

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 2007

**От спиновых волн  
к гигантскому магнетосопротивлению и далее**

П.А. Грюнберг

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

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

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200812g.1349

**Содержание**

1. Открытие явления рассеяния света на поверхностных спиновых волнах Деймона – Эшбаха (1349).
2. Бриллюэновское рассеяние света на спиновых волнах в тонких магнитных пленках (1350).
3. Связанные дипольные моды Деймона – Эшбаха в магнитных пленках с параллельным и антипараллельным магнитным упорядочением (1351).
4. Двухслойная пленка при наличии обмена через промежуточный слой (1351).
5. Открытие антиферромагнитного взаимодействия через промежуточный слой (1352).
6. Открытие гигантского магнетосопротивления (1354).
7. Гигантское магнетосопротивление: модель Кэмли – Барнаса (1356).
8. Переключение намагниченности током (1357).
9. Применения (1357).

Список литературы (1358).

**1. Открытие явления рассеяния света на поверхностных спиновых волнах Деймона – Эшбаха**

Институт магнетизма в составе Отделения физики твердого тела Исследовательского центра в г. Юлих (Германия), в котором я начал работать в 1972 г., был основан в 1971 г. профессором В. Зинном. Основной темой исследований являлось изучение магнитных полупроводников EuO и EuS, имеющих температуру Кюри  $T_C = 60$  и 17 К соответственно. Поскольку ранее я уже имел дело с методами исследования материалов при помощи рассеяния света, было очень интересно применить эти методы для наблюдения спиновых волн в магнитных материалах.

При исследовании спиновых волн методами рассеяния света используют либо решеточный спектрометр (спектроскопия комбинационного рассеяния), либо спектрометр бриллюэновского рассеяния света (БРС). (В российских изданиях обычно используется термин

"рассеяние Мандельштама – Бриллюэна". — Примеч. научного редактора.) В последнем случае для частотного анализа рассеянного света применяют интерферометр Фабри – Пере (рис. 1). Центральная часть спектрометра бриллюэновского рассеяния состоит из двух зеркал Фабри – Пере, расстояние между которыми плавно меняют в процессе работы, сканируя нужный частотный диапазон. Спектроскопию БРС используют в случае, когда частотный сдвиг рассеянного излучения мал (меньше 100 ГГц), что обычно выполняется при рассеянии на спиновых волнах в ферромагнетиках.

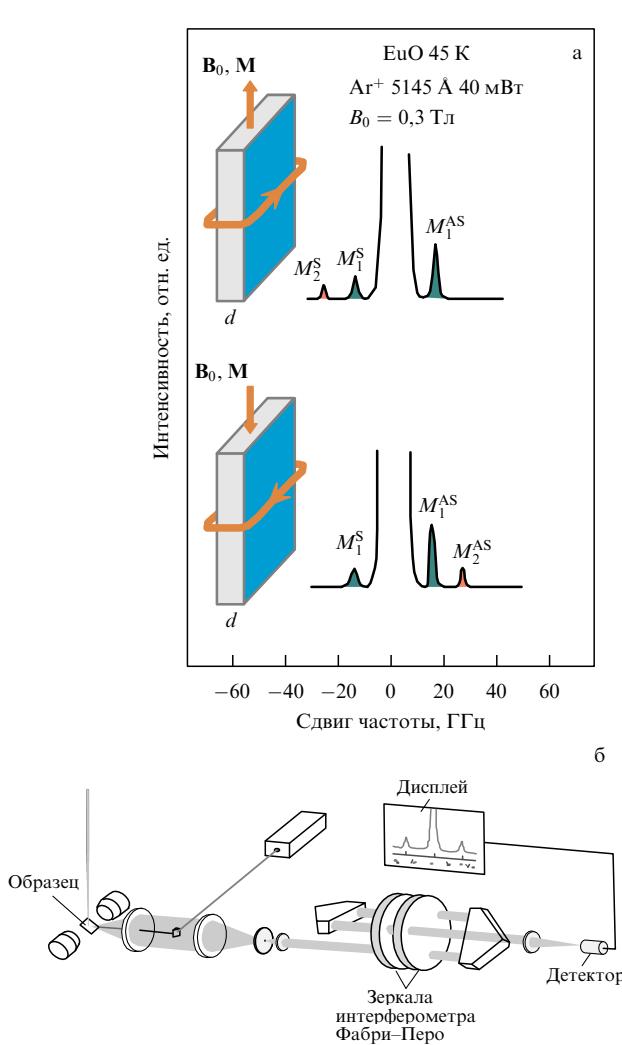
В начале 1970-х годов швейцарский физик Дж.А. Сандерк сделал одно очень важное усовершенствование в технике БРС. Им был изобретен многопроходный режим работы, а чуть позднее — комбинация двух многопроходных интерферометров. Поскольку в то время у нас была возможность организовать и оборудовать новую лабораторию, было принято решение установить именно спектрометр БРС, в котором первоначально использовался один трехпроходный интерферометр, как показано на рис. 1. Имея в арсенале такое оборудование, мы начали исследование спиновых волн в EuO.

Наблюдая спектры БРС, мы смогли обнаружить и идентифицировать ожидаемые спиновые волны, соответствующие пикам  $M_1^{\text{AS}}$  и  $M_1^{\text{S}}$  на рис. 1<sup>1</sup>. Различие в интенсивности стоксовой (S) и антистоксовой (AS) компонент было известно ранее и связано с магнитооптическим взаимодействием света со спиновыми волнами.

Вначале происхождение пиков  $M_2^{\text{AS}}$ ,  $M_2^{\text{S}}$  на рис. 1 представляло загадку, пока не произошло одно удачное событие. Удачным событием в данном случае явилась поломка системы, ее починка и случайное перепутывание местами проводов при подключении электромагнита к источнику напряжения. К нашему удивлению, стоксова и антистоксова компоненты БРС при этом поменялись местами. Чтобы объяснить это явление, необходимо учесть, что стоксова и антистоксова компоненты рассеяния зависят от направления распространения наблюдаемой моды, которое противоположно в двух рассматриваемых случаях. Причину такой зависимости можно понять, если вспомнить про смещение Доплера, которое при движении волны к наблюдателю происходит в

П.А. Грюнберг (P.A. Grünberg). Institut für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, Germany

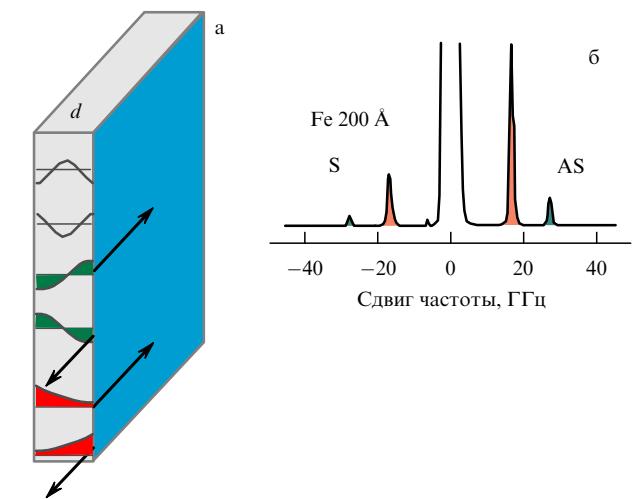
<sup>1</sup> В электронной версии Нобелевской лекции рисунки даны в цветном изображении (см. сайт УФН [www.ufn.ru](http://www.ufn.ru)).



**Рис. 1.** (а) Спектры рассеяния от объемных спиновых волн ( $M_1^{AS}$ ,  $M_2^S$ ) и спиновых волн Деймона–Эшбаха ( $M_1^{AS}$ ,  $M_2^{AS}$ ). Показаны два случая, когда магнитное поле  $B_0$  и намагниченность  $M$  направлены вверх и вниз [1]. (б) Схема спектрометра бриллюэновского рассеяния, используемого для обнаружения спиновых волн.

