

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

538.22

**МНОГООБРАЗИЕ ВИДОВ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ
В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ *)****К. М. Хёрд**

Микромагнетизм, метамagnetизм, асперомагнетизм, сперимагнетизм, сперомагнетизм, спиновое стекло или кластерное стекло — эта вереница жаргонных словосочетаний составляет лишь часть более десятка новых терминов, включенных недавно в лексикон науки о магнетизме. Некоторые из них появились уже и в стандартных учебниках. В настоящей статье дается простой и наглядный обзор новых видов магнетизма и их взаимной связи. Автор постарался охватить всю новую терминологию. Беря за отправную точку обычные типы магнитного упорядочения в твердых телах, он рассматривает те изменения, которые обусловлены аморфностью твердых тел и неупорядоченностью атомных магнитных моментов, обменными взаимодействиями и одноионной анизотропией. В целом рассмотрены четырнадцать разных типов магнитного упорядочения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнетизм в твердых телах представляет существенный интерес. Хотя микроскопическая природа некоторых типов магнетизма спорна, их классификация достаточно проста. Различаются пять основных типов магнитных свойств, которые ассоциируются с понятиями диамагнетизм, парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм. Установлено, что, помимо диамагнетизма заполненных электронных оболочек и диамагнетизма и парамагнетизма электронов проводимости, проявляются свойства, обусловленные наличием микроскопических магнитных моментов у некоторых или у всех атомов в твердом теле; различие в свойствах разных тел определяется расположением магнитных моментов внутри этих тел. Магнетизм в твердых телах был проблемой упорядочения магнитных моментов, пока рассматривались упорядоченные системы, содержащие одинаковые магнитные ионы, расположенные в эквивалентных атомных узлах правильной кристаллической решетки.

Положение изменилось лет десять тому назад, благодаря резкой активизации теоретических и экспериментальных исследований двух родственных типов систем: *аморфных* твердых тел, в которых нет ни одной пары эквивалентных атомных позиций, и *неупорядоченных* твердых тел, в которых различные атомы беспорядочно занимают узлы правильной кристаллической решетки. Были обнаружены новые типы магнитного упорядочения, возни-

*) Hurd C. M. Varieties of Magnetic Order in Solids. — Contemp. Phys., 1982, v. 23, No. 5, pp. 469—493. — Перевод А. С. Пахомова.

© Taylor and Francis Ltd. 1982.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1984.

кающие там, где нет никакого дальнего порядка, а также другие упорядочения, появляющиеся только в правильной кристаллической решетке. С этого момента предмет исследования усложнился и вместо пяти первоначальных типов магнитных свойств включил в себя почти втрое большее число типов, причем пропорционально расширилась и соответствующая терминология. В шутку было замечено¹⁹, что магнетизм нуждается в систематизаторе, который мог бы толком разобраться с такими названиями как миктомагнетизм, метамагнетизм, асперомагнетизм, сперомагнетизм, сперимагнетизм, спиновое стекло, кластерное стекло и множеством других, находящихся в обращении в настоящее время. Ясно, что постороннего наблюдателя такая ситуация способна привести в замешательство.

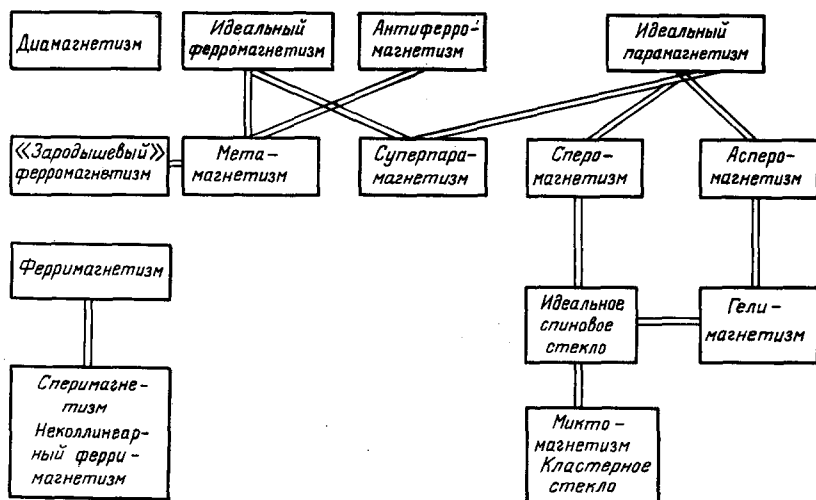


Рис. 1. Четырнадцать типов магнетизма, которые рассматриваются в настоящей статье

Автор ставит своей целью дать простой и наглядный обзор природы и взаимосвязи различных типов магнитного упорядочения в твердых телах. За основу берутся пять фундаментальных типов магнитного упорядочения (гл. 3) и рассматривается их связь с девятью другими типами (рис. 1). (При этом внимание концентрируется на основных состояниях систем и полностью игнорируются различные виды возможных магнитных возбуждений.) В каждом случае дается краткое описание микроскопической природы упорядочения, а также примеры его проявления. Рассмотрена вся новая терминология. В целях удобства рассмотрение начинается с краткого описания двух необходимых составных частей магнитного упорядочения — магнитных ионов и взаимодействий между ними — а затем в гл. 3 и 4 излагаются основные вопросы.

2. НЕОБХОДИМЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

Интерпретация магнитных явлений в твердых телах базируется на двух основных представлениях. Первое состоит в том, что у ионов в твердом теле могут иметься дискретные магнитные моменты. (Наведенные моменты создаются внешними магнитными полями, спонтанные моменты существуют даже в отсутствии этих полей.) Второе представление заключается в том, что эти микроскопические магнитные моменты взаимодействуют не только как обычные диполи, аналогичные двум постоянным магнитам, отталкивающим друг друга, — такие силы слишком слабы, чтобы играть существенную роль, — но они связаны также силами квантовомеханической природы. Эти так назы-

ваемые обменные силы зависят от расстояния между магнитными ионами, а также от их взаимного геометрического расположения, и обуславливают многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах.

2.1. Магнитные ионы

Носителем магнетизма является электрон. Наряду с зарядом он обладает собственным моментом импульса («спин») и соответствующим ему собственным магнитным моментом (магнетон Бора $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24}$ Дж·Тл⁻¹). О природе постоянного магнитного момента изолированного атома было сказано ранее¹. Если говорить кратко, то атом имеет отличный от нуля магнитный момент, если внутренние d- или f-электронные оболочки застроены неполностью, так что спиновые и орбитальные моменты электронов в оболочке не скомпенсированы. (Электроны в таких оболочках часто называют «магнитными электронами».) В Периодической таблице элементов имеется пять групп, в которых возможна такая ситуация: группа железа (незавершена 3d-оболочка), группа палладия (4d-оболочка), группа лантанидов (4f-оболочка), группа платины (5d-оболочка) и группа актинидов (5f-оболочка). В основе интерпретации магнитного упорядочения в твердых телах лежит представление о том, что магнитный момент продолжает существовать и тогда, когда атом становится ионом в твердом теле и даже входит в решетку металла. Известно, что существует сильное взаимодействие между электронами внешних или валентных оболочек соседних ионов, особенно в металлах, обуславливающее образование энергетической зоны делокализованных электронных состояний, однако d- или f-оболочки ионов в этих условиях воздействуют друг на друга иначе. Например, f-оболочка, которая локализована и крепче связана с ионом, менее подвержена влиянию соседних ионов и обычно сохраняет свои атомные характеристики. Природа ее магнитного момента может считаться такой же, как и в изолированном атоме, и можно предполагать, что этот момент равен целому числу магнетонов Бора на ион. Эта картина, в частности, вполне подходит для описания магнитного иона в диэлектрике, о поведении которого известно достаточно много³, однако в металлах ситуация усложняется наличием делокализованных электронов. Эти электроны не только являются дополнительным источником дискретных и коллективизированных магнитных моментов, обуславливающих парамагнетизм Паули, но их взаимодействие с магнитными ионами подрывает концепцию о существовании атомных локальных моментов фиксированной величины.

Взаимодействие между изолированным магнитным ионом и делокализованными электронами в металле описывается различными моделями s — d-взаимодействия. Там, где локальные d-уровни и s-уровни электронов проводимости перекрываются, ситуацию удобно описывать в терминах s — d-смешивания состояний, весьма похожего на гибридизацию состояний, наблюдающуюся в чистых переходных металлах, но там, где смешивание уровней невелико, можно трактовать его как простое s — d-обменное взаимодействие. Приближенное рассмотрение взаимодействий с точки зрения гибридизации электронных состояний приводит к модели *виртуальных связанных состояний*, в которой магнитный момент 3d-оболочки видоизменяется в результате так называемого s — d-взаимодействия. В этом представлении⁶ коллективизированный (s) электрон оказывается на короткое время связанным в атомном (d) состоянии иона, перед тем, как снова перейти в делокализованное состояние. В процессе этой задержки он испытывает действие внутриатомных обменных сил, связывающих его спин со спинами других локализованных в ионе электронов. В результате возникает общий магнитный момент иона. Важно однако постоянно иметь в виду то, что «изолированный» магнитный ион в металле — это система, состоящая из иона («d-электроны») и окружающих его коллективизированных электронов («s-электроны»), связанных друг с другом s — d-взаимодействием. К тому же спины

s-электронов, окружающих ион, ориентированы в направлении, противоположном суммарному магнитному моменту иона, за счет явлений, которые обсуждаются ниже. «Облако» антиферромагнитно поляризованных спинов, возникающее вокруг магнитного иона, называется, по именам двух его исследователей: либо *экранированием Кондо*, либо *компенсацией Нагаоки*. Ниже некоторой характеристической температуры (T_K , температуры Кондо ⁶) антипараллельный момент спинового облака частично нейтрализует магнитный момент иона и в пределе уменьшает его наблюдаемую величину до нуля. Кондоновское экранирование разрушается при повышении температуры, а также благодаря перекрытию электронных облаков соседних ионов. Идеальное кондовское поведение характерно, следовательно, лишь для изолированного магнитного иона при температуре абсолютного нуля. Этот идеальный случай может быть достигнут с хорошей степенью приближения лишь в сильно разбавленном магнитном сплаве при очень низких температурах.

