

XIII. Спинтроника

Устройства спинтроники. Магнитные полупроводники в спинтронике. Переходные металлы в II–VI и III–V полупроводниках. Энергии d-уровней. Обменное взаимодействие между зоной и d-электроном. Замещающий Mn. Полуметаллические ферромагнитные оксиды. Классификация полуметаллов. Методы анализа поляризации. Фотоэмиссия. Магнитные туннельные переходы. Точечный контакт. Сверхпроводящий туннельный переход (метод Тедрова-Месервея). Андреевское отражение в точечном контакте. Эпитаксиальные сплавы Хейслера. Инжекция спина и спиновый транспорт в полупроводниковых устройствах спинтроники. Спин-поляризованный полевой транзистор (spin FET).

Устройства спинтроники. Спинтроника, в отличие от электроники, оперирует не электрическими зарядами носителей, а их спинами. Примеры устройств, использующих спиновые свойства, обсуждались в главе XI. Одним из наиболее ярких примеров таких устройств являются считывающие головки, использующие эффект гигантского магнитного сопротивления (GMR), спин-диоды и, разрабатываемые сейчас, спин-транзисторы. Первое поколение устройств спинтроники – это двух-контактные ферромагнитные многослойные структуры, использующие эффект GMR (см. главу XI и [1]). Они включают спин-диоды считывающих головок и неразрушающуюся магнитную память произвольного доступа – MRAM. Спин-диод – устройство, в котором поток электронов контролируется изменением направления намагниченности в части устройства. Работа спин-диодов базируется на эффекте GMR и используются в большинстве считывающих головок жесткого диска современных компьютеров. MRAM основывается на эффекте магнитных туннельных переходов и обещает прийти на смену современной динамической памяти произвольного доступа (DRAM) (см. главу XIV и [2]). Спин-зависимая проводимость этих устройств жестко зависит от спиновой поляризации ферромагнитных слоев, которые обычно являются сплавами Fe, Co и Ni с поляризацией 40% [3]. Материалы с более высокой поляризацией могут резко увеличить функциональность устройств и могут быть необходимы для нового поколения трехконтактных устройств, таких как спин-транзисторы.

Наука и технология спинтроники находятся все еще на начальном этапе своего развития. В настоящее время еще не совсем ясно, какие окончательные черты примут устройства спинтроники. Дискутируется вопрос о возможности полного использования обеих степеней свободы, спиновой и зарядовой, что позволило бы осуществлять кубитные операции, требуемые для квантового компьютера. Кубит (qubit-quantum bit) – фундаментальная частица (квант) в квантовом компьютере, определяемая спиновым состоянием. Электрон или дырка с определенным спиновым состоянием, в принципе, могут быть таким кубитом. Важнейшим требованием к кубиту является сохранение спинового состояния достаточно долго для выполнения числовых операций.

Магнитные полупроводники в спинтронике

В силу их квантовомеханических свойств, носители в ферромагнитных материалах, таких как Fe, Co и Ni являются спин-поляризованными. Поляризация происходит из-за дисбаланса между электронами со спином «вверх» и со спином «вниз». Носитель сохраняет свою поляризацию спина до тех пор, пока он не столкнется с другим магнитным атомом или не провзаимодействует с решеткой за счет спин-орбитальной связи. До сих пор используются в основном ферромагнитные металлы как контактные электроды в диодных устройствах, хотя давно известно, что

ферромагнитными свойствами обладает также ряд полупроводников, легированных ферромагнитными элементами. Один из основных барьеров, которые необходимо преодолеть для практического использования полупроводниковых устройств спинтроники, это разработка спин-поляризованных материалов с более высокой точкой Кюри и с более высокими функциональными свойствами, которые позволяли бы эффективно инжектировать спин-поляризованные носители, транспортировать, управлять ими в полупроводниковых гетероструктурах.

В конце 80-х годов был получен новый класс неравновесных слаболегированных магнитных полупроводников (СЛМП), на основе АЗВ5 и слаболегированных до концентраций в несколько атомных процентов [4]. Это открытие проложило тропинку от экспериментов по спиновой инжекции в ферромагнетиках к аналогичным исследованиям в полупроводниках [5]. С тех пор были исследованы многие материалы. Среди перспективных рассматриваются полупроводники АЗВ5 и А2В6, полуметаллические ферромагнитные оксиды и сплавы Хейслера. Рассмотрим особенности, связанные с этими материалами.

В ранних работах по ферромагнитным Cr-легированным шпинелям и каменной соли, и Eu- and Mn- содержащим халькогенидам наблюдались интересные эффекты, связанные с комбинацией ферромагнитных явлений и полупроводниковыми свойствами. Однако проблема заключалась в относительно низкой температуре Кюри T_c у этих материалов, обычно $T_c < \approx 100$ К. Ферромагнитные свойства СЛМП обеспечиваются 3d- переходными или 4f –редкоземельными элементами оболочки. Типичные примеры: $Cd_{1-x}Co_xSe$, $Ga_{1-x}Mn_xAs$, $Pb_{1-x}Eu_xTe$, в некотором отношении Si:Er. Интенсивные исследования СЛМП были начаты в поздних 1970-х годах [6-8], когда высокоочищенный Mn был использован для роста массивных образцов А2В6(Mn) с помощью различных модифицированных методов Бриджмана. Быстрый прогресс в исследовании СЛМП в 1990-е годы связан с использованием для роста кристаллов условий далеких от равновесных, таких как в молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), лазерной абляции. Такими методами достигаются концентрации магнитных примесей существенно более высокие, чем равновесный предел растворимости. В случае А2В6 компаундов, дивалентные примесные атомы снабжают как спинами, так и дырками, использование низкотемпературного метода МЛЭ позволяет получить, допустим, в $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с x до 0.07 и концентрацией дырок более 10^{20} см⁻³. Обнаружение индуцированного носителями ферромагнетизма в соединениях А2В6, содержащих несколько процентов Mn [9,10], в которых T_c может превышать 100 К [11] и, последовавшее за этим предсказание [12] и обнаружение [13,14] ферромагнетизма в р-типах (А2, Mn)В6 материалах, открывает новые области исследований.