область высоких частот, а при движении волны от наблюдателя — наоборот, в область низких частот. Положение наблюдателя в нашем эксперименте было такое же, как у читателя, рассматривающего рис. 1. Появление пиков  $M_2^{AS}$ ,  $M_2^S$  в спектре рассеяния либо только в стоксовой, либо только в антистоксовой части спектра рассеяния можно объяснить тем, что соответствующая спиновая волна распространяется только в одном направлении вдоль поверхности образца. Это направление меняется на противоположное при обращении магнитного поля  $B_0$  и намагниченности  $M$ .

Причину однодиапазонного распространения спиновых волн можно понять из соображений симметрии. При этом необходимо вспомнить, что аксиальные векторы, а таковыми являются векторы  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{M}$ , изменяют свой знак при инверсии времени. То же самое происходит и с направлением распространения поверхностных волн. Следовательно, верхняя и нижняя части рис. 1а связаны симметрией по отношению к инверсии времени, что справедливо при отсутствии поглощения. Таким образом, однодиапазонное распространение отражает свойства симметрии образца.



**Рис. 2.** Поверхностные волны ДЭ и стоячая волна первого порядка на тонкой пленке Fe (а) и их экспериментальное наблюдение методом БРС (б). Противоположные направления распространения (показано стрелками) соответствуют стоксову и антистоксову рассеянию. Сточие волны более высокого порядка, изображенные в верхней части рис. а, не входят в наблюдаемый диапазон частот [2].

Отметим, что наблюдаемая спиновая волна может быть отнесена к классу поверхностных волн Деймона–Эшбаха (ДЭ), известных из теории и экспериментов в микроволновом диапазоне.

Исходя из магнитных параметров EuO, можно показать, что в нашем случае глубина проникновения моды ДЭ составляет несколько сотен ангстрем. В то же время толщина образца  $d$  порядка миллиметра. Следовательно, образец EuO можно считать непрозрачным, и волны, бегущие по задней грани образца в противоположную сторону по отношению к волнам на передней грани, в эксперименте наблюдать не могут. Поэтому спектр БРС имеет либо стоксову, либо антистоксову компоненту рассеяния света, но никак не обе компоненты одновременно. Благодаря этим специфическим свойствам образца результаты, представленные на рис. 1, были выбраны в качестве примеров современных исследований в области магнетизма в книге Х. Ибаха и Х. Люта *Физика твердого тела* (H. Ibach, H. Lüth *Solid State Physics. An Introduction to Principles of Materials Science* 2nd ed. (Springer, 1995) p. 186).

## 2. Бриллюэновское рассеяние света на спиновых волнах в тонких магнитных пленках

Далее мы продолжили исследования, используя ту же экспериментальную схему, что и на рис. 1, но в качестве образца выбрали гораздо более тонкую пленку Fe толщиной около 200 Å. При малой толщине образца объемные моды расщепляются на несколько стоячих мод, а их частоты увеличиваются. На рисунке 2 показан случай, когда в область наблюдаемых частот попадают только мода ДЭ и первая стоячая мода. Структура мод показана на рис. 2а. Моды ДЭ с данным направлением распространения имеют определенные амплитуды на обеих поверхностях и, следовательно, оба направления наблюдаются в спектре БРС как стоксова и антистоксова компоненты. Как и на рис. 1а, поверхность образца, на которой рассеивается основная доля наблюдаемого излучения, заштрихована (показана бирюзовым цветом в цветном варианте рисунка).

### 3. Связанные дипольные моды Деймона–Эшбаха в магнитных пленках с параллельным и антипараллельным магнитным упорядочением

Исследования были продолжены на магнитных пленках с двумя магнитными слоями (иногда называемых трехслойными), изображенных на рис. 3а, г [2]. В такой системе уже есть четыре магнитные поверхности, на каждой из которых могут возбуждаться поверхностные волны ДЭ, взаимодействующие между собой через создаваемые ими осциллирующие поля рассеяния. Частоты мод ДЭ можно вычислить, используя линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица и применяя граничные условия, следующие из уравнений Максвелла. На рисунке 3б, д показан результат вычисления частот мод ДЭ как функции толщины  $d_0$  промежуточного слоя, умноженной на величину волнового вектора  $q$ . Величина  $q$  определена условиями эксперимента БРС, в частности, длиной волны лазерного излучения. Типичное значение  $q = 1,73 \times 10^{-2} \text{ нм}^{-1}$ . Так,  $qd_0 = 1$  соответствует  $d_0 = 58 \text{ нм}$ . Это расстояние, на котором волна ДЭ затухает при удалении от поверхности.

Для параллельной конфигурации вычисления дают симметричный график, т.е. одинаковые частоты для положительного и отрицательного знака  $q$ . При антипараллельном упорядочении кривые в положительной и отрицательной области несимметричны, что подтверждается экспериментально.

На рисунке 3б показано, что верхние дисперсионные кривые, обозначенные +1 и –1, соответствуют синфазной прецессии намагниченности, в то время как нижние

кривые, обозначенные +2 и –2, соответствуют противофазной прецессии. Это обстоятельство также проиллюстрировано изображенными на рис. 3б слева распределениями амплитуд в поперечном сечении без учета затухания волн ДЭ. Отметим фазовый скачок на  $180^\circ$  в средней части структуры.

### 4. Двухслойная пленка при наличии обмена через промежуточный слой

Качественно поведение дипольных мод, обусловленное наличием ферромагнитного обменного взаимодействия через промежуточный слой (ОВПС), легко предсказуемо, так как результат для полного ферромагнитного (ФМ) взаимодействия в однослоевой пленке уже известен и показан на рис. 2. Почему на рис. 4 стоячая мода первого порядка возникает с нижней дипольной ветви, а не с верхней? Ответ становится ясным из природы мод, иллюстрированной на рис. 3б, с учетом сохранения характера симметрии. Когда "включается" ОВПС, противофазная конфигурация заменяется на первую стоячую моду в силу сохранения четности. Заметим, что скачок фазы на  $180^\circ$  приводит к очень высокой обменной энергии, чего можно избежать, сформировав узел стоячей волны (как на рис. 2).

На рисунке 3 мы рассматривали возможность антипараллельного упорядочения, и одним из способов его достижения было бы антиферромагнитное (АФМ) обменное взаимодействие через промежуточный слой. Если мы хотим распознать этот тип взаимодействия с помощью анализа поведения спиновых волн, чего мы ожидаем? Здесь важно отметить, что большинство наших экспериментов проводилось при насыщении.

