeO_3$ , который претерпевает сегнетоэлектрический фазовый переход при  $T_C=1143$  К, а антиферромагнитный фазовый переход – при температуре  $T_N=643$  К, то есть является мультиферроиком уже при комнатной температуре. К сожалению, тип антиферромагнитного упорядочения (длинноволновая циклоида) из соображений симметрии запрещает появление магнитоэлектрического эффекта. Выход из тупика был найден в легировании  $BiFeO_3$ . Замещение висмута атомами стронция или редкоземельных элементов на уровне 10% приводит к изменению типа магнитного упорядочения: циклоида исчезает, и вещество становится слабым ферромагнетиком (антиферромагнетиком со скошенными, даже в отсутствие внешнего поля, подрешетками). В этом состоянии имеет место магнитоэлектрический эффект с  $\alpha_{zz} \approx 2,6 \cdot 10^{-12}$  с/м,  $\beta_{zz} \approx 2,1 \cdot 10^{-6}$  Ом<sup>-1</sup>. В тонких (<500 нм) пленках феррита висмута пространственно-модулированная структура подавляется вследствие деформации, обусловленной упругим взаимодействием с подложкой.

Спонтанная сегнетоэлектрическая поляризация феррита висмута направлена вдоль одной из осей типа [111] ромбоэдрически искаженной перовскитоподобной структуры (рис. 24).

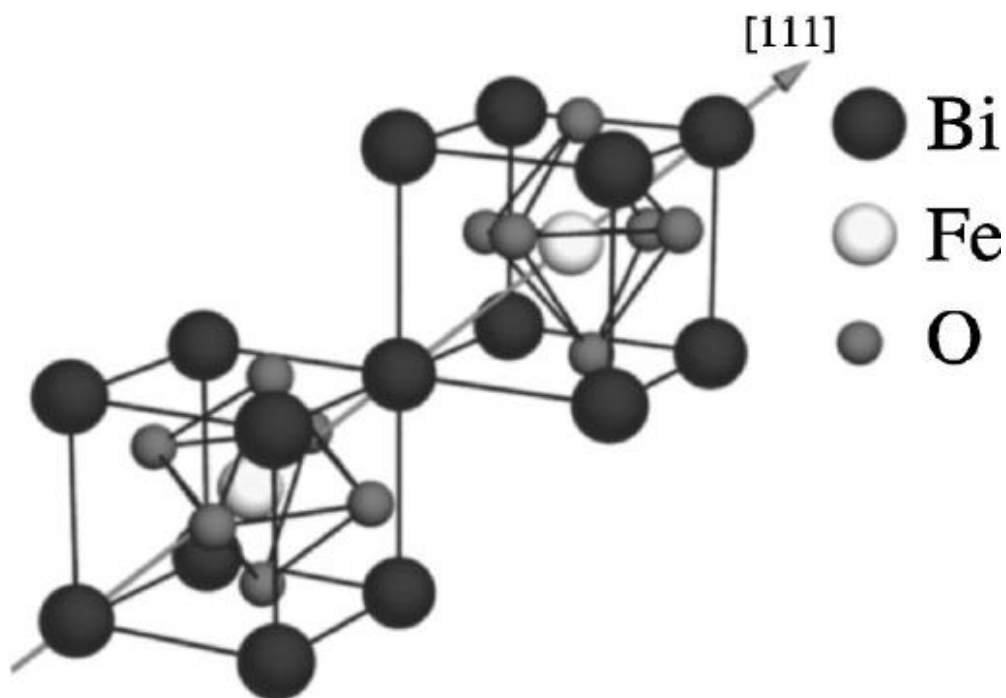


Рис. 24. Схематическое изображение  $R3c$  структуры  $\text{BiFeO}_3$ , собранной из двух кубических ячеек перовскита.

Магнитные моменты железа лежат в плоскостях типа (111), перпендикулярных направлению спонтанной поляризации. Спины атомов, принадлежащих такой плоскости направлены параллельно друг другу, то есть принадлежат одной антиферромагнитной подрешетке. Атомы соседних плоскостей принадлежат разным подрешеткам.

Для осуществления поворота намагниченности ферромагнитного слоя на угол порядка  $\pi$  атомные плоскости  $\text{BiFeO}_3$ , граничащие с ферромагнетиком, должны быть скомпенсированными, то есть содержать одинаковое число атомов двух антиферромагнитных подрешеток.

Обменное взаимодействие между спинами ферро- и антиферромагнетика приводит к скосу спинов антиферромагнетика и возникновению в антиферромагнетике вблизи границы раздела наведенного ферромагнитного момента, коллинеарного вектору намагниченности ферромагнетика. Аналогично в ферромагнетике в результате отклонений

спинов возникает наведенный антиферромагнитный момент. Вектор антиферромагнетизма ортогонален вектору намагниченности ферромагнетика (спин-флоп ориентация, рис. 25)). Искажения параметров порядка слоев вблизи границы раздела убывают на атомных масштабах. Закон их убывания в глубь слоев определяется видом среза и типом кристаллической решетки.

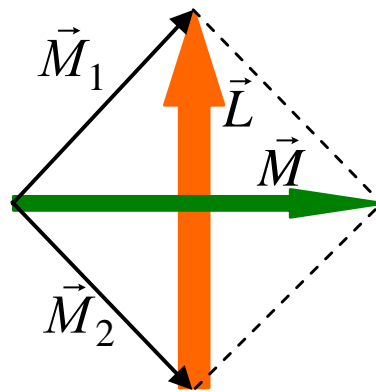


Рис. 25. Спин-флоп ориентация:  $\vec{M}_1$ ,  $\vec{M}_2$  - намагниченности подрешеток верхней атомной плоскости антиферромагнетика,  $\vec{M}$  - результирующая намагниченность,  $\vec{L}$  - вектор антиферромагнетизма.

Перемагничивание слоя ферромагнетика в системе ферромагнетик-мультиферроик, полностью определяется обменным взаимодействием. Наличие слабого ферромагнетизма и линейного магнитоэлектрического эффекта не являются необходимыми для реализации магниторезистивной памяти на основе нанослоев мультиферроика, переключаемой электрическим полем. В случае среза (001)  $BiFeO_3$  приложение электрического поля вдоль ребра псевдокубической решетки параллельно слою, приводит к развороту вектора поляризации и связанного с ним вектора антиферромагнетизма в слое мультиферроика, что, в свою очередь, приводит к развороту намагниченности ферромагнитного слоя на  $90^\circ$  (рис. 26).