Переходные металлы в II–VI и III–V полупроводниках. Энергии d-уровней.

Вонсовским была предложена модель электронной структуры в материалах с локализованными магнитными моментами [15]. В соответствии с этой моделью имеется два типа электронных состояния: (1) обычные зона проводимости и валентная зона, построенные преимущественно из внешних s и p орбиталей атомов матрицы и (2) сильно локализованные состояния, обусловленные d-оболочкой переходных металлов. Два графика на рис.12.1 показывают донорные [D(0/+), треугольники] и акцепторные [A(0/-), квадратики] уровни (2)-го типа, соответственно, в полупроводниках II–VI и III–V. Относительное положение уровней примесных атомов и краев зон материалов установлено из электрических свойств гетероструктур [17,18]. Диаграмма на рис. 12.1 дает возможность оценить

электрическую активность примеси данного переходного металла в данном



Рис. 13.1. Примерное положение d-уровней примесных переходных элементов относительно краев зон проводимости (светлые столбики) и валентной (заштрихованные столбики) в (а) II–VI и (b) в III–V соединениях [16].

материале и изменение зарядового состояния примеси при внедрении. В частности, примесь отдает электрон, если соответствующее донорное состояние находится выше дна зоны проводимости (например, Sc в CdSe), или дырку, если акцепторное состояние находится ниже верхнего края валентной зоны (например, Mn в GaAs). При этом, в соответствии с правилом Хунда, локализованный на переходном металле спин должен принимать максимальное значение (см главу III и табл. 3.3).

Обменное взаимодействие между зоной и d-электроном. Особые свойства СЛМП проистекают из сильного спин-зависимого взаимодействия между электронами в sp полосе полупроводника и электронами на d-оболочке примеси. Это взаимодействие является одной из форм обменного взаимодействия Гейзенберга с гамильтонианом $H = -J\mathbf{sS}$ [7,8,19,20], где J – обменный интеграл между спином основных носителей (\mathbf{s}) и переходного элемента (\mathbf{S}). В частности, s-электрон в зоне проводимости испытывает s-d обменное взаимодействие с энергией $J_{sd} \approx 0.2$ эВ (для Sc в CdS, например). Энергия взаимодействия много слабее для дырок в валентной зоне, локализованных главным образом на анионах. Однако симметрия допускает гибридизацию p-дырок и d-состояний переходных металлов. Это приводит к спин-зависимому взаимодействию, т.н. кинетическому обмену, характеризующемуся достаточно большой энергией $|J_{pd}| \approx 1$ эВ [7,8,19, 20]. Это sp-d обменная связь приводит к расщеплению полос, пропорциональному намагничению M локализованного магнитного момента.

Замещающий Mn. Равновесный предел растворимости переходных металлов

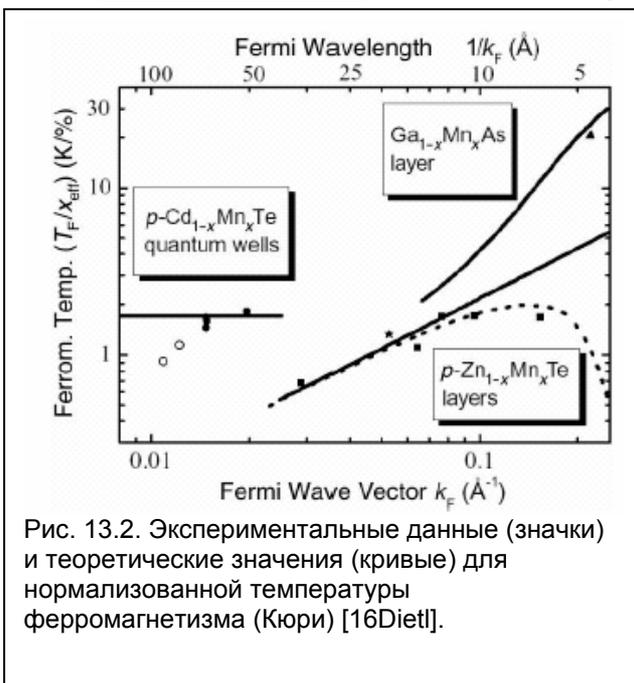


Рис. 13.2. Экспериментальные данные (значки) и теоретические значения (кривые) для нормализованной температуры ферромагнетизма (Кюри) [16Dietl].

в интересующих материалах низок. Необходимая концентрация достигается либо низкотемпературной эпитаксией, либо ионной имплантацией. Исключением является высокая растворимость Mn в полупроводниках II-VI. Это связано с тем, что d-состояние Mn не сильно возмущает sp^3 -связи матрицы, поскольку, как это видно из рис. 13.1, оба уровня, d^5 (донорный) и d^6 (акцепторный) располагаются, соответственно, заметно ниже и заметно выше краев зон. Т.о. Mn не вносит и не связывает носители, но придает локализованный спин ($S = 5/2$ за счет $3d^5$ -орбитали в Mn^{2+} , см. Табл. 3.3). В свою очередь, в III-V-соединениях, где Mn замещает трехвалентные катионы,

образуется акцепторное состояние $3d^4$ в Mn^{3+} , Табл. 3.3, в валентной зоне, по крайней мере в антимонидах и арсенидах. В этом случае примесь поставляет как дырки, так и локализованные спины, поскольку основное состояние Mn соответствует конфигурации d^5+h .