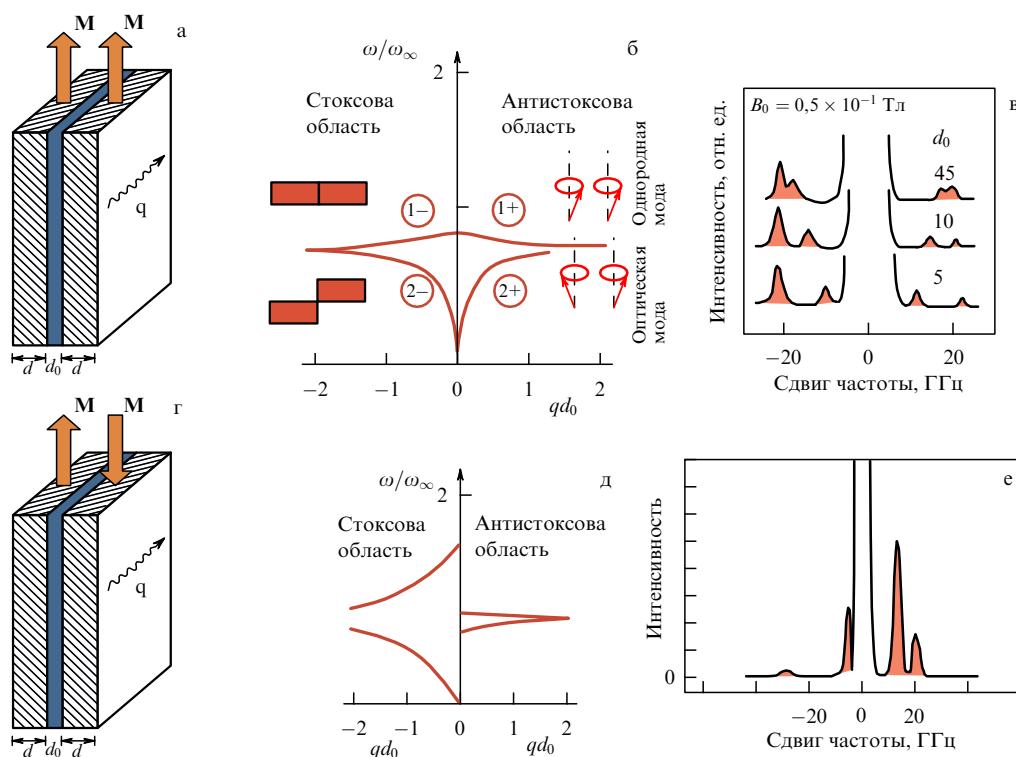
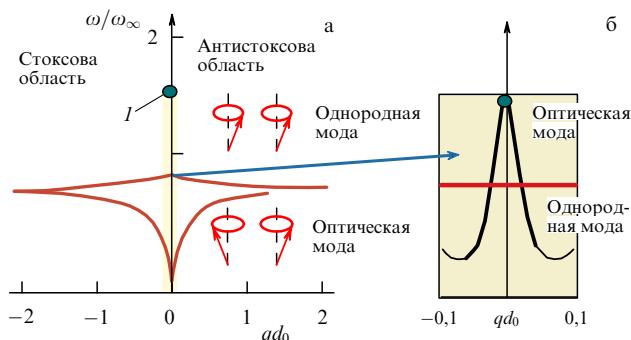


Рис. 3. Связанные моды ДЭ в двойных магнитных слоях для параллельной (а–в) и антипараллельной (г–е) взаимных ориентаций намагниченности  $\mathbf{M}$  в соседних слоях [2]. Вычисления проведены в дипольном приближении. При определении спектра в антипараллельной конфигурации был использован образец с антиферромагнитным упорядочением (будет обсуждено ниже). Положения пиков определяются, в основном, дипольным взаимодействием с небольшими поправками, связанными с обменным взаимодействием.



Только диполь-дипольное взаимодействие через промежуточный слой

С учетом обменного взаимодействия через промежуточный слой (здесь — ферромагнитного)

**Рис. 4.** (а) Ожидаемое влияние ферромагнитного обмена через промежуточный слой на ветви, представляющие дипольное взаимодействие (тонкие сплошные линии). В пределе полного обмена при  $d_0 = 0$  нижняя ветвь заменяется на точку  $I$ , представляющую стоячую моду первого порядка однослоиной пленки. (б) Общее поведение для малых  $d_0$ . Для нижней ветви происходит переход от преимущественно дипольного взаимодействия (тонкая сплошная линия) к преимущественно обменному взаимодействию через промежуточный слой (жирная сплошная линия). Верхняя дипольная ветвь становится модой ДЭ сложной пленки. В отображаемой области малых  $d_0$  ее частота практически постоянна (горизонтальная сплошная линия).

Следовательно, независимо от того, является взаимодействие ферромагнитным или антиферромагнитным, мы можем приложить достаточно большое поле в эксперименте БРС для получения параллельного упорядочения (с важным исключением, как будет показано далее). Здесь видно преимущество хорошо поставленного эксперимента.

Верхняя ветвь в случае магнитного насыщения характеризуется однородной прецессией, т.е. полный момент всюду одинаков, и, следовательно, она не зависит от ОВПС.

При анализе нижней ветви можно рассуждать следующим образом. Для параллельно упорядоченных намагниченностей внешнее поле, как и ферромагнитное ОВПС, должно увеличивать возвращающую силу и, следовательно, также частоту спиновой волны. Напротив, антиферромагнитный тип ОВПС должен ослаблять влияние внешнего поля и, таким образом, уменьшать частоту. В нашем случае дипольное взаимодействие работает подобным образом. Следовательно, из этих простых рассуждений можно ожидать, что частота нижней ветви будет еще больше уменьшаться для антиферромагнитного ОВПС и увеличиваться, как показано на рис. 4, для ферромагнитного ОВПС. С другой стороны, если ОВПС антиферромагнитное, то для достаточно малых внешних полей мы получим антипараллельное упорядочение. В этом случае ветви, присутствующие на рис. 3д, могут использоваться для определения антипараллельного упорядочения.

Изложенные идеи были позднее использованы и разработаны более детально нами [3] и Кокраном и Датчером [4]. Из последней работы мы позаимствовали термины "однородная мода" для синфазной прецессии и "оптическая мода" для противофазной прецессии. Этот принцип был также применен другими группами для определения обменного взаимодействия с помощью СВЧ-излучения.

Таким образом, в начале 1980-х годов мы осознали, что у нас в руках имеется мощный инструмент, позво-

ляющий исследовать долго остающийся открытым вопрос о взаимодействии в слоистых магнитных структурах. В то время предполагалось, что ФМ взаимодействие может быть вызвано микроотверстиями и ферромагнитными мостиками через промежуточный слой. Как показал Нель, оно также может быть вызвано особой формой профиля промежуточного слоя. Этот эффект был позднее назван "апельсиновой коркой" или взаимодействием типа Неля. Взаимодействие АФМ типа могло происходить из-за краевых эффектов, таких как замыкание потока. Реальные внутренние типы взаимодействия через промежуточный слой, схожие с РККИ-взаимодействием (Рудермана – Киттеля – Касуя – Иосиды) в разбавленных магнитных сплавах, были еще неизвестны.

Ситуация в дальнейшем осложнилась неудовлетворительным изготовлением образцов. В нашей первой попытке исследовать взаимодействие и его зависимость от материала и толщины промежуточного слоя мы обнаружили только взаимодействие ФМ типа, предположительно от микроотверстий.

По разным причинам мы сосредоточились на промежуточных слоях из хрома. Во-первых, хром — это антиферромагнетик. Исходя из магнитной структуры достаточно тонких промежуточных слоев, можно ожидать, что рассматриваемое взаимодействие осциллирует между ферромагнитным и антиферромагнитным с периодом в два монослоя. Во-вторых, хром очень хорошо сочетается с железом и по кристаллографическим, и по термодинамическим свойствам, что важно для выращивания. Таким образом, структуры Fe/Cr/Fe оказались наиболее перспективными.

## 5. Открытие антиферромагнитного взаимодействия через промежуточный слой

В этой ситуации мне посчастливилось получить возможность поехать в Argonne National Laboratories (США). В группе М. Бродского по материаловедению я нашел людей, имевших возможность приготовить образцы Fe/Cr/Fe на подложках из сколотой каменной соли. Для сравнения мы также приготовили образцы Fe/Au/Fe.

Спектры для обеих систем в полях, достаточно сильных для полного насыщения образцов, показаны на рис. 5а. Спектр с  $d_0 = 0$  соответствует полностью ферромагнитно-упорядоченному пределу, как на рис. 3. Два спектра в нижней части рис. 5а иллюстрируют чистое дипольное взаимодействие. Из данных для Fe/Au/Fe и сравнения с рис. 4 мы заключили, что взаимодействие для промежуточных слоев Au является ферромагнитным. Однако, глядя на спектр в верхнем левом углу для промежуточных слоев Cr, читатель может понять мое ощущение сенсации, которое я испытал, когда впервые увидел спектр БРС, представляющий антиферромагнитное ОВПС.