Другой предельный случай имеет место, когда концентрация магнитных ионов столь велика, что незастроенные оболочки соседних ионов взаимодействуют достаточно сильно и образуют узкую энергетическую зону. В этом случае электроны, ответственные за магнетизм ионов, также в значительной степени коллективизированы, и представление о существовании постоянных локализованных атомных магнитных моментов теряет смысл. Такая ситуация имеет место в некоторых 3d-переходных металлах и их сплавах. Комбинация свойств, обусловленная сосуществованием ионных моментов и делокализованных магнитных электронов, носит название *магнетизма коллективизированных электронов*, и для описания природы этого магнетизма необходимо рассмотреть причины, ограничивающие подвижность коллективизированных электронов в узких зонах.

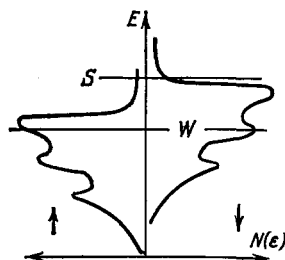
К ним относятся, во-первых, обменные эффекты, обусловленные принципом Паули: электроны с параллельными спинами располагаются всегда значительно дальше друг от друга, нежели электроны с антипараллельными спинами. Пара электронов с одинаково направленными спинами, локализованная на ионе, обладает энергией меньшей, чем пара электронов с противоположно ориентированными спинами, на величину, называемую энергией внутриатомного обменного взаимодействия (u). (Она составляет для 3d-электронов примерно 1,5 эВ на спин.) Следовательно, существует статистическая корреляция между электронами с одинаково ориентированными спинами, которая выражается в увеличении расстояния между ними и образовании локального «разрежения» электронного облака. Это разрежение называется *обменной дыркой* или *дыркой Ферми*. Благодаря этому эффекту электрон при наличии вблизи него электронов с параллельными спинами обладает большим потенциалом притяжения, так как кулоновское отталкивание ослабляется действием обменной дырки. (В этом кроется природа правила Хунда для атомов: основным состоянием незаполненной оболочки в свободном атоме является состояние с максимальным спином.) Кроме обменных, существуют еще динамические корреляционные эффекты: кулоновское отталкивание стремится всегда удерживать электроны с любой ориентацией спина как можно дальше друг от друга, так что вокруг каждого электрона создается дополнительное «разрежение» плотности заряда, называемое *корреляционной дыркой*. Убыль энергии за счет обменных и корреляционных эффектов может быть частично скомпенсирована только за счет увеличения кинетической энергии электронов. Электроны можно удерживать вблизи друг друга лишь путем ограничения их пространственного положения, но чем больше локализация электронов в пространстве, тем выше оказывается их кинетическая энергия.

Магнетизм коллективизированных электронов — это следствие конкуренции энергии обменного взаимодействия и кинетической энергии электронов. Магнитный ион в такой модели магнетизма является результатом существования обменной дырки. Хотя магнитные электроны обладают определен-

ной степенью делокализации, в малой области незаполненной оболочки иона при данной величине спина действует локальный принцип запрета. Картину постоянного перехода электронов из состояния в состояние можно представить себе как квантовое туннелирование между энергетическими состояниями оболочки и более делокализованными состояниями зоны. Чем уже ширина энергетической зоны, тем сильнее локализованы электроны в ней. Если ширина зоны сравнима с u , то некоторые электроны остаются на ионе достаточно долго, успевают провзаимодействовать друг с другом и ориентировать

Рис. 2. Картина, изображающая плотность энергетических состояний коллективизированных электронов со спинами, ориентированными вверх и вниз в ферромагнетике (раздел 3.3).

Ферромагнетик называется «сильным» (S) или «слабым» (W) в зависимости от положения уровня Ферми.



свои спины таким образом, что у иона появляется локальный магнитный момент. В силу действия локального принципа запрета, делокализованные электроны отталкиваются от группы электронов, обладающей преимущественной ориентацией спинов, и поэтому момент иона обладает тенденцией к самосохранению. В масштабе времени магнитных измерений он представляется постоянным и локализованным на ионе. Так как d -электроны обладают относительно сильным обменным взаимодействием по сравнению с их кинетической энергией, у металлов и сплавов групп железа, палладия и платины обнаруживаются весьма разные типы магнитного упорядочения, а именно ферромагнетизм, антиферромагнетизм и обменно-усиленный парамагнетизм, происхождение которых обусловлено уменьшением энергии обменного взаимодействия за счет увеличения кинетической энергии магнитных электронов.