Температура Кюри (или ферромагнетизма) является одним наиболее важным параметром данной ферромагнитной системы. На рис. 13.2. приведены экспериментальные данные (значки) и теоретические значения (кривые) для нормализованной температуры ферромагнетизма (Кюри) в функции волнового вектора на поверхности Ферми. Температура отнесена к концентрации (ат.%) Mn. Данные приведены для $Ga_{1-x}Mn_xAs$ (темные треугольники) [11], $Zn_{1-x}Mn_xTe:N$ (темные квадраты)[14-10], квантовые ямы $p-Cd_{1-x}Mn_xTe$ (кружки)[13,21], и $Zn_{1-x}Mn_xTe:N:P$ (темные звездочки) [22]. Сплошные кривые – расчеты по многозонной модели Зенера [23] для 3D и 2D. Пунктирная кривая – расчет по модели RKKY (Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida) осцилляций [14].

Другим важным параметром, характеризующим ферромагнитные материалы, является *степень поляризации P* носителей в зоне. Величина P возрастает с ростом отношения величины зонного расщепления для намагниченности в насыщении к энергии Ферми. Теоретически P может достигать 80% при низких

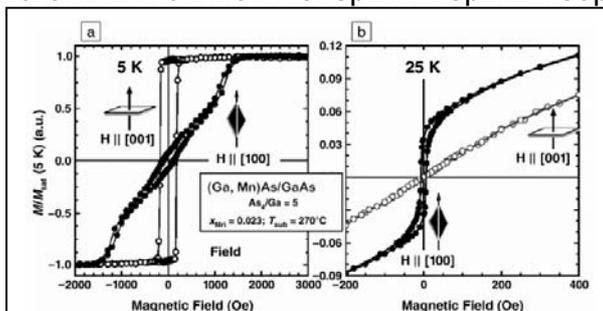


Рис. 13.3. Кривые гистерезиса для (a) 5 К и (b) 25 К для параллельной (темные символы) и перпендикулярной (светлые символы) ориентаций эпитаксиальных слоев (Ga,Mn)As/GaAs(001) по отношению ко внешнему магнитному полю [25, 26].

температурах для типичных концентраций Mn и дырок в (Ga, Mn)As [23] и 100% сразу ниже T_C в модулированном образом легированном (Cd, Mn)Te, где концентрация дыр относительно мала [13,24]. В соответствии с теорией среднего поля, отношение спонтанной намагниченности к намагниченности в насыщении M/M_{sat} растет с уменьшением температуры по закону, описываемому функцией Бриллюэна, которая ведет к зависимости $M/M_{sat} \sim (T_C - T)^{1/2}$ при T близком к T_C и $1 - M/M_{sat} \sim T^{5/2}$ при $T \ll T_C$. Ввиду того, что концентрация носителей не увеличивается при

понижении температуры соотношение между M и P линейно и ни одна из этих величин не следует функции Бриллюэна.

На рис. 13.3 изображены кривые гистерезиса для (a) 5 К и (b) 25 К для

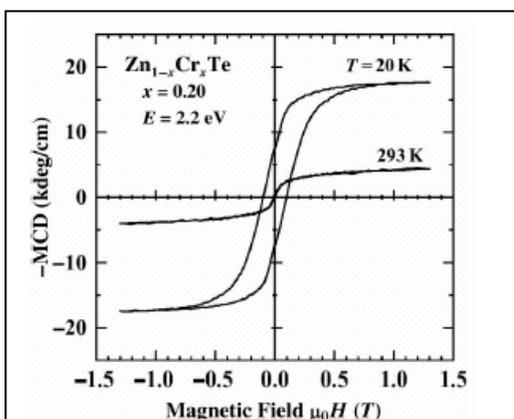


Рис. 13.4. Зависимость эффекта магнитного циркулярного дихроизма от внешнего магнитного поля в пленки $Zn_{1-x}Cr_xTe$ ($x=0.20$) [27.71Kar].

параллельной (темные символы) и перпендикулярной (светлые символы) ориентаций эпитаксиальных слоев (Ga, Mn)As/GaAs(001) по отношению ко внешнему магнитному полю. Обратный характер кривой гистерезиса свидетельствует о перевороте оси легкой намагниченности в интервале между этими двумя температурами.

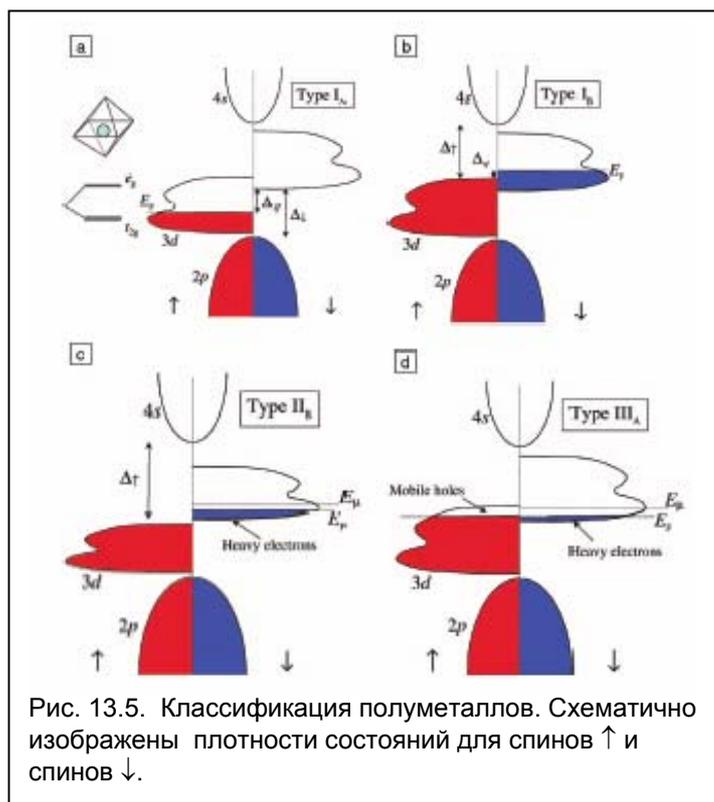
Ферромагнетизм обнаруживается не только в прямых измерениях намагниченности, обычно демонстрируемых петлей гистерезиса, но и в зависимости эффекта магнитного циркулярного дихроизма (MCD-magnetic circular

dichroism) от внешнего магнитного поля, как это продемонстрировано на рис. 13.4 для пленки $Zn_{1-x}Cr_xTe$ ($x=0.20$). Эффект MCD изображен в углах вращения вектора поляризации на единицу пути (1 см) света ($E = 2.2$ эВ). Этот результат показывает, что ферромагнетизм в этом материале существует даже при комнатной температуре [27].