При феноменологическом подходе ОВПС рассматривается с помощью соответствующей пространственной плотности энергии  $E_{\text{exch}}$ , как показано на рис. 5б. Как уже обсуждалось выше на качественном уровне, частота оптической моды увеличивается для ФМ взаимодействия ( $J_1 > 0$ ) и уменьшается для АФМ ( $J_1 < 0$ ). Рисунок 6 показывает влияние ферромагнитного и антиферромагнитного ОВПС на кривую перемагничивания (гистерезис). Изображен зависимость сигнала магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), который приблизительно пропорционален намагниченности  $M$ , от внеш-

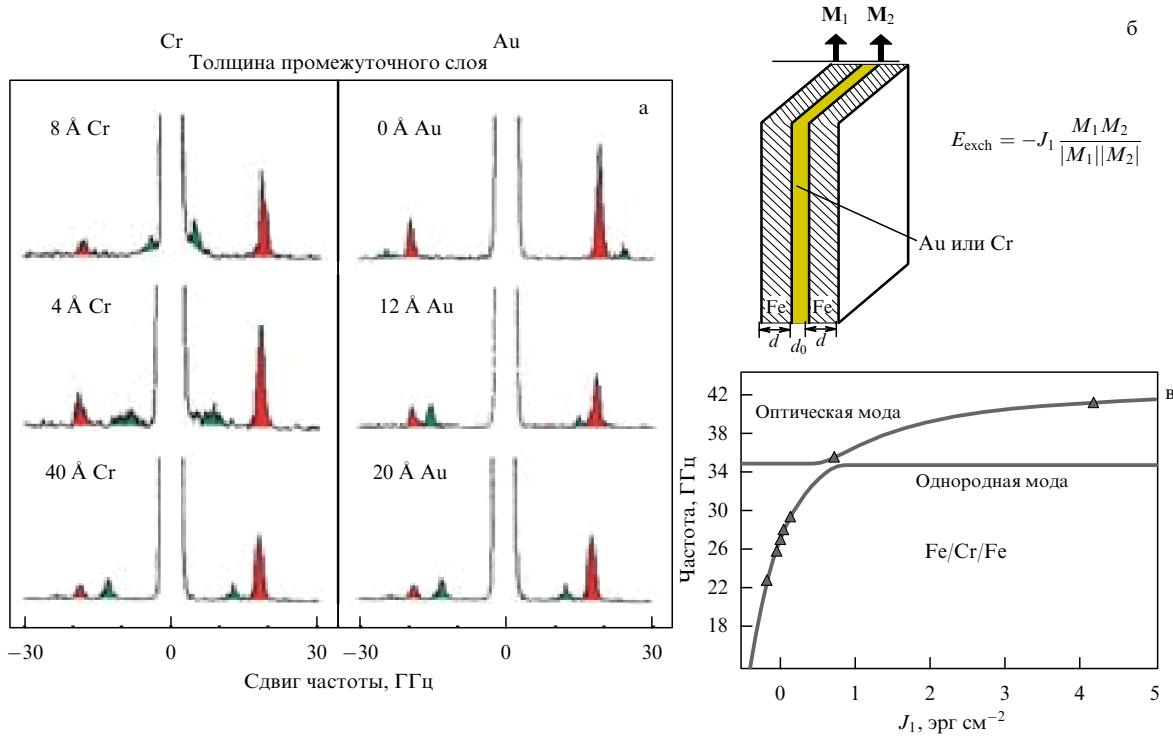


Рис. 5. (а) Типичные спектры БРС от спиновых волн в  $\text{Fe}/X/\text{Fe}$ , где  $X = \text{Cr}$  и  $\text{Au}$  [5]. График на рис. в показывает частоты мод как функции параметра обмена через промежуточный слой  $J_1$  [3], где теория представлена сплошными линиями.

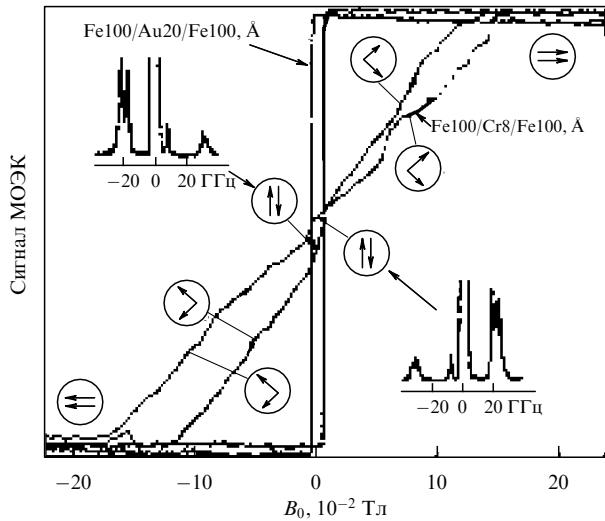


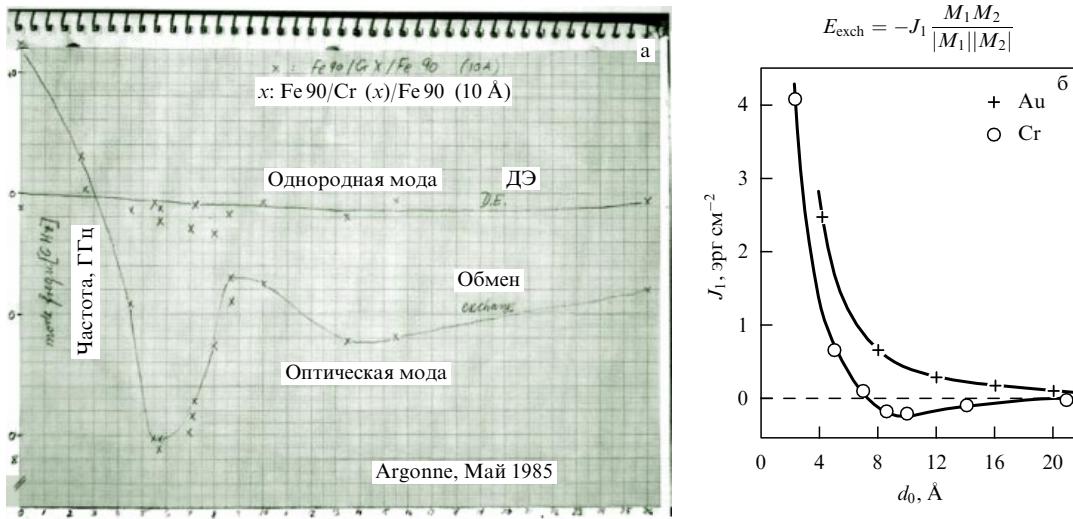
Рис. 6. Кривые перемагничивания образцов с ферромагнитным ( $\text{Fe}/\text{Au}/\text{Fe}$ ) и антиферромагнитным ( $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ ) взаимодействием.

него поля  $B_0$ . Для образца  $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$  видны сильные наклон и изрезанность кривой, которые не наблюдались для образца  $\text{Fe}/\text{Au}/\text{Fe}$ , где происходит перемагничивание в условиях отсутствия взаимодействия или ферромагнитного взаимодействия образца с малой коэрцитивной силой. С этой точки зрения случаи отсутствия взаимодействия или ферромагнитного взаимодействия неразличимы. Кроме того, следует учесть, что отмеченные выше наклон и изрезанность кривой гистерезиса — это не уникальное явление, оно появляется очень часто и по разным причинам. Поэтому использование более сложных методов, таких как БРС, для первого наблюдения

необходимо. Следует также заметить, что информацию, полученную из кривой МОЭК, дополняют спектры БРС, чтобы удостовериться, что в этих точках имеет место антиферромагнитное ОВПС. Однако как только стало ясно, что изрезанность обусловлена антиферромагнитным ОВПС, стало возможно применить этот более простой метод для получения большого количества данных.

На рисунке 7 мы видим результат более глубокого исследования взаимодействия в виде частот мод как функции толщины промежуточного слоя Cr (в ангстремах). Это первый достаточно завершенный результат, полученный в мае 1985 г. и скопированный непосредственно из лабораторного журнала. Минимумы нижней ветви свидетельствуют об антиферромагнитном взаимодействии в этой области. Второй, неглубокий минимум понапачалу не был достаточно воспроизводимым, и о нем не сообщалось в нашей первой публикации. Кроме того, мы не были довольны подложками из  $\text{NaCl}$  из-за их чувствительности к влажности. Как только стали доступны подложки из  $\text{GaAs}$ , мы переключились на них. Наконец, АФМ взаимодействие могло наблюдаться воспроизводимо, в то время как результат, показанный на рис. 7, не демонстрировал ожидаемого периода в два монослоя. Однако это и другие теоретически ожидаемые явления, вызванные несоизмеримыми волнами спиновой плотности хрома, были обнаружены [6] годы спустя благодаря улучшению условий выращивания пленок.