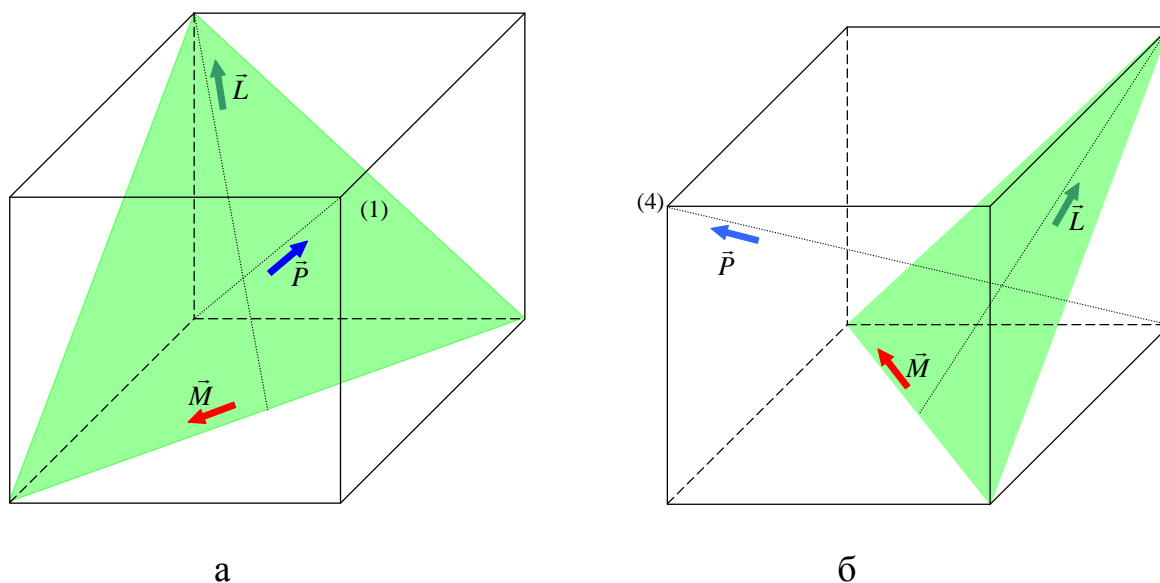
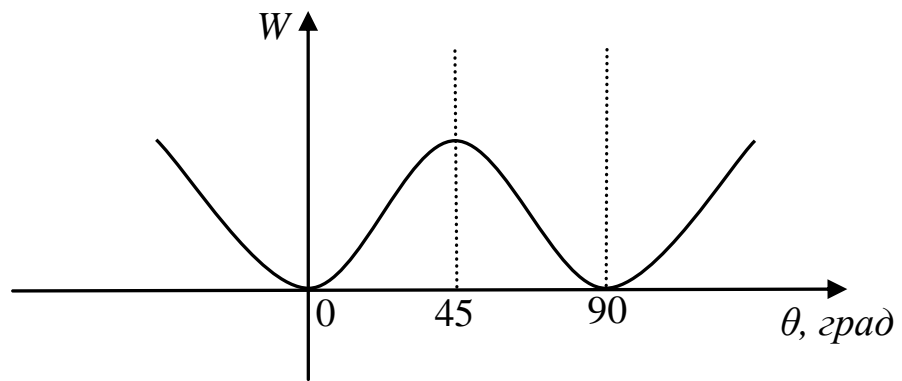


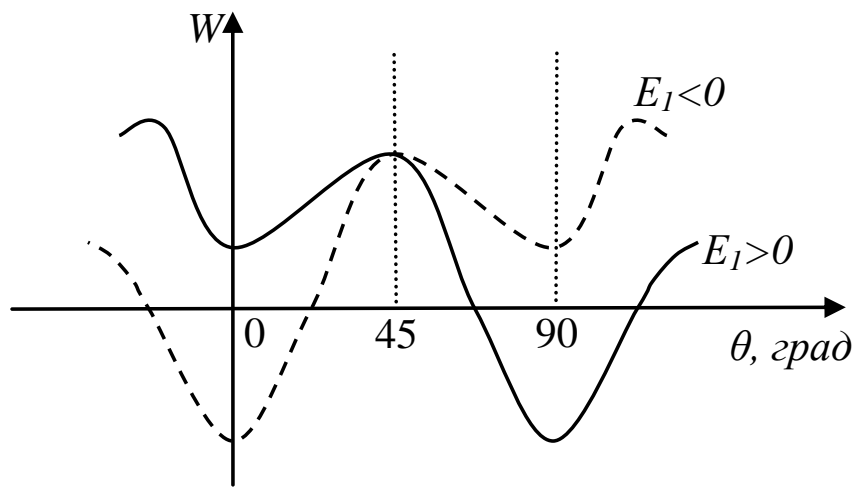
Рис.26. Ориентация векторов поляризации  $\vec{P}$ , антиферромагнетизма  $\vec{L}$  и слабого ферромагнитного момента  $\vec{M}$  в феррите висмута до (а) и после (б) переключения электрическим полем.

Примером устройства, относящегося ко второму классу, является магнитная туннельная структура, изображенная на рис. 23, в которой ферромагнитный слой, соседствующий со слоем пьезоэлектрика, обладает двумя взаимно-перпендикулярными легкими осями, лежащими в плоскости слоя (срез (001) кубической или тетрагональной решетки). В отсутствие электрического поля, приложенного к слою пьезоэлектрика, то есть в отсутствие деформации, обе легкие оси эквивалентны в том смысле, что энергия двух взаимно-перпендикулярных направлений намагниченности, соответствующих этим легким осям, одинакова (рис. 27а, взаимодействием со вторым ферромагнитным слоем мы пренебрегаем).

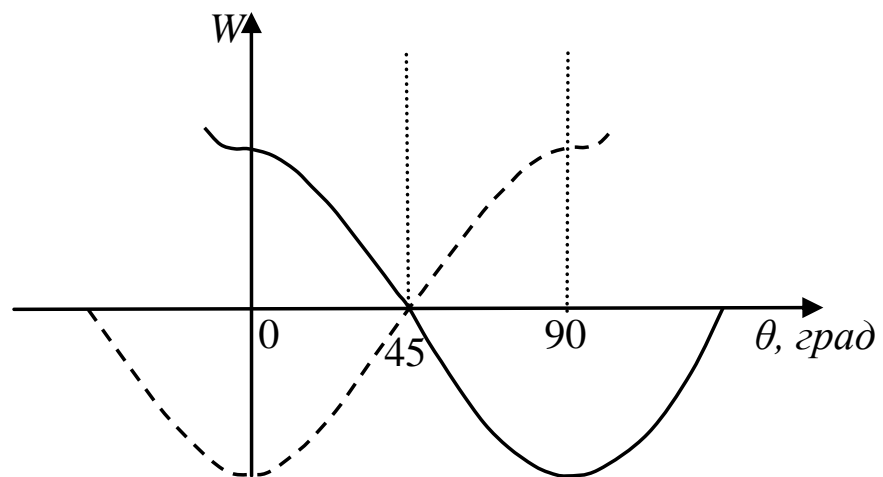
Приложение электрического напряжения к пьезоэлектрическому слою вызывает деформацию растяжения или сжатия в определенном направлении в зависимости от знака прикладываемого напряжения. Эта деформация в силу упругой связи между слоями передается слою ферромагнетика.