Полуметаллические ферромагнитные оксиды.

Полуметаллы – это необычные ферромагнетики, которые имеют электроны на уровне Ферми в односпиновом состоянии, либо вверх \uparrow , либо вниз \downarrow . Они являются, в принципе нормальными металлами, но электроны с противоположным спином имеют щель в их плотности состояний на уровне Ферми $N(E_F)$, поэтому они не дают вклада в проводимость. Поэтому носители имеют степень поляризации $P = 100\%$. Примером является CrO_2 , наиболее изученный из них. Полуметаллические свойства теряются с увеличением температуры и концентрации дефектов. К полуметаллам, которые в настоящее время имеют наилучшие перспективы в спинтронике относятся Fe_3O_4 и, возможно, окислы полупроводников, такие как ZnO , легированный Co ($ZnO:Co$).

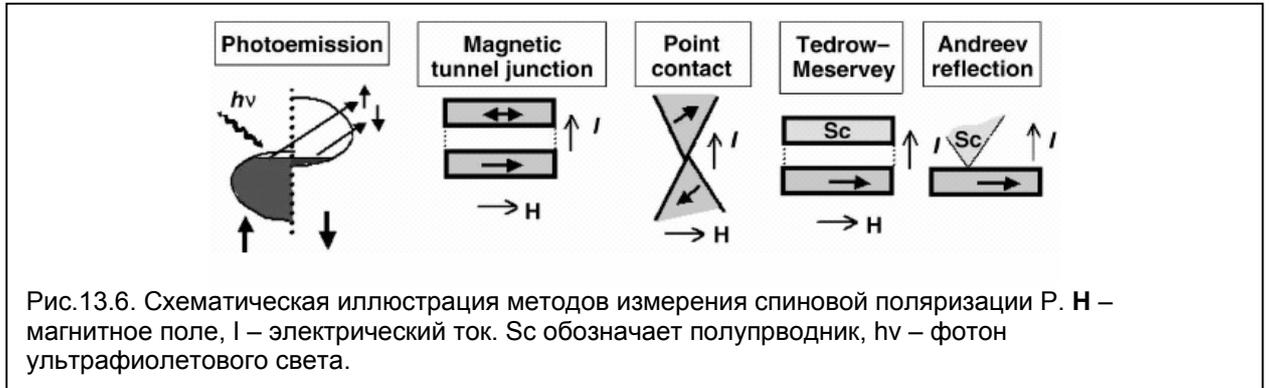
Ни один (чистый) элемент не является полуметаллом. У кобальта и никеля



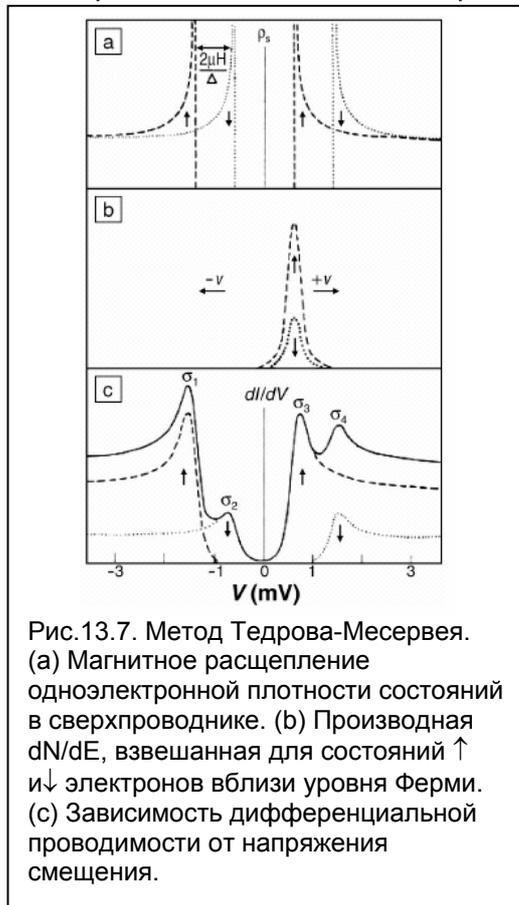
расщепление d-полосы за счет обменного взаимодействия происходит таким образом, что все пять $3d\uparrow$ подболочек заполнены, и только $3d\downarrow$ подболочки пересекают уровень Ферми. Однако, нерасщепленная 4s полоса в зоне проводимости означает, что как \uparrow , так и \downarrow электроны присутствуют на E_F . Чтобы получился полуметалл, необходимо, чтобы дно 4s-полосы поднялось выше E_F . Это можно сделать, сформировав оксид. В этом случае, сильное перекрытие 4s-состояний металла и 2p-состояний кислорода создают гибридную щель в несколько эВ. Состояния 3d оказываются в щели.

К сожалению, мало оксидов являются металлами, еще меньше – ферромагнетиками, и немногие из этих имеют обменную энергию, чтобы соответствовать полуметаллам. Но даже тогда обмен может быть недостаточным, чтобы поднять точку Кюри выше комнатной температуры и дать возможность практического применения. Кандидаты для такого применения: CrO_2 , Fe_3O_4 , $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и Sr_2FeMoO_6 .