В 1986 г., когда мы опубликовали наши результаты [5], вышли две другие публикации по обменному взаимодействию через промежуточный слой, а именно в  $\text{Dy}$  и  $\text{Gd}$  через промежуточный слой  $\text{Y}$ , которое наблюдалось с помощью рассеяния нейтронов (цитируется в [7]). Для  $\text{Gd}$ , как и для многих других последовавших затем примеров, эффект носил осциллирующий характер, аналогичный показанному на рис. 7.



**Рис. 7.** (а) Первое измерение взаимодействия через промежуточный слой для широкого диапазона толщин слоя Cr; измеряемой величиной являются частоты спиновых волн. Отметим, что мода ДЭ остается почти постоянной, в то время как оптическая (обменная) мода имеет два минимума, свидетельствующих об антиферромагнитном взаимодействии. (б) Оценка частот для других образцов (второй минимум не показан) относительно параметра  $J_1$ .

## 6. Открытие гигантского магнетосопротивления

Сэр Невилл Мотт предложил двухтоковую модель для описания электрического сопротивления магнитных сплавов. Эта модель основана на том факте, что в магнитных материалах сопротивление обусловлено зависящим от ориентации спина рассеянием электронов. Из-за пространственного квантования в соответствии с законами квантовой механики ориентация может быть только параллельной или антипараллельной по отношению к локальной намагниченности. Так как процессы переворота спина происходят редко, можно рассматривать ток как сумму двух токов, каждый из которых характеризуется определенной ориентацией спина электронов.

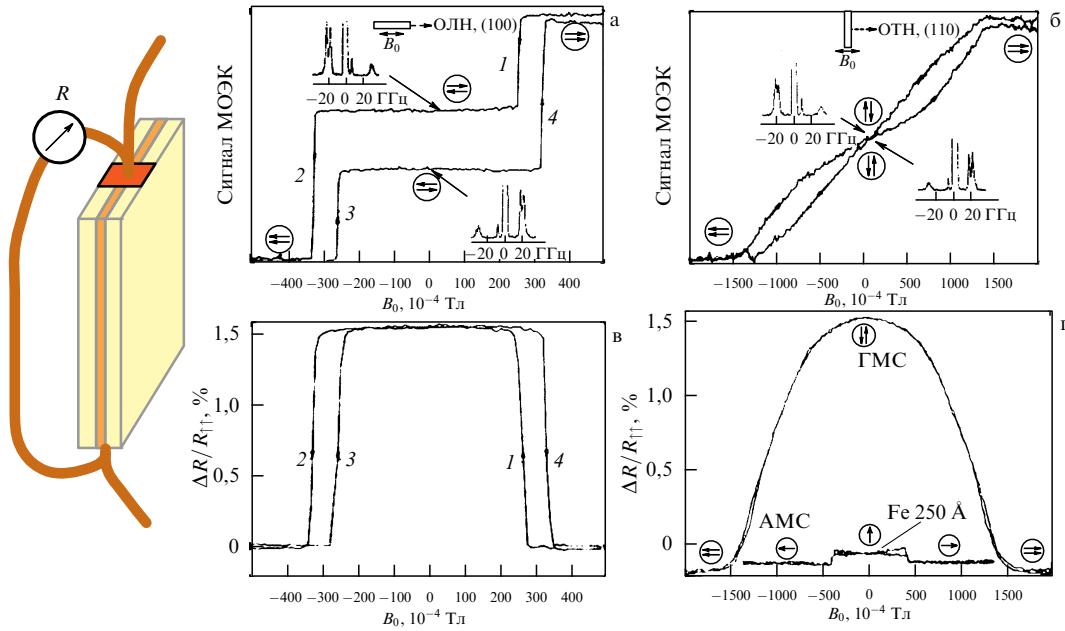
Таким образом, можно ожидать сильного изменения сопротивления, если удастся изменить направление локальной намагниченности в пределах средней длины свободного пробега электронов или даже на меньших масштабах. Там, где скорости рассеяния электронов с различными спинами различны, более вероятно увеличение полной скорости рассеяния. Так как средняя длина свободного пробега порядка 10 нм, то расстояние 1 нм, на которое разделены магнитные слои в структурах с ОВПС, полностью удовлетворяет этому условию. Мы ожидаем, что если относительная ориентация намагниченостей изменяется с параллельной на антипараллельную (как в структуре, показанной в левой части рис. 8), то сопротивление увеличится.

Чтобы расширить возможности эксперимента, мы использовали образцы, выращенные эпитаксиальным способом на GaAs с ориентацией (110). Плоскость пленки была параллельна атомной плоскости (110) и имела оси легкого и трудного намагничивания. Для толщины  $d$  отдельных пленок Fe мы выбрали  $d = 12$  нм. Толщина хрома была  $d_0 = 1$  нм, что соответствует первому максимуму антиферромагнитного взаимодействия. В качестве эталонного образца для сравнительных измерений эффекта анизотропного магнетосопротивления (AMC) мы изготовили однослойную пленку железа толщиной  $d = 25$  нм. Сбоку образ-

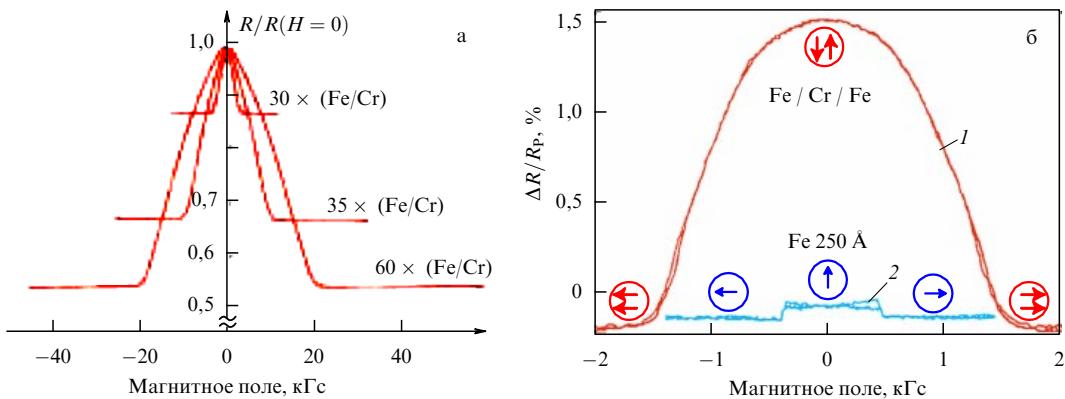
цы выглядели как длинная полоска с контактами на обоих концах.

На рисунке 8а, б мы видим петли гистерезиса МОЭК для двойных пленок с антиферромагнитным взаимодействием, когда  $\mathbf{B}_0$  направлено вдоль осей легкого и трудного намагничивания. Направления намагниченности показаны парами стрелок в кружках. Эта информация получена из интенсивностей МОЭК и показанных на рисунке спектров рассеяния. В качестве примера подробно обсудим петлю гистерезиса на рис. 8а. Поле  $\mathbf{B}_0$  приложено параллельно оси легкого намагничивания, какой является длинная ось полоски. Ясно, что для достаточно больших  $B_0$  образцы насыщаются по направлению поля (параллельное упорядочение). Если мы начинаем с параллельного упорядочения в положительном направлении вдоль поля и уменьшаем  $B_0$ , то на определенном, но все еще положительном значении  $B_0$  намагниченность одной из пленок перевернется посредством движения доменной стенки (точка 1). Следовательно, при малых полях мы имеем антипараллельное упорядочение. В отрицательном поле, в точке 2, намагниченность другой пленки также перевернется, и мы имеем насыщение. Точки 3 и 4 отмечают переворот намагниченостей при обратном изменении  $B_0$ .