а



б



в

Рис. 27. Зависимость энергии анизотропии от направления вектора намагниченности в плоскости слоя.

В ферромагнетике имеет место магнитоупругое взаимодействие, то есть взаимодействие между его упругой и магнитной подсистемами. Поэтому возникшая деформация делает неэквивалентными вышеуказанные легкие направления намагниченности: одно из них будет обладать меньшей энергией анизотропии, чем другое (рис. 27б). С ростом электрического поля один из минимумов этой энергии может вообще исчезнуть (рис. 27в). Таким образом, намагниченность станет коллинеарной оставшейся легкой оси. После снятия напряжения она не изменит своей ориентации.

Смена знака напряжения приводит к замене растяжения сжатием и меняет минимумы энергии анизотропии местами: более выгодной становится ориентация, перпендикулярная той, которая реализовалась при растяжении.

Таким образом, прикладывая напряжение разного знака, можно ориентировать намагниченность ферромагнитного слоя в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, отвечающих записи «нуля» или «единицы».

Считывание в MRAM с записью электрическим полем происходит по тому же принципу, что и в рассмотренной выше MRAM на основе TMC.

### **13. Магнетокалорический эффект**

В основе магнетокалорического эффекта лежит явление адиабатического размагничивания.

Представим себе систему спинов, находящихся в парамагнитном неупорядоченном состоянии. Приложив достаточно сильное магнитное поле, мы выстроим магнитные моменты, обусловленные спинами, в направлении поля. Система спинов станет упорядоченной. Затем, теплоизолировав систему (отсюда и термин «адиабатическое»), либо перенесём систему в область, где магнитное поле отсутствует, либо отключим магнитное поле. В отсутствие магнитного поля упорядоченное состояние не является

равновесным. Чтобы прийти к неупорядоченному равновесному состоянию система спинов должна получить энтропию от других подсистем кристалла (например, фононной подсистемы). При этом происходит охлаждение кристалла в целом на величину  $\Delta T$ . Это и есть магнетокалорический эффект.

На методе адиабатического размагничивания системы ядерных спинов основан способ получения сверхнизких температур порядка 1 мК.

В последнее десятилетие разработан способ охлаждения, основанный на адиабатическом размагничивании электронных спинов. Схема метода представлена на рис. 28.

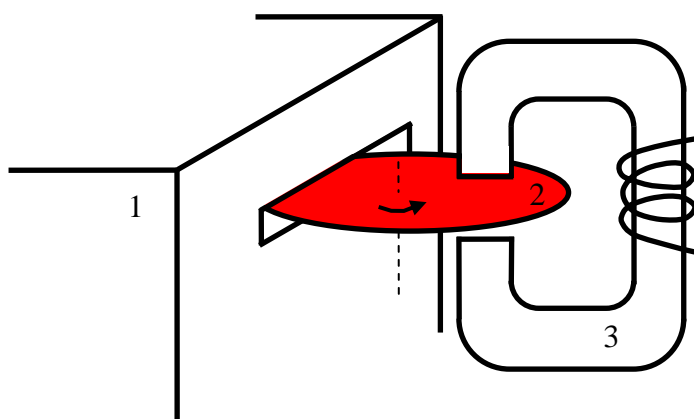


Рис. 28. Принцип магнитного охлаждения: охлаждаемый объём – 1, вращающийся диск из материала с большим магнетокалорическим эффектом – 2, электромагнит – 3

В охлаждаемом объёме делают прорезь, в которой вращается диск из вещества, обладающего большим магнетокалорическим эффектом (большим значением  $\Delta T$  при не очень большом значении магнитного поля, необходимого для намагничивания системы спинов).

Проходя между полюсами магнита, спины в диске намагничиваются, а затем, вследствие его вращения, попадают в охлаждаемый объём, где в отсутствие поля размагничиваются, забирая теплоту от охлаждаемого объёма. Диск должен вращаться достаточно быстро, чтобы размагничивание

не успевало произойти до попадания в охлаждаемый объём. В силу равенства смешанных вторых производных от термодинамического потенциала имеет место соотношение:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial B}\right)_T = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_B, \quad (18)$$

где  $S$  – энтропия,  $B$  - магнитная индукция, а  $M$  - намагниченность.

Согласно термодинамической теории, адиабатическое изменение температуры  $\Delta T$  равно:

$$\Delta T(T, B) = -\int_0^B \frac{T}{C(T, B')} \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_B dB' \quad (19)$$

где  $C$  – теплоемкость единицы объема вещества.

Перспективными для магнетокалорического эффекта являются вещества с малой собственной теплоёмкостью и малой теплопроводностью. Эффект усиливается вблизи температуры Кюри ферромагнетика. Наличие особенности производной  $\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_B$  вблизи точки фазового перехода второго рода позволяет использовать не очень большие магнитные поля ( $\leq 0,1$  Тл).

Веществом с гигантским магнетокалорическим эффектом является, например, соединение  $Gd_5(Ge_{1-x}Si_x)_4$  с  $x \sim 0,5$ .

#### 14. Магнитная запись и считывание. Жёсткий диск

На жёстком диске проложены дорожки из ферро- или ферримагнитного материала. Запись информации происходит путём намагничивания

отдельного домена на дорожке. В случае параллельной записи намагниченность домена параллельна поверхности диска и перпендикулярна оси дорожки. «Нулю» и «единице» отвечают взаимно противоположные направления вектора намагниченности. Головка для параллельной записи представляет собой разомкнутый электромагнит и показана на рис. 29.

Подведя её к нужному месту магнитной дорожки и пропуская импульс тока нужного направления через изображенную на рисунке обмотку, мы создаём в зазоре магнитного сердечника магнитное поле необходимого нам направления, которое и намагничивает находящийся под нею домен в выбранном направлении.



Рис. 29. Головка для параллельной записи

В применяемых в настоящее время жёстких дисках персональных компьютерах записывающая и считывающая головки расположены параллельно. Как уже говорилось, открытие эффекта ГМС привело к созданию более чувствительных считывающих головок и позволило уменьшить размер доменов на жёстком диске, увеличив плотность записи информации на три порядка.