Классификация полуметаллов. На рис. 13.5 схематично изображены плотности состояний полуметаллов для спинов \uparrow (красный цвет) и спинов \downarrow (синий цвет) для различных типов полуметаллов. E_F – уровень Ферми, E_g – граница подвижности электронов, Δ – щель для электрона с определенным спином, и Δ_{sf} щель



для опрокидывания спина. Отражены следующие типы полуметаллов: (a) тип I_A (например, CrO₂) и (b) тип I_B (например, Sr₂FeMoO₆) полуметаллы имеют, в зависимости от того заполнена ли 3d полоса менее или более, чем на половину, только электроны \uparrow или \downarrow на поверхности Ферми, со щелью для других направлений спина. (c) Полуметаллы типа II подобны полуметаллам типа I, но имеют узкие зоны. Электроны локализованы, формируют малые поляроны, имеющие малую подвижность и большую массу, проводимость реализуется путем прыжков с большим искажением окружающей решетки. Изображенная схема соответствует типу II_B (например, Fe₃O₄).



Стехиометрические окислы типа I и типа II имеют целое число магнетонов Бора на ячейку. Полное число ($n\uparrow + n\downarrow$) есть целое число. Поскольку одна из подсистем \uparrow и \downarrow имеет либо полностью заполненные, либо полностью вакантные подполочки, которые разделены щелью, то ($n\uparrow - n\downarrow$) также имеет целочисленное значение, стало быть $n\uparrow$ и $n\downarrow$ тоже целые. Однако спин-орбитальное взаимодействие, дефекты, температура стремятся разрушить полуметалличность. Строго говоря вышеприведенные рассуждения справедливы

для $T=0K$. (d) Тип III полуметаллов имеет смесь делокализованных электронов со одним спином и локализованных электронов с другим спином. Схема показана для полуметалла III_A (например, La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃). На иллюстрации слева от (a) схематично показан катион в конфигурации октаэдрического кислорода и расщепление

одноэлектронного уровня в t_{2g} и e_g состояния. В твердом теле эти состояния расщепляются и дают 3d-полосы.

Методы анализа поляризации.

На рис. 13.6 схематично показаны применяемые методы анализа спиновой поляризации

$$P = \{N_{\uparrow}(E_F) - N_{\downarrow}(E_F)\} / \{N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)\}, \quad (13.1)$$

где $N_{\uparrow,\downarrow}(E_F)$ – плотности состояний с определенным направлением спина. Эти методы могут быть либо прямым спин-избирательным измерением плотности состояний, либо измерением спин-зависимого транспорта носителей. Большинство методов базируется на эффекте туннелирования или точечном контакте для транспорта электронов из исследуемого материала в пробный электрод, где спиновая поляризация анализируется. Часто спиновая поляризация определяется как взвешенная функция состояний

$$P = \{N_{\uparrow}(E_F)w_{\uparrow} - N_{\downarrow}(E_F)w_{\downarrow}\} / \{N_{\uparrow}(E_F)w_{\uparrow} + N_{\downarrow}(E_F)w_{\downarrow}\}, \quad (13.2)$$

Фотоэмиссия. В методе спин-разрешающей фотоэмиссии электроны испускаются из поверхности материала и детектируются в вакууме, с использованием моттовского анализатора (детектора, чувствительного к спину электрона). Это наиболее прямой метод, но он ограничен по энергетическому разрешению и по глубине в пределах верхних 5-10 Å материала, что делает анализ чувствительным лишь к поверхностным состояниям и примесям.

Магнитные туннельные переходы. Формируется планарный туннельный переход из двух ферромагнитных слоев, разделенных тонким изолирующим барьером, обычно Al_2O_3 или $SrTiO_3$. Поляризацию измеряют по электрическому сопротивлению такого сэндвича. Магнитосопротивление

$$MR = (R_p - R_{ap}) / R_{ap}, \quad (13.4)$$

где R_p и R_{ap} – сопротивление в параллельной и антипараллельной конфигурации. Значение P получают в предположении, что каждый спиновый канал пропорционален соответствующей плотности состояний в каждом электроде. Если электроды одинаковы, то получается формула Джуллиере (Jullière):

$$MR = 2P^2 / (1 + P^2) \quad (13.5)$$

Проблема заключается в чувствительности MR к электронным состояниям на поверхности и к выбору материала барьера [28]. Измеряемое MR – не столько свойство ферромагнетика, сколько характеристика данного устройства.

Точечный контакт. Это может быть туннельный переход или путь баллистического транспорта. В обоих случаях, измеряется магнитосопротивление из которого определяется поляризация. Проблему в контроле относительной ориентации двух ферромагнетиков можно обойти путем повторных измерений на многих различных контактах или на спрессованном из порошка образце, содержащем статистическое распределение контактов.

Сверхпроводящий туннельный переход (метод Тедрова-Месервея). Тедров и Месервей предложили использовать сверхпроводящий электрод и ферромагнитный электрод для исследования плотности спиновых состояний [29]. Вероятность туннелирования пропорциональна свертке плотности состояний ферромагнетика и симметричной плотности состояний сверхпроводника, которые расщепляются в сильном магнитном поле. Часто используется алюминий как сверхпроводящий электрод поскольку он имеет высокое критическое поле в тонкопленочной форме и его природная окисная пленка служит хорошим изолирующим барьером. Измеряется

проводимость по которой рассчитывается поляризуемость. На рис. 13.7. приведен пример таких измерений с четырьмя ассиметричными максимумами. В первом приближении, спиновая поляризация ферромагнитного электрода вычисляется как

$$P = [(\sigma_4 - \sigma_2) - (\sigma_1 - \sigma_3)] / [(\sigma_4 - \sigma_2) + (\sigma_1 - \sigma_3)], \quad (13.6)$$



Рис. 13.8. (а) Зависимость проводимости от смещения $\sigma(V)/\sigma_n$ для чистого точечного андреевского контакта между сверхпроводником и металлом, рассчитанные для различной поляризации. (б) экспериментальные результаты показаны для контакта Pb/CrO_2 вместе с расчетной кривой для $P = 98.4\%$. (с), (д) – схематическая иллюстрация процесса андреевского рассеяния.