Графики магнетосопротивления (МС) приведены на рис. 8в, г. Здесь мы показали относительное изменение сопротивления  $(R - R_{\uparrow\uparrow})/R_{\uparrow\uparrow}$  при проходе петли гистерезиса.  $R_{\uparrow\uparrow}$  — это сопротивление вдоль оси легкого намагничивания в состоянии насыщения. На рисунке 8г мы также показали МС для однослойной пленки железа при  $\mathbf{B}_0$ , направленном вдоль оси трудного намагничивания. Так как для больших  $B_0$  намагниченность направлена вдоль [110], а для малых — вдоль [100], максимальное изменение  $R$  на этой кривой определяет анизотропное МС, равное  $(R_{\perp} - R_{\parallel})/R_{\parallel}$  для пленки Fe толщиной 25 нм. Значение  $-0,13\%$  находится в хорошем согласии с известным из литературы значением  $-0,2\%$ . Для однослойной пленки при  $\mathbf{B}_0$ , направленном вдоль оси легкого намагничивания, не обнаружено эффекта МС, поддающегося измерению. Причина этого ясна: намагниченность всегда остается параллельной оси легкого намагничивания и переворот намагниченности происходит



**Рис. 8.** (а, б) Кривые МОЭК и спектры БРС для определения магнитного упорядочения (показано стрелками); ОЛН — ось легкого намагничивания, ОТН — ось трудного намагничивания. (в, г) Относительное изменение сопротивления, соответствующее упорядочению [8].



**Рис. 9.** Эффект ГМС (а) в многослойной структуре и (б) в двухслойной пленке железа, разделенной хромом. Для сравнения на рис. б показан эффект АМС для пленки Fe толщиной 250 Å.

только посредством движения доменной стенки. На рисунке 8г для пленки Fe/Cr/Fe мы имеем как анизотропный эффект (отрицательные значения), так и антипараллельное упорядочение (положительные значения). Нулевой уровень этого графика определяется по равенству  $R = R_{\parallel}$ .

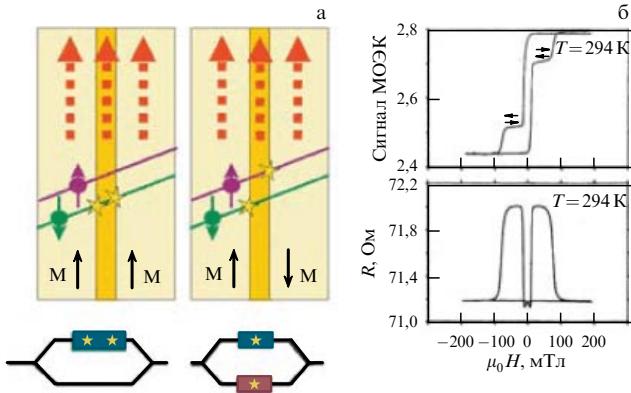
Во время открытия гигантского магнетосопротивления (ГМС) было хорошо известно, что ведущие компьютерные компании планировали развивать АМС для использования в считающих головках в накопителях на жестких дисках. Сравнение между АМС и новым эффектом (позднее термин ГМС был широко принят) подтолкнуло нас к оформлению патента на использование ГМС в накопителях на жестких дисках.

На рисунке 9 [9] сопоставлены данные измерений с использованием многослойных структур (как в Орсе, Париж) и двойных пленок (как в Юлихе). Значение для многослойной структуры, полученное в Орсе, составляющее около 80 % и приведшее к термину "гигантский", было намного превзойдено значением туннельного магнетосопротивления порядка 500 % для систем с

барьером MgO. Однако следует быть осторожными. Имеется важное различие между диэлектриками, полупроводниками и металлами. У магнитного полупроводника EuS, например, ниже точки Кюри сопротивление меняется на много порядков величины. Если мы ограничиваемся обсуждением чисто металлических систем, которые имеют важные практические применения, термин "гигантский" тоже оправдан.

Значение 1,5 % для трехслойной структуры, показанной на рис. 9б, даже меньше, но все еще остается большим по сравнению с АМС для Fe (кривая 2). На рисунке 8 эффект измерялся при различных конфигурациях внешнего поля по отношению к оси анизотропии кристалла, чтобы убедиться, что он действительно обусловлен относительной ориентацией намагниченостей. Низкие значения эффекта ГМС, показанные на рис. 8 и 9б, не являются результатом плохого качества образцов, а типичны для выбранных толщин пленок.

ГМС может наблюдаться в геометриях "ток в плоскости" и "ток перпендикулярен плоскости". Более удобной является первая, и она пригодна для большинства



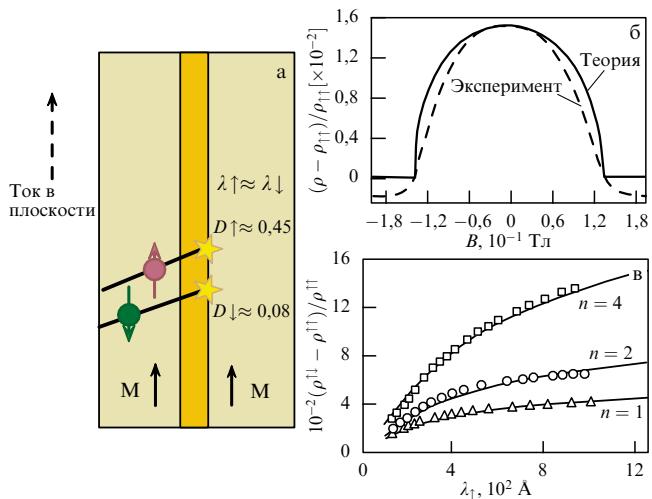
**Рис. 10.** (а) Объяснение эффекта ГМС в геометрии "ток в плоскости": спин-зависимое электронное рассеяние и перераспределение процессов рассеяния при антипараллельном упорядочении намагниченности. Антипараллельное упорядочение может быть достигнуто за счет антиферромагнитного обменного взаимодействия через промежуточный слой, как показано на рис. 9, или гистерезисными эффектами, как на рис. 10б.

применений в сенсорах (см. раздел 9). Вторая геометрия может представлять интерес для будущих разработок сенсоров.

Как уже было предложено в первой работе Альбера Ферта и его группы и позже установлено численными оценками в экспериментах [11], микроскопическое объяснение эффекта ГМС — это зависимость скорости рассеяния от ориентации (параллельной или антипараллельной) спинов электронов относительно локальной намагниченности.

Рассмотрим ситуацию на рис. 10а. Показаны две структуры: одна с параллельным, а другая с антипараллельным упорядочением намагниченостей. В идеальном случае мы пренебрегаем рассеянием электронов со спинами, параллельными локальной намагниченности. На рисунке показан только один проход от левой до правой поверхности. В этой идеальной картине нерассеянные электроны вызывают короткое замыкание, которое устраняется, когда одна из намагниченностей перевернута, и электрон со спином, направленным вверх, проникает в этот слой; при этом его спин оказывается направленным противоположно локальной намагниченности. Эквивалентные схемы для различных случаев показаны в нижней части рисунка и демонстрируют увеличение сопротивления из-за устранения короткого замыкания. В реальности, конечно, оба типа электронов рассеиваются. Для увеличения сопротивления вследствие антипараллельного упорядочения намагниченостей достаточно, чтобы один тип спина рассеивался больше, чем другой. Из симметрии конфигурации "ток в плоскости" следует, что спин-зависимое отражение от границ не влияет на эффект. Причина в том, что при отражении от границ величина импульса в направлении тока не изменяется благодаря трансляционной симметрии. В геометрии "ток перпендикулярен плоскости" ситуация иная, здесь влияют и спин-зависимое рассеяние, и спин-зависимое отражение.