Одной из первых формулировок высказанных выше идей была зонная модель магнетизма коллективизированных электронов Стонера. В этой модели энергетические состояния коллективизированных магнитных электронов расщеплены на две подзоны со спинами, ориентированными условно вверх и вниз, и смещенными по отношению друг к другу за счет обменного взаимодействия. В модели Стонера предполагается, что расщепление зоны пропорционально величине спонтанной намагниченности, а коэффициентом пропорциональности является параметр Стонера I . Критерий ферромагнитного расщепления зоны, $IN(\epsilon)_F > 1$, выражает собой тот факт, что выигрыш в энергии обменного взаимодействия, обусловленный расщеплением, превышает затраты на увеличение кинетической энергии электронов при переходе их на более высокие энергетические уровни (рис. 2). $(N(\epsilon))_F$ — плотность состояний на уровне Ферми, обратно пропорциональная изменению кинетической энергии.)

К представлению о том, что локализованный магнитный момент иона — это усредненный по времени результат определенного динамического процесса, необходимо добавить также, что у ионов одного и того же вещества в твердом теле могут существовать разные по величине магнитные моменты. Эти моменты возникают за счет асимметрии распределения заряда иона с незаполненной d - или f -оболочкой, который в связи с этим по-разному взаимодействует с зарядами соседних ионов («лигандов»). Обменные силы, действующие на магнитные электроны незаполненной оболочки иона, зависят, таким образом, от геометрического расположения лигандов и расстояний до них и, в частности, от количества и расположения ближайших соседних ионов того же вещества. Такая зависимость магнитного момента иона от его

окружения обнаружена в кристаллических материалах, в частности, например, и ионы Ni, и ионы Co немагнитны в Au, но и те и другие приобретают магнитные свойства, если количество ближайших соседних ионов того же сорта становится достаточно большим. Однако упомянутая выше зависимость еще резче выражена в аморфных или неупорядоченных твердых телах, где атомные позиции неэквивалентны. Для этих материалов типичны как небольшой разброс значений ионных магнитных моментов, характерный для ионов с f-оболочками, так и весьма значительный, свойственный ионам с d-оболочками. В самом деле, ион с незаполненной d-оболочкой может иногда обнаруживаться в одном и том же материале и в магнитном и в немагнитном состоянии.

2.2. Взаимодействие между магнитными моментами

Магнитное состояние, возникающее благодаря существованию спонтанных магнитных моментов в твердом теле, является результатом совместного действия ряда конкурирующих факторов. Ориентации каждого момента, с одной стороны, препятствует тепловое движение, но с другой стороны, способствует упорядочивающее воздействие сил, зависящих от намагниченности. Можно выделить два типа магнетизма: *некооперативный*, в котором магнитные моменты отдельных ионов ведут себя независимо и как бы не подозревают о существовании других моментов, и *кооперативный*, при котором определяющую роль играет взаимодействие между магнитными моментами ионов. В некооперативном магнитном состоянии упорядочение создается внешним полем, а в кооперативном — упорядочение является следствием обменного взаимодействия между магнитными моментами. Внешнее поле часто служит здесь лишь средством обнаружения микроскопического упорядочения на макроскопическом уровне.

Квантовомеханическое взаимодействие между магнитными моментами в веществах с кооперативным магнетизмом образно описывается несколькими способами в зависимости от конкретных обстоятельств, однако все эти способы описания основаны (см. таблицу) на учете действия принципа Паули, проявляющегося в возникновении дырки Ферми, описанной в разделе 2.1. Обменные взаимодействия можно разделить на два класса. *Прямой (или контактный) обмен*, осуществляющийся между магнитными моментами ионов, расстояние между которыми достаточно мало для того, чтобы происходило значительное перекрытие их волновых функций; этот обмен приводит к сильному, но короткодействующему взаимодействию между ионами, которое быстро убывает с увеличением межионного расстояния. *Непрямой обмен* связывает моменты, расположенные на относительно больших расстояниях друг от друга. Он осуществляется через посредников, которыми в металлах могут служить коллективизированные электроны, а в диэлектриках — немагнитные ионы в решетке. Такая связь между магнитными моментами в металлах называется *взаимодействием РККИ*, а в диэлектриках — *косвенным обменным взаимодействием*.