где σ – проводимость.

Андреевское отражение в точечном контакте. В этом случае точечный контакт создается между сверхпроводником и исследуемым металлом либо механически, либо нанолитографически. Андреевское отражение – это процесс конверсии квазичастиц в сверхпроводящий ток при инжектировании электронов в сверхпроводник. Электроны могут войти как квазичастицы извне сверхпроводящей щели 2Δ , но в пределах щели электроны могут войти только как пары Купера с противоположным спином и волновым вектором. Этот процесс требует отражения дырок назад в металл. В результате, инжекция из металла с $P = 0$

удваивает проводимость при смещении в области щели, в то время как инжекция из полуметалла с $P = 1$ полностью блокируется и дает нулевой ток в щели [30]. Когда интерфейс чист, проводимость масштабируется линейно с P , как показано на рис. 12.8. Значение может быть определено с помощью отношения проводимости при нулевом смещении $\sigma(0)$ и нормальной проводимостью σ_n , в соответствии с

$$\sigma(0)/\sigma_n = 2(1-P). \quad (13.7)$$

Когда интерфейс не чист, то необходимо анализировать всю кривую проводимости, используя модели, которые инкорпорируют рассеяние на интерфейсе для извлечения спиновой поляризации.

Эпитаксиальные сплавы Хейслера.

Идеальный материал спинтроники должен осуществлять транспорт носителей только одного спина через интерфейс без потерь спинов на опрокидывание, должен иметь температуру Кюри выше комнатной. Помимо этого, желательно, чтобы материал имел кристаллическую структуру и параметры решетки совместимые с полупроводниковыми материалами. Сплавы Хейслера – это большой класс материалов, перспективных для полупроводниковой спинтроники во многих отношениях. Структура некоторых материалов приведена на рис. 13.9. На рис. 13.10 показана зависимость параметров решетки от состава для некоторых сплавов Хейслера. Видно, что параметры решеток варьируются в достаточно широких пределах без изменения структуры, что позволяет хорошо интегрироваться с полупроводниковыми материалами. Большинство сплавов Хейслера – ферромагнетики с $T_c \sim$ от 200K до 1100 K [31-33]. Предсказано, что ряд полухейслеровских сплавов ($NiMnSb$, $PtMnSb$) и полных хейслеровских сплавов (Co_2MnSi , Co_2MnGe , Co_2MnSn , Fe_2MnSi) имеют до 100% поляризации на уровне Ферми, что

делает их полуметаллами. Высокая поляризация подтверждается экспериментально [34,35,36-39].

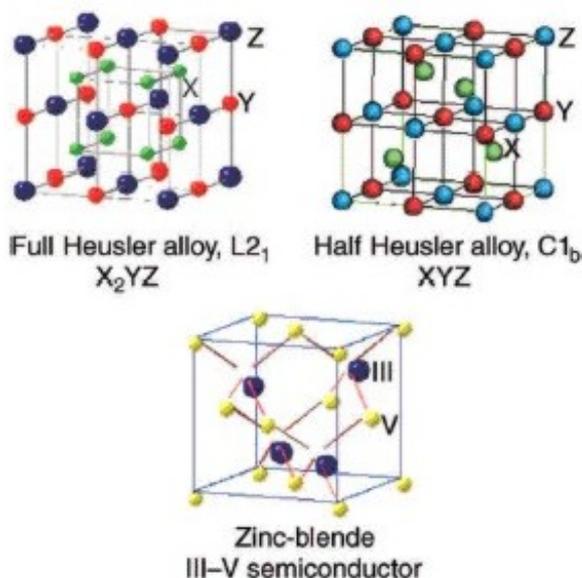


Рис. 13.9. Решетки сплавов Хейслера.

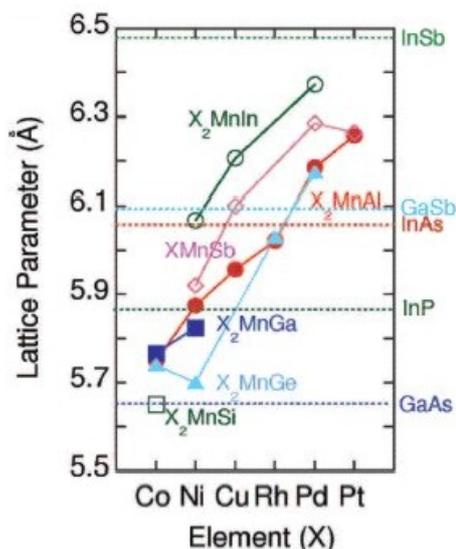


Рис.13.10. Параметры решеток в некоторых сплавах Хейслера.

Сплав Хейслера	Ni ₂ MnAl	Ni ₂ MnGa	Ni ₂ MnGe	Ni ₂ MnIn _{0.7}	Ni ₂ MnIn	Co ₂ NiGa	Co ₂ MnGa
T _C (K)	350	340	320	290	170	670	690

Инжекция и транспорт спина в полупроводниковых устройствах спинтроники

Традиционные подходы в микро(нано)электронике могут исчерпать себя к 2010 году [40]. Полупроводниковые гетероструктуры, которые используют спин как новую степень свободы, предлагают принципиально новые возможности и улучшают функциональные свойства традиционных устройств.