Наибольшее различие в сопротивлении имеет место, когда антиферромагнитное упорядочение слоев изменяется под действием внешнего поля на ферромагнитное. Антиферромагнитное упорядочение может быть обусловлено антиферромагнитным обменом через промежуточный слой, как в образцах на рис. 9, или



**Рис. 11.** Сравнение теории и эксперимента в рамках модели Кэмли–Барнаса. (а) Асимметрия диффузионных параметров рассеяния, определяемых как  $D_\uparrow \approx 0,45$ ,  $D_\downarrow \approx 0,08$ . (б) Изменение сопротивления в зависимости от внешнего поля в предположении антиферромагнитного взаимодействия и кубической анизотропии. (в) Изменение сопротивления в зависимости от средней длины свободного пробега для многослойных структур ( $n$  — число слоев Cr).

различием коэрцитивных сил ближайших магнитных слоев, в частности пиннингом намагниченности с использованием непосредственного контакта с антиферромагнитным материалом, что известно как "обменное смещение". Если ГМС получено одним из указанных способов (кроме антиферромагнитного взаимодействия через промежуточный слой), в литературе обычно используется термин "спиновый вентиль" (spin valve), хотя здесь нет никакого различия в механизме эффекта ГМС. Такой случай показан на рис. 10б (см. также обзорную статью [9]). Образец представляет собой слоистую структуру Co/Au/Co, где одна из пленок Co нанесена непосредственно на подложку GaAs. Так как эта пленка Co деформирована больше, чем нанесенная на промежуточный слой Au, она имеет более высокую коэрцитивную силу. При перевороте намагниченности всей структуры она переворачивается позже другой пленки, в результате чего в небольшом диапазоне изменения поля имеет место антипараллельное упорядочение. На верхнем графике рис. 10б этот диапазон отмечен антипараллельными стрелками. Кривая на нижнем графике рис. 10б показывает соответствующую зависимость электрического сопротивления  $R(H)$  и его увеличение, обусловленное антипараллельным упорядочением. Как будет показано в разделе 9, два различных метода получения антипараллельного упорядочения привели к двум различным концепциям сенсоров на основе ГМС.

## 7. Гигантское магнетосопротивление: модель Кэмли–Барнаса

В то время, когда был открыт эффект ГМС, в моей группе в Юлихе находились с визитом два исследователя: Йозеф Барнас из Познани (Польша) и Боб Кэмли из Колорадо Спрингс (США). Оба — теоретики, с которыми я уже работал ранее по спиновым волнам. Вместе они разработали метод описания ГМС. Их метод основан на уравнении диффузии Больцмана в приближе-

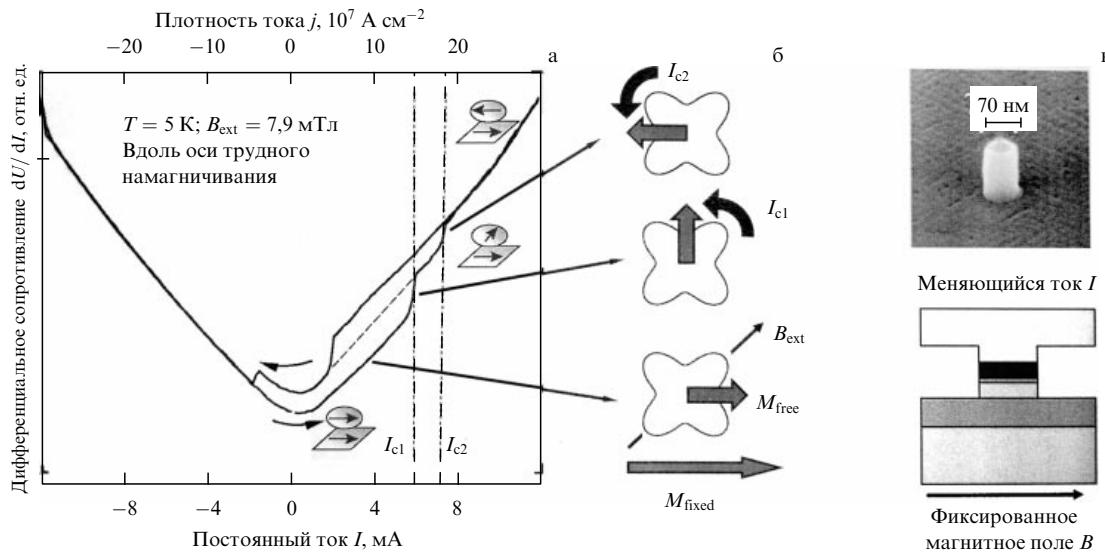


Рис. 12. Двухшаговое переключение намагниченности током в Fe/Ag/Fe. Четыре энергетически почти идентичных состояния приводят к двухшаговому переключению [13].

ний времени релаксации и скоро стал известен как модель Кэмли – Барнаса [10] (рис. 11).

## 8. Переключение намагниченности током

Эффект переключения намагниченности током может рассматриваться как обратный эффекту ГМС. В трехслойной структуре одна пленка изготавливается с фиксированной намагниченностью  $M_{\text{fixed}}$ , а другая — с намагниченностью, которая может легко поворачиваться ( $M_{\text{free}}$ ). С использованием электронолитографии образцы приготавливаются таким образом, что сильный ток может бытьложен перпендикулярно плоскости образца. Можно показать, что независимо от начальных условий, когда ток таков, что электроны движутся от пленки с  $M_{\text{fixed}}$  к пленке с  $M_{\text{free}}$ , намагниченность  $M_{\text{free}}$  поворачивается и становится параллельной  $M_{\text{fixed}}$ . Аналогично, когда ток имеет противоположное направление,  $M_{\text{free}}$  переключается в антипараллельную ориентацию. Этот эффект был предсказан Дж. Слонуски и Л. Берже и впервые наблюдался Кейтином и др. Ссылки на эти работы даны в [12], где также показан пример "обратного" эффекта переключения намагниченности током, когда два направления тока меняются ролями.

На рисунке 12 показан пример переключения намагниченности током, полученного недавно в Юлихе на эпитаксиальных образцах Fe/Ag/Fe с кубической анизотропией в плоскости, перпендикулярной оси четвертого порядка. Кривые в форме буквы U отображают сопротивление образца в геометрии "ток перпендикулярен плоскости". Сильное увеличение дифференциального сопротивления при обоих направлениях тока происходит из-за нагрева образца сильным током. Ступеньки на кривых обусловлены переключением между различными конфигурациями, как показано на рисунке, и соответствующим изменением эффекта ГМС в геометрии "ток перпендикулярен плоскости". Схемы в виде клеверного листа на рис. 12б отображают кубическую анизотропию. Намагниченности всегда переключаются между осями легкого намагничивания, направления которых на этих схемах соответствуют точкам клеверного листа, ближайшим к его центру.

## 9. Применения

Перейдем к обсуждению применений рассмотренных эффектов. Можно с уверенностью говорить, что эффект ГМС привлек к себе большое внимание, поскольку он оказал значительное влияние на развитие магнитных запоминающих устройств, в частности, накопителей на жестких дисках. С момента внедрения сенсоров ГМС-типа в качестве считывающих элементов приблизительно в 1997 г. емкость памяти увеличилась примерно в 100 раз. Внедрение ГМС-сенсоров в накопители на жестких дисках происходило особенно быстро, так как дорогу уже проложили магниторезистивные сенсоры на основе анизотропного магниторезистивного эффекта. Благодаря тому, что ГМС, по крайней мере, частично является поверхностным эффектом (заметим, что на рис. 10 процессы рассеяния намеренно изображены на границах), ГМС-сенсоры можно делать тоньше, чем сенсоры, основанные на АМС. В тонком слое эффекты размагничивания слабее, чем в толстом, к тому же желательно уменьшать поперечные размеры для считываивания более узких дорожек. В других случаях, когда малый размер не столь критичен, эффекты ГМС и АМС, существующие одновременно, могут быть сравнимыми. Наконец, ожидается, что эффект ГМС более экономически выгоден, просто потому, что при производстве на одной подложке можно получить больше чувствительных элементов.