Как было показано выше, эффективное электростатическое взаимодействие между двумя электронами зависит от относительной ориентации их магнитных моментов (или спинов). Его удобно представить себе как изотропное взаимодействие двух спинов, зависящее только от расстояния между взаимодействующими ионами. Тогда, если ионы i и j расположены на расстоянии r_{ij} друг от друга и обладают соответственно спинами \hat{S}_i и \hat{S}_j , энергию обменного взаимодействия H_E можно записать в виде

$$H_E = - \sum_{i,j} J(r_{ij}) \hat{S}_i \hat{S}_j, \quad (1)$$

где J_{ij} — так называемый параметр обменного взаимодействия.

Т а б л и ц а

Иерархия обменных взаимодействий

<p>P: Принцип запрета Паули — основа всех обменных сил</p>	<p>R: Взаимодействие РККИ — косвенное обменное взаимодействие, в котором посредниками являются коллективизированные электроны</p>	
<p>E: Обменное взаимодействие — образное описание воздействия принципа Паули на кулоновское отталкивание фермионов</p>	<p>S: Косвенное обменное взаимодействие, в котором посредниками являются лиганды</p>	
<p>I: Непрямой обмен — взаимодействие квантовых систем, настолько удаленных друг от друга, что в нем необходимо участие посредников</p>	<p>DM₁: Взаимодействие Дзялошинского — Мории — косвенное обменное взаимодействие, при котором за счет спин-орбитальных эффектов связь между системами является асимметричной. Посредниками в косвенном взаимодействии в этом случае являются коллективизированные электроны</p>	
<p>D: Прямой обмен, т. е. связь между квантовыми системами, расположенными достаточно близко друг к другу, вследствие чего волновые функции их перекрываются</p>	<p>DM₂: То же самое, что и DM₁, но в этом случае спин-орбитальное взаимодействие осуществляется в лигандах, служащих посредниками между взаимодействующими ионами</p>	

При прямом внутриатомном обмене, осуществляющемся, например, между двумя электронами, принадлежащими одному и тому же атому, J всегда имеет положительный знак в соответствии с правилом Хунда. Но в случае прямого обмена между атомами J может быть и положительным и отрицательным в зависимости от соотношения кулоновской и кинетической энергий, о котором говорилось в разделе 2.1. При непрямом обмене J может быть либо положительным, либо отрицательным, как это наблюдается, например, при косвенном обменном взаимодействии между магнитными ионами в диэлектриках (рассматриваемом в конце настоящего раздела), либо может иметь осциллирующий характер, свойственный так называемому взаимодействию РККИ.

Взаимодействие РККИ, названное так в честь его основных исследователей Рудермана и Киттеля, Касуи и Иосиды, является уникальным, поскольку при изменении расстояния между ионами величина J колеблется между положительными и отрицательными значениями. Область существования этого взаимодействия ограничивается материалами, содержащими коллективизированные электроны, которые играют роль посредников во взаимодействии. Магнитный ион наводит осциллирующую спиновую поляризацию находящихся вблизи него электронов проводимости. Причина того, что эта поляризация носит осциллирующий характер, состоит в том, что электроны проводимости стремятся заэкранировать своими спинами магнитный момент иона (так же, как их заряд экранирует заряд иона), но их волновые функции обладают ограниченным набором длин волн (или волновых чисел). В простейшем случае вырожденного газа свободных электронов наивысшим возмож-

ным значением волнового числа является $2k_F$, где k_F — волновое число электрона на ферми-поверхности. Этот процесс аналогичен представлению неосциллирующей функции через неполный набор фурье-компонент: в результате в этом представлении сохраняется остаточное осцилляционное поведение. Величина указанной экранирующей поляризации убывает с увеличением расстояния от данного иона, но ее влияние распространяется сравнительно далеко. Такая модулированная спиновая поляризация в системе коллективизированных электронов ощущается в той области пространства, где она существует, моментами других магнитных ионов, и это приводит к появлению осциллирующего непрямого взаимодействия между ними.

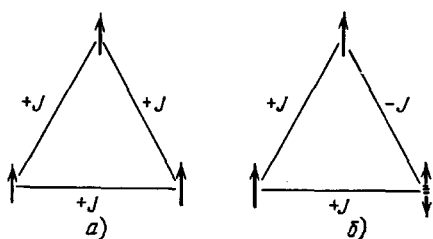


Рис. 3. Треугольная решетка магнитных ионов, которые могут обладать спином, направленным как вверх, так и вниз, иллюстрирующая «фрустрацию».

Если параметр обменного взаимодействия между всеми магнитными моментами положителен (а), выполняются условия, при которых все моменты параллельны моментам соседних ионов и система нефрустрирована. Однако, если J везде имеет отрицательные или положительные и отрицательные (б) значения, то не существует расположение, которое удовлетворяет всем условиям микроскопического равновесия. В этом случае система фрустрирована.