Одно из наиболее ранних предложений для полупроводниковой спинтроники – *спин-поляризованный полевой транзистор (spin FET)* [41]. В нем контакты истока и стока – ферромагнитные, предназначенные для инжекции и детектирования спин-поляризованных электронов, транспортируемых в канале с высокой подвижностью. Проводимость в FET должна зависеть от ориентации спинов в канале, которая контролировалась бы намагниченностью затвора относительно намагниченности контакта стока, реализуя основанный на спине способ управления. Если намагниченности источника и стока контролируются независимо, используя методы, развитые для магнитной памяти, такое устройство было бы неразрушаемой и программируемой операцией со спином намагниченности как в виртуальном четырехконтактном приборе. Это предложение и другие концепции, включая спин-

зависимые резонансные туннельные диоды (spin-RTDs) [42-47], стробированные спин-когерентные приборы [48,49], спин-поляризованные световые диоды (spin-LEDs) [50], и туннельные магниторезистивные устройства [51], симулировали огромный интерес в этой быстро развивающейся области.

Уже упоминалось, что время жизни определенного состояния спина в пределах транспорта по прибору или диффузионная длина должны быть адекватными. В настоящее время уже получены длины диффузии спинового состояния в несколько микрон [52,53] и времена жизни >100 нс [54,55], например, в оптически накачанном GaAs. Продемонстрирован ряд успешных методов манипуляции [45,48,49] и детектирования [43,50,52,56-58] состояния спиновой системы.

Однако, проблема эффективной и практически приемлемой инжекции примесей остается.

Схема спин-светового диода (spin-LED) показана на рис.13.11 [50]. Спин-поляризованные носители инжектируются из контакта, радиационно объединенного с полупроводником, в данном случае с квантовой ямой AlGaAs/GaAs(001). Если носители сохраняют свою спиновую поляризацию, испускаемый свет будет иметь циркулярную поляризацию. Квантовые правила

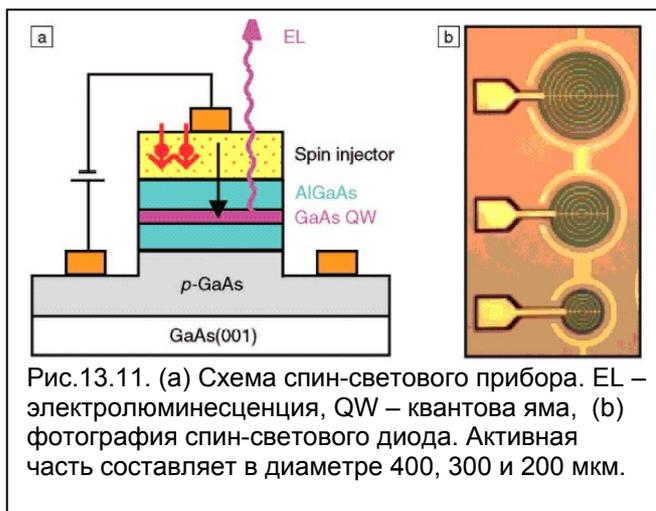


Рис.13.11. (а) Схема спин-светового прибора. EL – электролюминесценция, QW – квантовая яма, (б) фотография спин-светового диода. Активная часть составляет в диаметре 400, 300 и 200 мкм.

отбора, описывающие радиационную рекомбинацию устанавливают прямую фундаментальную связь между циркулярной поляризацией света, испускаемого вдоль нормали к поверхности, P_{circ} , и спин-поляризацией электронов, P_{spin} [59,60]. Для QW-GaAs, $P_{\text{spin}} = P_{\text{circ}}$, в то время как для объемного GaAs, $P_{\text{spin}} = 2P_{\text{circ}}$. Т.о. спин-диод позволяет количественный и модельно независимый анализ поляризации спина носителей в полупроводнике, инжектированных из любого контакта или интерфейса.

Практическое использование спин-диодов (возможное): интегрированные химические сенсоры, или передача информации с помощью спин-кодов.

Литература

1. M. Ziese and M.F. Thornton, eds., *Spin Electronics* (Springer, Berlin, 2001).
2. G.A. Prinz, *Science* **282** (1998) p. 1660.
3. D.J. Monsma and S.S.P. Parkin, *Appl. Phys Lett.* **77** (2000) p. 720
4. H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, A. Segmuller, L.L. Chang, and L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) p. 18491.
5. R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, and L.W. Molenkamp, *Nature* **402** (1999) p. 787
6. R.R. Galazka, in *Proc. 14th Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, Inst. Phys. Conf. Ser. **43**, edited by B.L.H. Wilson (Institute of Physics, Bristol, 1978) p. 133
7. T. Dietl, in *Physics in High Magnetic Fields*, Springer Series in Solid-State Physics, Vol. 24, edited by S. Chikazumi and N. Miura (Springer, Berlin, 1981) p 344