Считывающая головка жёсткого диска на основе ГМС изображена на рис. 30. Принцип её действия очень прост. Магнитный домен, над которым она находится в данный момент создаёт магнитное поле, параллельное плоскости диска, которое действует на спин-вентильную систему

считывающей головки. Эта трёхслойная система состоит из двух ферромагнитных слоёв с разной кристаллической анизотропией, разделённых немагнитной прослойкой. Магнитожёсткий слой 1 (рис. 30) намагничен параллельно (или антипараллельно) полю, создаваемому доменом, и обладает коэрцитивным полем, превосходящим поле домена. Таким образом, его намагниченность не изменяется под действием поля домена. Магнитомягкий слой 2 обладает меньшим коэрцитивным полем и намагничен в направлении, перпендикулярном намагниченности жёсткого слоя и полю, создаваемому доменом. То есть оси легкого намагничивания слоев 1 и 2 взаимно перпендикулярны.

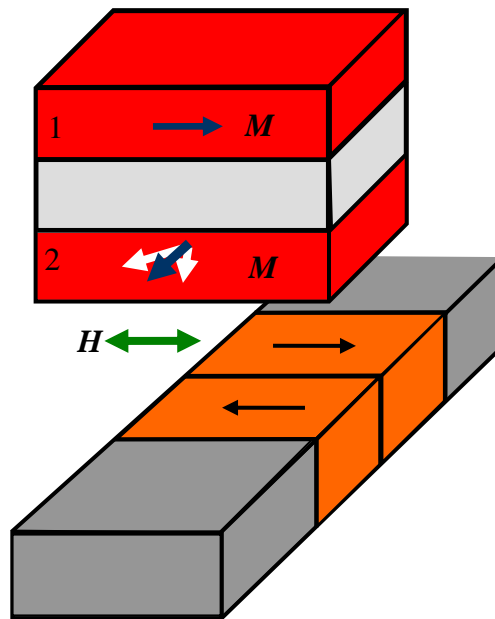


Рис. 30. Считывающая головка жёсткого диска на основе эффекта ГМС

Под действием поля домена намагниченность магнитомягкого слоя поворачивается так, что в случае, когда в домене записан «0», угол между намагниченностями слоев 1 и 2 становится острым, а в случае записи «1» - тупым. Направление разворота регистрируется по величине сопротивления спин-вентильной структуры. В случае «0» оно оказывается ниже, а в случае

«1» - выше, чем в отсутствие сигнала. Для определения величины сопротивления через головку пропускают постоянный ток, фиксируя значение производной падения напряжения (аналогично случаю MRAM – рис. 19).

В данный момент с целью повышения плотности записи происходит постепенный переход к жёстким дискам на основе сплавов *Co-Pt* и *Fe-Pt* с перпендикулярной записью. Эти сплавы обладают большой одноосной кристаллографической анизотропией, с лёгкой осью, перпендикулярной плоскости дорожки. В этом случае намагниченность домена перпендикулярна плоскости жёсткого диска, а запись «0» и «1», как и в случае параллельной записи, отличается направлением вектора намагниченности. Считывающую головку для случая перпендикулярной записи легко получить из рассмотренной, просто развернув её на  $90^\circ$  так, чтобы намагниченность магнитожёсткого слоя была перпендикулярна плоскости жёсткого диска.

Сложнее ситуация с записывающей головкой. Записывающая головка для перпендикулярной записи изображена на рис. 31.



Рис. 31. Головка для перпендикулярной записи

Одна «нога» электромагнита располагается над записываемым доменом, а вторая связана с подложкой жёсткого диска, которая выполняется из магнитомягкого материала. Это обеспечивает прохождение силовых линий



магнитного поля, создаваемого импульсом тока, через выбранный домен (рис. 31), так как магнитным силовым линиям энергетически выгодно проходить через среду с большой величиной магнитной проницаемости  $\mu$ , каковой является магнитомягкая подложка.

### **15. Наноточки и нанокольца**

Одной из разрабатываемых сред для записи информации является система магнитных наноточек. Наноточка представляет собой объект с размерами в диапазоне единицы-десятки нанометров. Обычно создают наноточки в форме цилиндров. Планарный массив наноточек можно создать стандартными методами литографии. Расстояние между наноточками должно быть таким, чтобы намагничивание одной наноточки не изменяло состояние соседних.

Поскольку размеры наноточки, как правило, меньше, чем характерная ширина доменной стенки, то наноточка находится либо в монодоменном, либо в вихревом состоянии. В первом случае можно рассматривать частицу как один магнитный момент (модель Стонера - Вольфарда) (рис. 32а).

Для понимания причин возникновения вихревого состояния наноточки надо учесть анизотропию формы. При рассмотрении безграничных образцов мы учитывали только кристаллографическую анизотропию. При намагничивании образца конечных размеров на его поверхности возникают магнитные заряды, создающие размагничивающее магнитное поле. Магнитостатическая энергия, связанная с этим полем, в случае, когда образец имеет несферическую форму, зависит от ориентации вектора намагниченности относительно границ образца. Намагниченности энергетически выгодно быть параллельной большей оси образца. Тогда магнитные заряды возникнут на меньшей доли его поверхности. Это и есть анизотропия формы. Она, в отличие от кристаллографической, вызвана не спин-орбитальным, а магнитным диполь-дипольным взаимодействием.

При создании неоднородного вихревого состояния намагниченности магнитные заряды на боковой поверхности и большей части поверхности оснований цилиндра не возникают, так как поверхностная плотность заряда пропорциональна нормальной к границе составляющей вектора намагниченности (рис. 32б). Однако за это мы расплачиваемся ростом энергии обменного взаимодействия, так как создаём неоднородность вектора намагниченности  $\vec{M}$ .