Существование взаимодействия РККИ означает, что в неупорядоченной металлической системе, где ионы располагаются на случайных расстояниях друг от друга, можно обнаружить как положительное, так и отрицательное взаимодействие между магнитными моментами. Это приводит к возможности возникновения таких коллизий в системе на макроскопическом уровне, когда магнитные моменты вынуждены реагировать на прямо противоположные воздействия (рис. 3). Такая ситуация называется *фрустрацией* (frustration); понятие о ней широко используется в других отраслях науки и она называется там иногда «структурной неравновесностью». Фрустрированная система такова, что не будучи способной достичь состояния, в котором полностью уравнивались бы все оказываемые на нее микроскопические воздействия, она обладает множеством равновероятных неравновесных состояний. Фрустрированная система, следовательно, не имеет однозначного микроскопического расположения магнитных моментов в основном состоянии; имеется по существу бесконечное число допустимых эквивалентных состояний. Вследствие этого, фрустрированная магнитная система обнаруживает метастабильность, характеризующуюся гистерезисными явлениями, зависящей от времени релаксации к равновесному состоянию или зависимостью свойств образца от его термической или магнитной предыстории. Фрустрация возможна и в некоторых упорядоченных непроводящих магнитных материалах. Так, например, MnO имеет ГЦК-решетку из ионов Mn^{2+} , в которой ближайшие соседи данного иона являются ближайшими соседями другого иона, и так как взаимодействия ближайших соседей антиферромагнитны, величина T_N в этом веществе понижена и упорядоченная структура сложна.

Выражение (1) обладает недостатком, особенно существенным при интерпретации новейших типов магнитного упорядочения: в качестве информации о структуре вещества в него входят лишь межатомные расстояния. Оно не учитывает анизотропию обменного взаимодействия, то есть зависимость его от направления в материале. Такая анизотропия появляется в результате взаимодействия ионного магнитного момента с решеткой и обусловлена двумя причинами. Одна заключается в анизотропном геометрическом расположении лигандов, создающем анизотропное электрическое поле на ионе («кристаллическое поле»). Другой причиной анизотропии служит спин-орбитальное взаимодействие. Рассмотрим сначала случай, когда роль поля лигандов оказывается доминирующей.

Представим себе аморфный материал, в котором кристаллическое поле меняется от точки к точке. Магнитный момент каждого иона будет располагаться преимущественно вдоль локальной оси легкого намагничивания, определяемой локальным кристаллическим полем. Такая анизотропия называется *одноионной*, и для учета этого явления в выражении (1) удобно рассмотреть случай одноосной симметрии. Энергия спина в кристаллическом поле в позиции i имеет вид $-DS_z^2$, где D — интенсивность аксиального кристаллического поля, а S_z — проекция полного спина иона на направление локальной оси z ¹³. Эту энергию необходимо просуммировать по всем позициям и добавить к выражению (1). Суммарная энергия локальной анизотропии и обменных взаимодействий равна:

$$H = - \sum_i D_i (\hat{S}_z)_i^2 - \sum_{i,j} J(r_{ij}) \hat{S}_i \hat{S}_j. \quad (2)$$

В аморфном твердом теле величина D имеет фиксированное и положительное значение, а оси легкого намагничивания, z_i , хаотично разбросаны по направлениям. Первый член в выражении (2) обычно несуществен по сравнению со вторым в случае ионов с незаполненной d-оболочкой в аморфном металле, в случае же ионов с незаполненной f-оболочкой, как правило, выполняется обратное соотношение.

Другой источник анизотропии — спин-орбитальное взаимодействие. Это взаимодействие, которое представляет собой релятивистский эффект, является результатом влияния на спиновый магнитный момент электрона эффективного магнитного поля, создаваемого орбитальным движением его собственного заряда^{9,12}. Суммарный спин и орбитальное движение неспаренных электронов в магнитном ионе таким образом связаны друг с другом. Орбитальное движение электронов связано, в свою очередь, с кристаллическим полем посредством кулоновских сил, действующих на электронное облако незаполненной орбитали со стороны электрического поля соседних лигандов. Таким образом, осуществляется эффективная связь между моментом иона и кристаллическим полем. Спин-орбитальное взаимодействие является, следовательно, одной из составляющих описанной выше одноионной анизотропии, однако здесь нас интересует также его роль в создании анизотропного обменного взаимодействия между парами магнитных ионов, связанных друг с другом косвенным обменом.