8. J.K. Furdyna and J. Kossut, eds., *Diluted Magnetic Semiconductors, Semiconductors and Semimetals*, Vol. 25, R.K. Willardson and A.C. Beer, series editors (Academic Press, New York, 1988).
9. H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnár, and L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) p. 2664.
10. H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) p. 363
11. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, *Phys. Rev. B* **57** (1998) p. R2037
12. T. Dietl, A. Haury, and Y. Merle d'Aubigné, *Phys. Rev. B* **55** (1997) p. R3347
13. A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl, and Y. Merle d'Aubigné, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) p. 511.
14. D. Ferrand, J. Cibert, A. Wasiela, C. Bourgognon, S. Tatarenko, G. Fishman, T. Andrearczyk, J. Jaroszyński, S. Koleśnik, T. Dietl, B. Barbara, and D. Dufeu, *Phys. Rev. B* **63** (2001) 085201
15. S.V. Vonsovskii, *Magnetism* (John Wiley & Sons, New York, 1974).
16. T. Dietl and H. Ohno, *MRS Bulletin*, v.**28** (2003) no.10, p. 714
17. A. Zunger, in *Solid State Physics*, Vol. 39, edited by H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1986) p. 275.
18. J.M. Langer, C. Delerue, M. Lannoo, and H. Heinrich, *Phys. Rev. B* **38** (1988) p. 7723.
19. T. Dietl, in *Materials, Properties and Preparations*, edited by S. Mahajan, *Handbook on Semiconductors*, 2nd ed., Vol. 3B, edited by T.C. Moss (North-Holland, Amsterdam, 1994) p. 1251.
20. P. Kacman, *Semicond. Sci. Technol.* **16** (2001) p. R25.
21. J. Cibert, D. Ferrand, H. Boukari, S. Tatarenko, A. Wasiela, P. Kossacki, and T. Dietl, *Physica E* **13** (2002) p. 489.
22. T. Andrearczyk, et al, in *Proc. 25th Int. Conf on Physics of Semiconductors*, edited by N. Miura and T. Ando (Springer, Berlin, 2001) p. 235.
23. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63** 195205 (2001).
24. H. Boukari, P. Kossacki, M. Bertolini, D. Ferrand, J. Cibert, S. Tatarenko, A. Wasiela, J.A. Gaj, and T. Dietl, *Phys. Rev. Lett.* **88** 207204 (2002).
25. T. Dietl and H. Ohno, *Mrs Bulletin*, **28** (2003) 714
26. T. Shono, T. Hasegawa, T. Fukumura, F. Matsukura, and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) p. 1363.
27. G. Karczewski, et al, *J. Supercond./Novel Magn.* **16** (2003) p. 55.
28. J.M. de Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J.P. Contour, F. Montaigne, and P. Seneor, *Science* **286** (1999) p. 507.
29. R. Meservey and P.M. Tedrow, *Phys. Rep.* **238** (1994) p. 173.
30. R.J. Soulen Jr., et al, *Science* **282** (1998) p. 88.
31. P.J. Webster, *J. Phys. Chem. Solids* **32** (1971) p. 1221.
32. K.H.J. Buschow, P.G. van Engen, and R. Jongebreur, *J. Magn. Magn. Mater.* **38** (1983) p. 1.
33. P. J. Brown, K.U. Neumann, P.J. Webster, and K.R.A. Ziebeck, *J. Phys.: Condens. Matter* **12** (2000) p. 1827.
34. S. Fujii, S. Ishida, and S. Asano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **64** (1995) p. 185.
35. K.E.H.M. Hanssen, P.E. Mijnders, L.P.L.M. Rabou, and K.H.J. Buschow, *Phys. Rev. B* **42** (1990) p. 1533
36. S. Ishida, T. Masaki, S. Fujii, and S. Asano, *Physica B* **245** (1998) p. 1.
37. S. Ishida, S. Fujii, H. Nagayoshi, and S. Asano, *Physica B* **254** (1998) p. 157.

38. I. Galanakis, *J. Phys.: Condens. Matter* **14** (2002) p. 6329.
39. G.A. de Wijs and R.A. de Groot, *Phys. Rev. B* **64** 020402 (2001)
40. H.S.P. Wong, D.J. Frank, P.M. Solomon, C.H.J. Wann, and J.J. Welser, *Proc. IEEE*, Vol. 87 (Institute of Electrical and Electronics Engineers, Piscataway, NJ, 1999) p. 537.
41. S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) p. 665.
42. P. Bruno and J. Wunderlich, *J. Appl. Phys.* **84** (1998) p. 978.
43. H. Ohno, N. Akiba, F. Matsukura, A. Shen, K. Ohtani, and Y. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **73** (1998) p. 363.
44. E.A. de Andrada e Silva and G.C. La Rocca, *Phys. Rev. B* **59** (1999) p. R15583.
45. T. Hayashi, M. Tanaka, and A. Asamitsu, *J. Appl. Phys.* **87** (2000) p. 4673.
46. Th. Gruber, M. Keim, R. Fiederling, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, L. Molenkamp, and A. Waag, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) p. 1101.
47. T. Koga, J. Nitta, H. Takayanagi, and S. Datta, *Phys. Rev. Lett.* **88** 126601 (2002).
48. A.F. Morpurgo, J.P. Heida, T.M. Klapwijk, B.J. van Wees, and G. Borghs, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) p. 1050.
49. J. Nitta, F. Meijer, Y. Narita, and H. Takayanagi, *Physica E* **6** (2000) p. 318.
50. B.T. Jonker, S.C. Erwin, A. Petrou, and A.G. Petukhov, *MRS Bulletin*, v**28**, no.10 (2003) 740, B.T. Jonker, U.S. Patent No. 5,874,749 (February 23, 1999).
51. A.G. Petukhov, A.N. Chantis, and D.O. Demchenko, *Phys. Rev. Lett.* **89** 107205 (2002).
- 52.16. D. Hägele, M. Oestreich, W.W. Rühle, N. Nestle, and K. Eberl, *Appl. Phys. Lett.* **73** (1998) p. 1580.
53. J.M. Kikkawa and D.D. Awschalom, *Nature*, **397** (1999) p. 139.
54. J.M. Kikkawa and D.D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) p. 4313.
55. R.I. Dzhioev, K.V. Kavokin, V.L. Korenev, M.V. Lazarev, B. Ya. Meltser, M.N. Stepanova, B.P. Zakharchenya, D. Gammon, and D.S. Katzer, *Phys. Rev. B* **66** 245204 (2002).
56. Y.Q. Jia, R.C. Shi, and S.Y. Chou, *IEEE Trans. Magn.* **32** (1996) p. 4707.
56. A. Hirohata, Y.B. Xu, C.M. Guertler, J.A.C. Bland, and S.N. Holmes, *Phys. Rev. B* **63** 104425 (2001).
57. J.E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) p. 1834.
58. S. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) p. 393.
59. F. Meier and B.P. Zakharchenya, *Optical Orientation* (North-Holland, Amsterdam, 1984).
60. C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures*, Chapter 11 (Academic Press, New York, 1991)