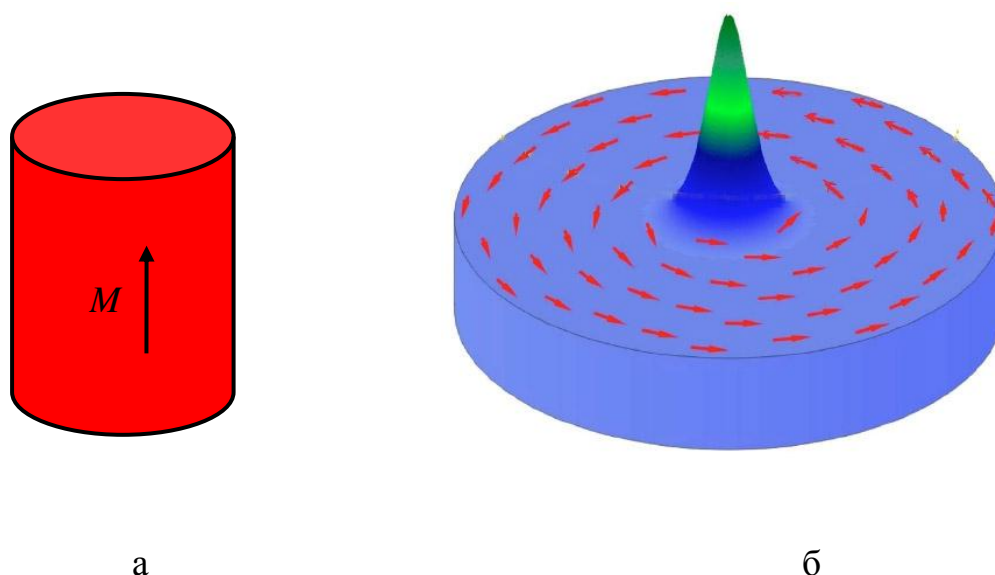


Рис. 32. Наноточка в монодоменном (а) и вихревом (б) состоянии. В вихревом состоянии компоненты намагниченности в плоскости показаны стрелками, а вертикальная компонента – высотой над поверхностью наноточки

Поскольку объёмная плотность этой энергии пропорциональна  $(\nabla\vec{M})^2$ , то при распространении вихревого состояния на весь объём цилиндра вблизи его оси объёмная плотность энергии  $w_{ex}$  вела бы себя как  $w_{ex} \sim r^{-2}$ , где  $r$  - расстояние до оси цилиндра, а полная энергия обменного взаимодействия расходилась бы логарифмически. Это, конечно, энергетически невыгодно. Поэтому вблизи оси цилиндрической наноточки намагниченность коллинеарна оси цилиндра (рис. 32б). Возникает так называемое ядро (core)

вихря, а его оставшаяся часть (shell) находится в вихревом состоянии. Вихревое состояние реализуется в наноточках из магнитомягкого материала (пермаллой), в котором анизотропия формы намного превосходит кристаллографическую анизотропию, или, как в случае аморфных материалов, последняя вообще отсутствует.

Можно хранить информацию в монодоменных наноточках с намагниченностью, перпендикулярной плоскостям оснований цилиндра. Это будет частный случай перпендикулярной записи: биты «0» и «1» отличаются направлением намагниченности. Способ записи и считывания уже описаны нами в предшествующем разделе.

В вихревых наноточках хранить информацию можно в направлении вращения намагниченности в вихре: по часовой стрелке – «0», против часовой стрелки – «1». При этом ядро вихря создаёт в пространстве паразитное магнитное поле, от которого легко избавиться перейдя от цилиндрических наноточек к нанокольцам (рис. 33). В нанокольце весь объём находится в вихревом состоянии, и магнитные заряды вообще не возникают. Это позволяет располагать нанокольца практически вплотную друг к другу.

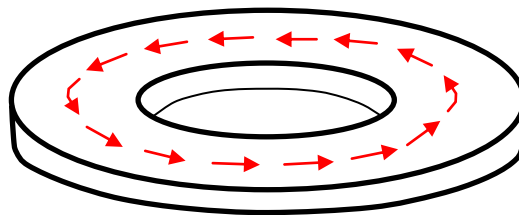


Рис. 33. Нанокольцо. Красными стрелками обозначено локальное направление намагниченности

Но тут возникают проблемы записи и считывания. Для записи вихря надо создать вихревое магнитное поле. А считывание осложнено

отсутствием вокруг нанокольца магнитных полей, порождаемых намагниченностью.

Можно хранить информацию в направлении вектора намагниченности ядра вихря. Отличие такой системы наноточек от системы монодоменных наноточек состоит в существенно меньшем влиянии наноточек друг на друга вследствие уменьшения величины создаваемого наноточкой магнитного поля.

## 16. Суперпарамагнитный порог

Рассмотрим вопрос о фундаментальном ограничении снизу на размер монодоменных наночастиц и доменов на жёстком диске, который называют также парамагнитным пределом.

Пусть в результате сложения кристаллографической анизотропии и анизотропии формы частица (домен) характеризуется одноосной анизотропией, объёмная плотность энергии которой имеет вид  $-\tilde{K}M^2 \cos^2 \theta$ , где  $\tilde{K} > 0$  - константа эффективной анизотропии, а  $\theta$  - угол, который вектор намагниченности  $\vec{M}$  составляет с осью лёгкого намагничивания.

Поскольку энергия анизотропии чётна по величине  $\vec{M}$ , то состояния, отличающиеся знаком  $\vec{M}$ , обладают одинаковой энергией, то есть имеют место два эквивалентных минимума энергии анизотропии (рис. 34).

Поэтому в состоянии термодинамического равновесия система будет переходить из одного минимума энергии в другой. Поскольку частица монодоменная, то этот переход происходит путём поворота вектора намагниченности на  $180^\circ$  через трудное направление ( $\theta=90^\circ$ ). При этом система должна преодолеть потенциальный барьер  $U$ , величина которого равна:

$$U = W_{an}(\theta = 90^\circ) - W_{an}(\theta = 0), \quad (20)$$

где  $W_{an}$  - энергия анизотропии:

$$W_{an} = -\tilde{K}M^2V \cos^2 \theta, \quad (21)$$

$V$  - объём наночастицы. Отсюда получаем:

$$U = \tilde{K}M^2V. \quad (22)$$

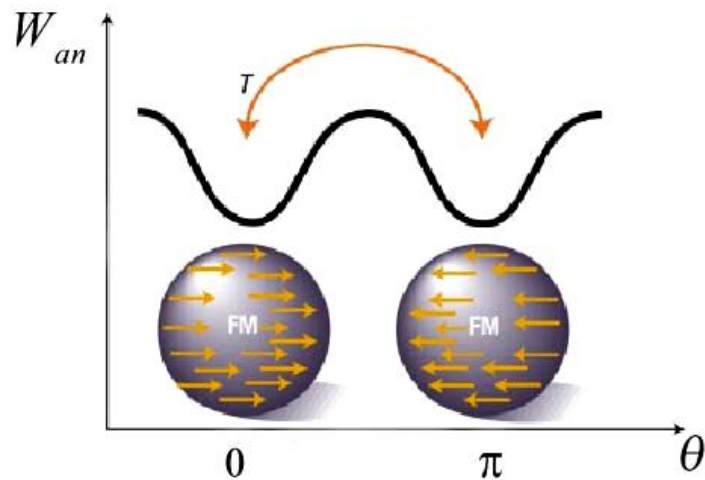


Рис. 34. Энергетический барьер, разделяющий два состояния равновесия частицы с анизотропией типа «легкая ось»