Косвенный обмен был введен для описания взаимодействия магнитных моментов ионов, настолько удаленных друг от друга, что прямой обмен между ними невозможен, однако они взаимодействуют на сравнительно большом расстоянии через посредство лежащих между ними немагнитных лигандов²⁴. В разных конкретных случаях постулировались различные формы косвенного обмена, но мы рассмотрим здесь типичный случай связи между магнитными моментами пары металлических катионов, разделенных диамагнитным анионом, который встречается в магнитных диэлектриках. Упомянутую тройку ионов можно рассматривать как тримерную молекулу, косвенный обмен в которой является следствием гибридизации перекрывающихся орбиталей. На рис. 4 изображены два случая: осесимметричная молекула с сильным спин-орбитальным взаимодействием на одном из катионов и молекула, не обладающая осевой симметрией, со спин-орбитальным взаимодействием на анионе. Первый случай соответствует взаимодействию редкоземельного иона с ионом железа ($R - Fe$) в гранате. Трехвалентный ион железа имеет наполовину заполненную 3d-оболочку и обладает, таким образом, сферически симметричным распределением заряда (ион в S-состоянии). Трижды ионизованный редкоземельный ион наоборот несимметричен и обладает сильным спин-орбитальным взаимодействием; распределение заряда в нем связано с его моментом. Между магнитными моментами ионов существует косвенное обменное взаимодействие и поэтому поворот магнитного момента иона Fe изменяет степень перекрытия орбитали катиона R в молекуле (рис. 4). Но это в свою

очередь изменяет величину и кулоновского и обменного взаимодействий между катионами, и отсюда следует, что взаимодействие магнитных моментов зависит от их взаимной ориентации. Таким образом, величина J в выражении (1) зависит от орбитального состояния редкоземельного иона, и обменная энергия оказывается анизотропной.

Второй пример (см. рис. 4) иллюстрирует ситуацию в β -MnS. Это соединение обладает кубической кристаллической структурной цинковой обманки, но расположение ионов в определенных плоскостях асимметрично относительно линии, соединяющей центры катионов. Если в анионе существует

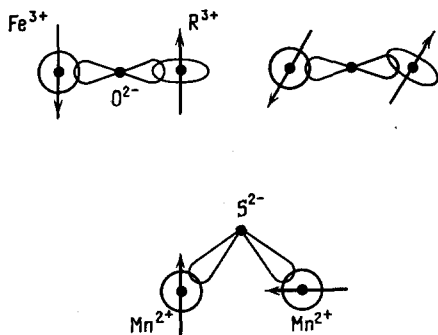


Рис. 4. Косвенное обменное взаимодействие в сочетании со спин-орбитальным взаимодействием может привести к двум изображенным здесь последствиям: анизотропному обменному взаимодействию, которое наблюдается между трехвалентными ионами железа и редкоземельного металла в гранатах, и антисимметричному обменному взаимодействию (или взаимодействию Дзялошинского — Морри), наблюдающемуся в β -MnS.

сильное спин-орбитальное взаимодействие, то при таком расположении ионов в молекуле связь между магнитными моментами катионов может осуществляться за счет так называемого *взаимодействия Дзялошинского — Морри* ($D - M$)¹⁷. Это взаимодействие возникает в результате того, что информация, переносимая между катионами делокализованными электронами в процессе косвенного обмена или электронами проводимости в процессе обмена РККИ и обуславливающая корреляцию спинов, возмущается спин-орбитальным взаимодействием в орбиталях аниона. Величина возмущения зависит от направления переноса электронов между катионами, и полный эффект при суммировании по всем эквивалентным молекулярным конфигурациям ионов в кристалле равнялся бы нулю, если бы положение аниона в молекуле не нарушало ее симметрии и не исключало операцию инверсии относительно точки, лежащей на середине расстояния между центрами катионов. Таким образом, комбинация косвенного обмена и спин-орбитального взаимодействия приводит к возникновению между катионами взаимодействия $D - M$, и выражение (1) необходимо заменить формулой¹⁴ $H_{DM} = d_{ij} (\hat{S}_i \times \hat{S}_j)$.

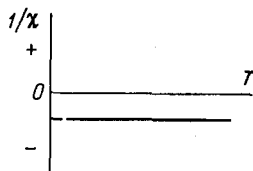
Описанный механизм взаимодействия играет важную роль в системах, называемых *слабыми ферромагнетиками* (weak ferromagnets) (не смешивать со «слабым ферромагнетизмом коллективизированных электронов», рассматриваемым в разделе 3.3), в которых S_i и S_j образуют две антиферромагнитно связанные друг с другом подрешетки¹⁷. Подрешетки эти эквивалентны, но их магнитные моменты не строго антипараллельны, вследствие чего появляется слабая суммарная намагниченность. (Примеры приведены в разделе 4.6.) В некоторых случаях H_{DM} препятствует сильной тенденции к ферро- или антиферромагнитному упорядочению, вызываемому обменным взаимодействием вида (1). Энергия взаимодействия $D - M$ в этих случаях уменьшается за счет образования неколлинеарности моментов подрешеток, но при этом несколько возрастает энергия обменного взаимодействия. Углы, которые образуют намагниченности подрешеток с первоначальным направлением, в таких системах малы. Однако в других системах, в которых уменьшение энергии взаимодействия $D - M$ не ведет к существенному увеличению энергии обменного взаимодействия, указанные углы могут достигать $\pi/2$, что наблюдается в β -MnS¹⁴ и изображено схематически на рис. 4.