Существуют две базовые концепции для сенсоров ГМС-типа, связанные с двумя способами получения антипараллельного упорядочения, как обсуждалось на рис. 9 и 10б. На рисунке 13 в качестве сенсорного материала использовалась многослойная структура Co/Cu, где толщина слоев Cu оптимизирована для получения антиферромагнитного взаимодействия. Его интенсивность и соответствующие свойства могут быть выбраны по эмпирической кривой взаимодействия, которая также показана на рисунке. Представлены три различных графика и таблица, иллюстрирующие эти свойства, в частности поле насыщения и чувствительность. Преимуществом этого типа сенсоров является большой ГМС-сигнал благодаря использованию многослойных структур, но имеется недостаток: такие сенсоры

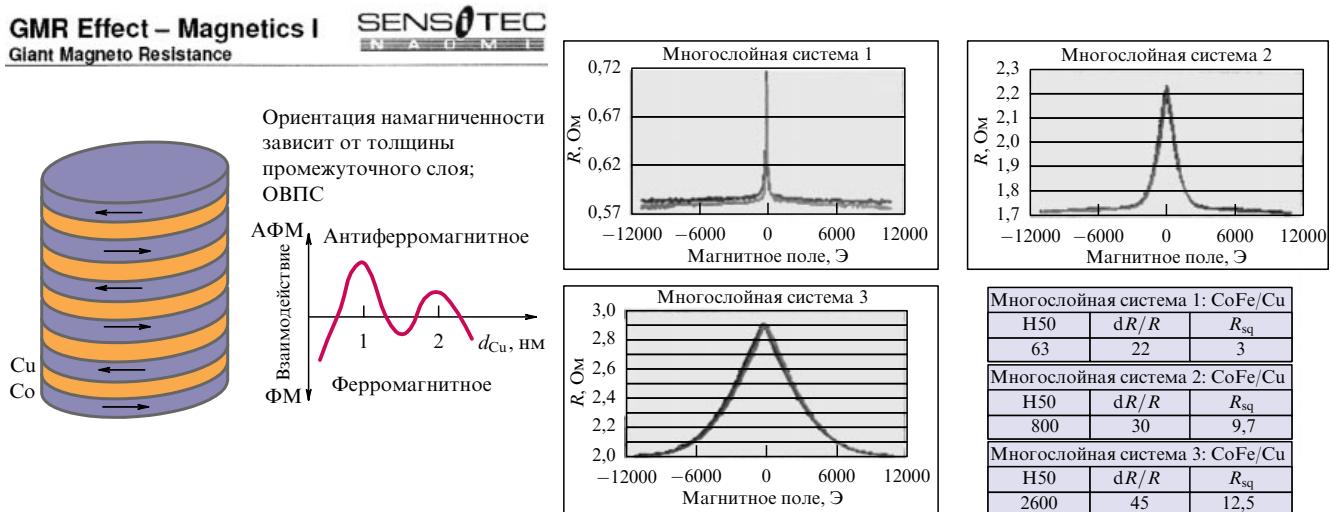


Рис. 13. Принцип работы и данные для ГМС-сенсора с антиферромагнитно взаимодействующей многослойной структурой (с разрешения NAOMI-Sensitech, Германия).

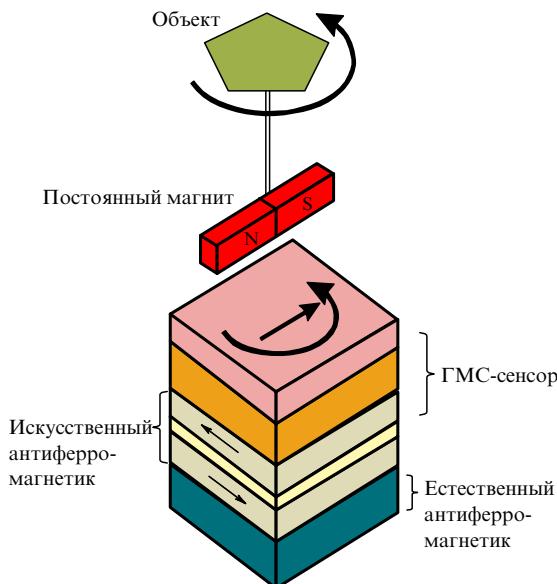


Рис. 14. Принцип работы ГМС-сенсора типа "спиновый вентиль", используемого для измерения углов поворота.

униполярны (положительные и отрицательные поля дают одинаковый сигнал, что также показано на графиках). Они не могут использоваться для магнитной записи, где полярность поля содержит существенную информацию. Однако существует много других применений в детектировании положения и движения объектов, которые либо являются магнитными, либо маркируются прикреплением к ним небольшого постоянного магнита: от детектирования зубцов шестеренок до детектирования автомобилей или даже самолетов в системах регулирования движения транспорта. В будущем на автомобильных стоянках каждое место будет оборудовано сенсором, и потребителю будет предоставяться информация о свободных местах на панели при въезде.

Другой тип ГМС-сенсора, также доступный на рынке, — это спиновый вентиль. Он состоит из закрепленного слоя с фиксированной намагниченностью (рис. 14) и свободного слоя, намагниченность которого управляется приложенным полем. Существуют разные способы, как фиксировать ориентацию намагниченности закрепленного слоя, например использование "искус-

ственных антиферромагнетиков" с полностью скомпенсированной намагниченностью, чтобы они не реагировали на приложенное поле. Затем намагниченность может фиксироваться с помощью естественных антиферромагнетиков и известного эффекта обменной анизотропии. Недостаток здесь заключается в том, что использование многослойных пленок не дает увеличения ГМС-сигналов, которые составляют в этих материалах не более 10 %. Однако их действительное достоинство в том, что они биполярные (в отличие от сенсоров первого типа положительные и отрицательные поля дают разный сигнал. — Примеч. перевод.) и, таким образом, могут использоваться в технике магнитной записи и в электронных системах навигации.

Применение антиферромагнитного взаимодействия через промежуточный слой уже упоминалось (искусственные антиферромагнетики). Это могло бы найти свое применение в сенсорах. Однако магнитные запоминающие устройства жестких дисков также выиграли от изобретения антиферромагнитного взаимодействия — улучшилась долговременная стабильность записанной информации.

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

## Список литературы

1. Grünberg P, Metawe F *Phys. Rev. Lett.* **39** 1561 (1977)
2. Grünberg P, in *Light Scattering in Solids V: Superlattices and Other Microstructures (Topics in Applied Physics, Vol. 66, Eds M Cardona, G Güntherodt)* (Berlin: Springer-Verlag, 1989) p. 303
3. Barnaś J, Grünberg P *J. Magn. Magn. Mater.* **82** 186 (1989)
4. Cochran J F, Dutcher J R *J. Appl. Phys.* **64** 6092 (1988)
5. Grünberg P, Schreiber R, Pang Y, Brodsky M B, Sowers H *Phys. Rev. Lett.* **57** 2442 (1986)
6. Unguris J, Celotta R J, Pierce D T *Phys. Rev. Lett.* **67** 140 (1991)
7. Bürgler D E, Grünberg P, Demokritov S O, Johnson M T, in *Handbook of Magnetic Materials* Vol. 13 (Ed. K H J Buschow) (Amsterdam: North-Holland, 2001) p. 1
8. Binash G, Grünberg P, Saurenbach F, Zinn W *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
9. Fert A, Grünberg P, Barthélémy A, Petroff F, Zinn W *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 1 (1995)
10. Camley R E, Barnaś J *Phys. Rev. Lett.* **63** 664 (1989)
11. Barnaś J, Fuß A, Camley R E, Grünberg P, Zinn W *Phys. Rev. B* **42** 8110 (1990)
12. Grünberg P, Bürgler D E, Dassow H, Rata A D, Schneider C M *Acta Mater.* **55** 1171 (2007)
13. Lehnstorff R, Buchmeier M, Bürgler D E, Kakay A, Hertel R, Schneider C M *Phys. Rev. B* **76** 214420 (2007)