Предполагают, что при  $U \geq 70T$  ( $T$  – температура, измеряемая в энергетических единицах) за время эксплуатации памяти вероятность таких процессов переориентации пренебрежимо мала, и направление  $\vec{M}$  в отсутствие внешнего воздействия (перезаписи) остаётся неизменным. Таким образом, мы получаем ограничение на объём наночастицы (домена):

$$V \geq \frac{70T}{\tilde{K}M^2}. \quad (23)$$

Чтобы уменьшить предельные размеры наночастицы, необходимо найти вещества с большим значением константы анизотропии и величины намагниченности. Следует заметить, что такие материалы будут обладать большей величиной коэрцитивного поля, так как при перемагничивании необходимо преодолеть тот же самый энергетический барьер  $U$ . Для записи информации на такие носители магнитным полем потребуются большие токи. Поэтому поиск таких материалов должен сопровождаться поиском альтернативных способов записи информации (например, с помощью магнитоэлектрического эффекта).

## 17. Заключение

В данном учебном пособии мы, в основном, останавливались на принципах создания магнитных устройств хранения информации. Вместе с тем, задачи спинтроники намного шире. Поставлена задача создания элементной базы и устройств на основе спин-поляризованных токов, в которых переносить информацию будет не электрический заряд, а их спин. На пути решения этой задачи возникли существенные трудности. Первая из них – это создание токов с заметной величиной спиновой поляризации

$\eta = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}$  в традиционных полупроводниках, лежащих в основе

твёрдотельной электроники ( $n_{\uparrow}$  и  $n_{\downarrow}$  - концентрации носителей заряда с соответствующей проекцией спина).

Дело в том, что хорошо известные ферромагнетики  $Fe$ ,  $Co$ ,  $Ni$  являются металлами. При переходе спин-поляризованного тока из ферромагнитного металла в полупроводник степень поляризации тока  $\eta$  резко падает, что препятствует применению металлов в качестве источников спин-поляризованного тока.

Необходимо создать ферромагнитный полупроводник с температурой Кюри, лежащей выше комнатной температуры (существующие магнитные полупроводники с низкой температурой Кюри можно применять только при условии охлаждения всего электронного устройства). Проводится активная работа по созданию таких полупроводников. Широкое распространение получило введение в традиционные полупроводники (*Si*, *GaAs*) примесей марганца. Удалось наблюдать ферромагнитный переход с высокой температурой Кюри. Но возник вопрос, является наблюдаемый ферромагнетизм свойством матрицы или результатом наличия взаимодействующих между собой ферромагнитных кластеров марганца (объёмных дефектов). Пока исследователи склоняются ко второму ответу, который нас не устраивает, так как не ведёт к большой спиновой поляризации носителей заряда в полупроводнике. Исследования продолжаются ...

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1:

### Спин-флоп и спин-флип переходы в антиферромагнетике

Впервые спин-флоп переход в объеме антиферромагнетика был предсказан в пионерской работе Нееля, посвященной антиферромагнетизму [Neel L. *Ann. Phys.* **5** 232 (1936)].

Рассмотрим систему квазиклассических локализованных спинов при температуре  $T \ll T_N$  (где  $T_N$  - температура Нееля), когда модули локализованных спинов можно считать неизменными. Энергия обменного взаимодействия в приближении взаимодействия ближайших соседей имеет вид:

$$W_{ex} = -\frac{1}{2} \tilde{z} J N \cos \psi, \quad (\text{П1.1})$$

где  $\tilde{z}$  - число ближайших соседей,  $J < 0$  - обменный интеграл (величина спинов включена в соответствующие константы, в данном случае в  $J$ ),  $N$  - число спинов, а  $\psi$  - угол между намагниченностями подрешеток.

Энергия одноионной анизотропии равна:

$$W_{an} = -\frac{N}{2} \sum_{i=1}^2 K \cos^2 \varphi_i, \quad (\text{П1.2})$$

где  $K > 0$  константа анизотропии, а  $\varphi_i$  - угол между намагниченностью  $i$ -ой подрешетки ( $i=1, 2$ ) и легкой осью (рис. П1.1а),  $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$ .

Энергия спина во внешнем магнитном поле, параллельном легкой оси, представляется в виде:

$$W_B = -\mu B_0 \frac{N}{2} \sum_{i=1}^2 \cos \varphi_i, \quad (\text{П1.3})$$



где  $\mu$  - магнитный момент атома, а  $B_0$  - индукция внешнего магнитного поля.

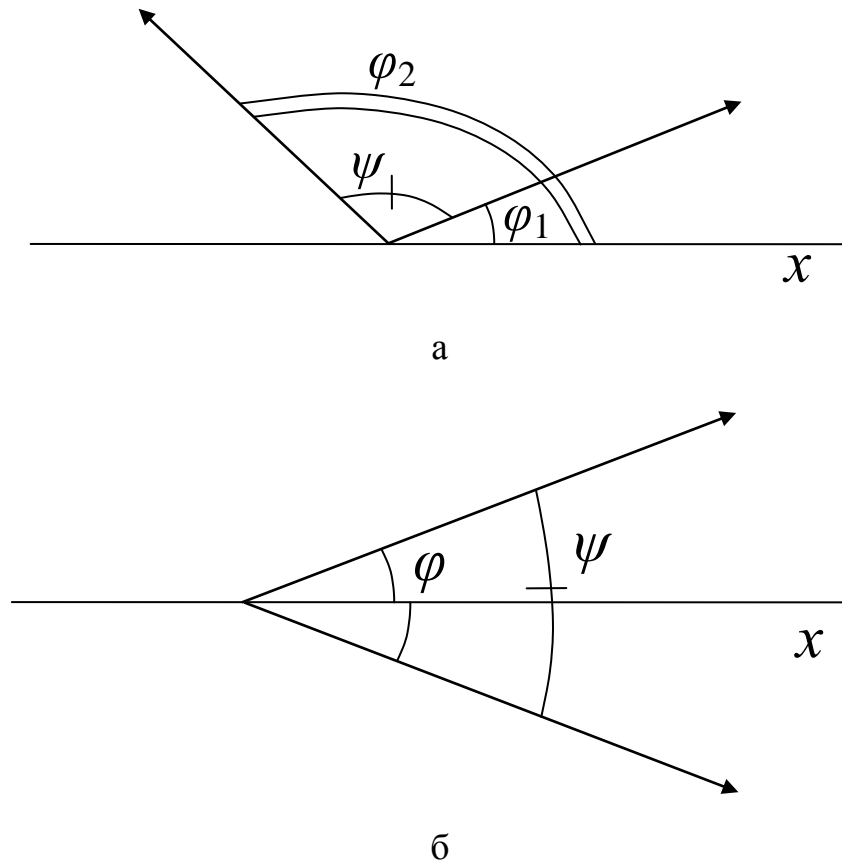


Рис. П1.1

В коллинеарной фазе, когда  $\varphi_1=0$ ,  $\varphi_2=\pi$ , суммарная энергия  $W = W_{ex} + W_{an} + W_B$  равна [1]:

$$W_1 = -\left(\frac{1}{2}\tilde{z}|J| + K\right)N. \quad (\text{П1.4})$$

В спин-флоп фазе (рис. П1.1б)  $\varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi$ , а энергия  $W$  равна:

$$W_2 = - \left( \frac{1}{2} \tilde{z} J \cos 2\varphi + K \cos^2 \varphi + \mu B_0 \cos \varphi \right) N. \quad (\text{П1.5})$$

Минимизируя  $W_2$  по переменной  $\varphi$  и вводя обозначения

$$\alpha = \frac{K}{\tilde{z}|J|} \ll 1, \quad (\text{П1.6})$$

$$\beta = \frac{\mu B_0}{\tilde{z}|J|}, \quad (\text{П1.7})$$

находим:

$$\cos \varphi = \frac{\beta}{2(1-\alpha)}, \quad (\text{П1.8})$$

$$W_2 = - \frac{\tilde{z}|J|N}{2} \left[ 1 + \frac{\beta^2}{2(1-\alpha)} \right]. \quad (\text{П1.9})$$

Приравнивая  $W_1$  и  $W_2$ , получаем значение индукции магнитного поля, соответствующее объемному спин-флоп переходу первого рода из коллинеарной в спин-флоп фазу:

$$\beta_1 = 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)} \approx 2\sqrt{\alpha}. \quad (\text{П1.10})$$

Коллинеарной фазе отвечает область полей  $\beta < \beta_1$ , а спин-флоп фаза реализуется при  $\beta > \beta_1$ . В спин-флоп фазе угол  $\varphi$  уменьшается с ростом поля, и в поле

$$\beta_2 = 2(1 - \alpha) \quad (\text{П1.11})$$

происходит схлопывание подрешеток: угол  $\varphi$  обращается в ноль. Этот фазовый переход второго рода называют спин-флип переходом. При  $\beta > \beta_2$  намагниченности подрешеток антиферромагнетика параллельны, то есть реализуется новая (третья по счету) ферромагнитная фаза.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

## Блоховская доменная стенка

Рассмотрим плоскую границу между двумя ферромагнитными доменами (областями, в которых вектор намагниченности остается неизменным). Пусть в первом домене вектор намагниченности направлен по оси  $z$  декартовой ортогональной системы координат, которая является «легкой» осью, а во втором домене он антипараллелен этой оси (рис. П2.1.).

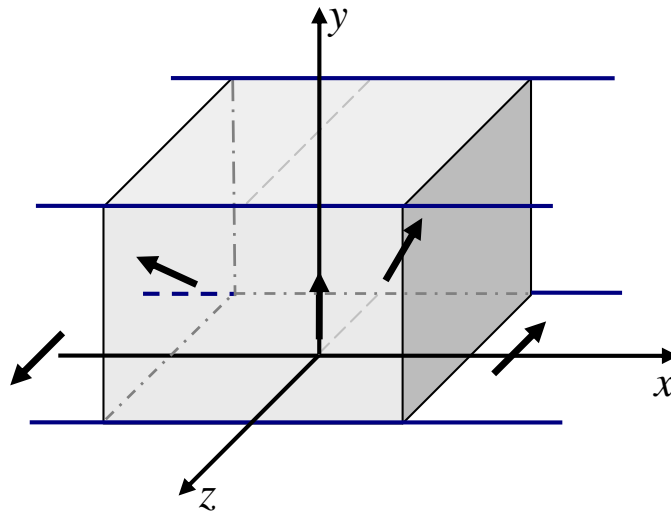


Рис. П2.1. Блоховская доменная стенка

Плоскость доменной стенки параллельна плоскости  $yz$ , а ось  $x$  перпендикулярна стенке. В случае безграничной стенки все физические величины будут зависеть только от координаты  $x$  (одномерная задача). Данная стенка называется  $180^\circ$ -ной, так как в ней происходит разворот вектора намагниченности на  $180^\circ$ . Существуют  $90^\circ$ -ные (замыкающий домен),  $45^\circ$ -ные и другие доменные стенки.

Если в процессе разворота в любой точке доменной стенки вектор намагниченности  $\vec{M}$  лежит в плоскости доменной стенки, то есть параллелен плоскости  $yz$ , то доменная стенка называется блоховской

доменной стенкой. Если же разворот вектора намагниченности  $\vec{M}$  происходит в плоскости  $xz$ , то стенка называется неелевской.

Поскольку в блоховской доменной стенке компонента вектора намагниченности  $M_x = 0$ , а остальные его компоненты ( $M_y$  и  $M_z$ ) зависят только от координаты  $y$ , то  $\text{div}\vec{M} = 0$ . Это значит, что магнитные заряды в стенке не возникают.

В неелевской доменной стенке  $M_x$  есть функция координаты  $x$ . Поэтому в стенке  $\text{div}\vec{M} \neq 0$ , причем сначала  $\text{div}\vec{M} > 0$  (компонента  $M_x$  растет), а затем  $\text{div}\vec{M} < 0$  (компонента  $M_x$  падает) (рис. П2.2.). В стенке возникает двойной слой магнитных зарядов противоположной полярности, которые, в свою очередь, создают магнитное поле, учет которого усложняет расчет форму неелевской доменной стенки.

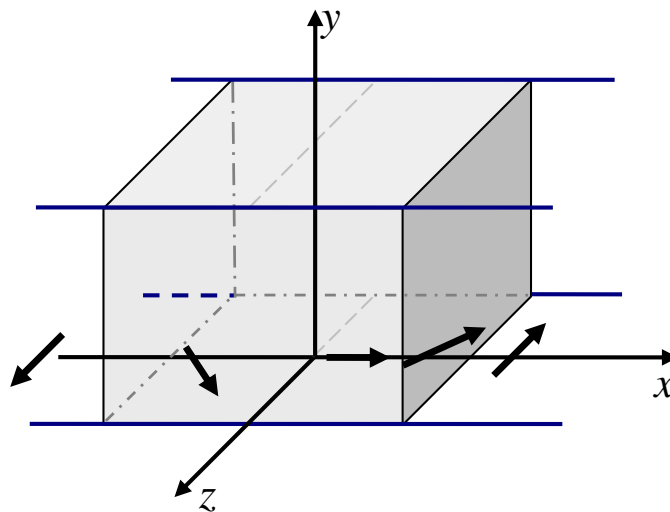


Рис. П2.2. Неелевская доменная стенка

Поэтому мы, для простоты ограничимся расчетом блоховской доменной стенки в массивном кристалле, где её энергия ниже, чем у неелевской доменной стенки. Следует, однако, отметить, что в тонких слоях ферромагнетика ситуация может измениться и блоховская доменная стенка

может с уменьшением толщины превратиться в гибридную, а затем в неелевскую доменную стенку. Это связано с тем, что в слое с плоскими границами, параллельными плоскости  $xz$ , возникновение компоненты намагниченности  $M_y$  приводит к возникновению магнитных зарядов на границах слоя, что ведет к появлению вне и внутри слоя магнитных полей, повышающих энергию системы.

При расчете толщины блоховской доменной стенки мы будем предполагать, что модуль вектора намагниченности остается неизменным, а его положение задается углом  $\theta$ , который вектор намагниченности составляет в плоскости  $yz$  с осью  $z$  декартовой системы координат.

В безграничном образце появление доменной стенки энергетически невыгодно: во-первых, при отклонении вектора намагниченности от направления «легкой» оси растет энергия анизотропии, а, во-вторых, вследствие неоднородности вектора намагниченности возрастает обменная энергия. Поэтому мы зададим два граничных условия  $\theta(x) \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow -\infty$

$$\theta(x) \rightarrow \pi \text{ при } x \rightarrow +\infty.$$

Будем использовать континуальное приближение, считая, что толщина доменной стенки  $\Delta$  намного превосходит межатомное расстояние. Переход к континуальному приближению проведем для простой кубической решетки спинов в приближении обменного взаимодействия только между ближайшими соседями.

Рассмотрим атомные плоскости параллельные плоскости  $yz$ . В каждой такой плоскости все спины параллельны друг другу (ферромагнитные плоскости), а спины соседних плоскостей образуют между собой малый угол (порядка  $b/\Delta$ , где  $b$  - межатомное расстояние).

Обменное взаимодействие спина, лежащего в одной из таких плоскостей, пересекающей ось  $x$  в точке  $x$ , со своим правым соседом,

расположенным в точке с координатой  $x + b$ , равно  $-JS^2 \cos[\theta(x) - \theta(x + b)]$ . Взаимодействие с левым соседом находится аналогично, но мы его не будем рассматривать, чтобы не производить двойного учета одного и того же взаимодействия. Полная энергия обменного взаимодействия имеет вид:

$$W_{ex} = JS^2 \sum_n \cos[\theta(x_n) - \theta(x_n + b)], \quad (\text{П2.1})$$

где индекс  $n$  нумерует атомные плоскости, параллельные плоскости  $yz$ . В силу малости аргумента косинуса, мы можем разложить его в ряд Тейлора, ограничившись первым зависящим от  $x$  слагаемым:

$$\begin{aligned} \cos[\theta_n(x) - \theta(x_n + b)] &= 1 - \frac{(\theta(x_n + b) - \theta(x))^2}{2} = \\ &= 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{d\theta}{dx} \right)_{x=x_n}^2 b^2. \end{aligned} \quad (\text{П2.2})$$

Первое слагаемое дает вклад в энергию основного состояния, а второе представляет собой вклад в энергию неоднородности  $\tilde{W}_{ex}$ . Переходя от суммирования к интегрированию, получаем:

$$\tilde{W}_{ex} = \frac{JS^2 b}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{d\theta}{dx} \right)^2 dx. \quad (\text{П2.3})$$

Аналогично для добавки к энергии анизотропии имеем:

$$\tilde{W}_{an} = \int_{-\infty}^{\infty} \{KS^2 - KS^2 \cos^2 \theta\} \frac{dx}{b} = \frac{KS^2}{b} \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 \theta dx. \quad (\text{П2.4})$$

Варьируя суммарную энергию  $\tilde{W} = \tilde{W}_{ex} + \tilde{W}_{an}$ , по функции  $\theta(x)$ , получаем:

$$\delta\tilde{W} = \frac{S^2}{b} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ -Jb^2 \frac{d^2\theta}{dx^2} + K \sin 2\theta \right] \delta\theta(x) dx. \quad (\text{П2.5})$$

Условие экстремума функционала дает:

$$Jb^2 \frac{d^2\theta}{dx^2} = K \sin 2\theta. \quad (\text{П2.6})$$

Перейдем к новой переменной  $\xi = \frac{x}{\Delta}$ , где  $\Delta = b\sqrt{\frac{J}{K}}$  - характерная толщина доменной стенки. Поскольку в силу релятивистского характера энергии анизотропии  $K \ll J$ , то величина  $\Delta$  составляет сотни ангстрем (для железа  $600 \text{ \AA}$ ). После перехода к переменной  $\xi$  уравнение (П2.6) приобретает вид:

$$\frac{d\theta}{d\xi^2} = \sin 2\theta. \quad (\text{П2.7})$$

Найдем первый интеграл уравнения (П2.7):

$$\left( \frac{d\theta}{d\xi} \right)^2 = 2 \sin^2 \theta + C. \quad (\text{П2.8})$$



Из условия на  $x = +\infty$ , где и производная  $\frac{d\theta}{d\xi}$ , и  $\sin \theta$  равны нулю, находим, что  $C = 0$ .

Тогда:

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \sqrt{2} \sin \theta. \quad (\text{П2.9})$$

Мы выбрали знак из условия, что  $\frac{d\theta}{d\xi} > 0$  и  $\sin \theta > 0$ , так как  $\theta$  растет от нуля до  $\pi$ .

Разделяя переменные, находим  $\int \frac{d\theta}{\sin \theta} = \sqrt{2} \int d\xi$ , и после взятия интеграла имеем:

$$\theta(\xi) = \arccos \operatorname{th}(-\sqrt{2}\xi) \quad \text{или} \quad \theta(\xi) = \arccos \operatorname{th}\left(-\sqrt{2} \frac{x}{\Delta}\right), \quad (\text{П2.10})$$

где мы выбирали константу интегрирования так, чтобы центр доменной стенки располагался в точке  $x = \xi = 0$ .