3. ПЯТЬ ОСНОВНЫХ ТИПОВ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

В этом параграфе дается краткий обзор основных магнитных состояний, хорошо известных из стандартных учебников (см., например, ⁹⁾) и указанных на рис. 1 в верхнем ряду.

3.1. Д и а м а г н е т и з м

Диамагнетизм можно рассматривать как следствие индукционных токов, наводимых в заполненных электронных оболочках ионов внешним магнитным полем. Эти токи эквивалентны появлению в каждом ионе вещества наведенного магнитного момента, направленного противоположно внешнему магнитному полю. Идеальный диамагнетизм носит некооперативный характер (см. раздел 2.2) и характеризуется отрицательной, не зависящей от температуры магнитной восприимчивостью χ (рис. 5). Диамагнетизм входит в состав любого магнитного состояния вещества, но он обычно пренебрежимо мал по сравнению с магнетизмом, обусловленным наличием спонтанных магнитных моментов в системе. Примерами чисто диамагнитных твердых тел в классе кристаллических металлов и диэлектриков могут служить, соответственно, Cu и NaCl, а в классе аморфных твердых тел — SiO₂.



3.2. И д е а л ь н ы й п а р а м а г н е т и з м

Это другой вид некооперативного магнетизма, возникающий за счет наличия у ионов спонтанных магнитных моментов. В идеальном случае эти моменты идентичны и локализованы в изотропной среде ($D = 0$ в уравнении (2)), причем достаточно удалены друг от друга для того, чтобы быть независимыми. Каждый магнитный момент испытывает на себе, с одной стороны, дезориентирующее действие теплового движения, характеризуемого энергией $k_B T$, а с другой, — упорядочивающее действие внешнего магнитного поля. Магнитное упорядочение является, таким образом, результатом ориентации магнитных моментов, осуществляемой магнитным полем вопреки тепловому беспорядку, имеющему место при данной температуре. Измеряемая намагниченность представляет собой сумму средних по времени проекций магнитных моментов на направление поля, поскольку их ориентация непрерывно меняется и в этом смысле не фиксирована (этот факт условно изображен дужками на рис. 6 и на некоторых последующих рисунках). Идеальный парамагнетизм характеризуется восприимчивостью χ , которая меняется обратно пропорционально температуре T ($\chi = C/T$; закон Кюри, рис. 6). Величина C называется константой Кюри.

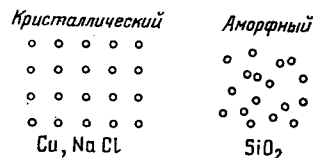


Рис. 5. Диамагнетизм.

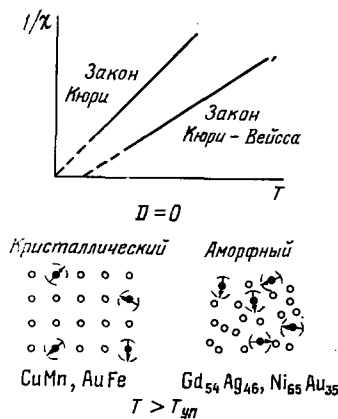


Рис. 6. Идеальный парамагнетизм.

Идеальный парамагнетизм — это скорее исключение, нежели правило, поскольку обычно в твердом теле существует заметное обменное взаимодействие между магнитными моментами ионов. Закон Кюри представляет собой лишь частный случай более общего закона Кюри — Вейсса, $\chi = C/(T - \Theta)$,

где Θ — константа, характеризующая межионное взаимодействие. Закон Кюри — Вейсса (рис. 6) учитывает, таким образом, существование некоторого кооперативного магнетизма, который может оказаться доминирующим, если тепловую энергию моментов в парамагнетике в достаточной мере понизить. Для практики важно, что при понижении температуры доминирование кооперативного эффекта проявляется при некотором дискретном значении температуры ($T = T_{уп}$). Ниже $T_{уп}$ возникает другое магнитное состояние. Если оно представляет собой ферро- или ферримагнетизм, то $T_{уп}$ называется температурой Кюри (T_c); если появляется антиферромагнетизм, то $T_{уп}$ называется температурой Нееля (T_N); переход твердого тела в состояние спинового стекла осуществляется при температуре ($T_{сс}$), а переход в миктомагнитное состояние происходит при температуре «замерзания» ($T_{зам}$). Схематическое изображение парамагнетизма металлов в кристаллической и аморфной модификациях дано на рис. 6. Во всех случаях металлы группы В I являются немагнитными.

3.3. Ферромагнетизм

Ферромагнетизм — это магнетизм кооперативного типа (см. раздел 2.2), заключающийся в установлении коллинеарного дальнего порядка всех магнитных моментов в системе (рис. 7). Намагниченность существует, таким

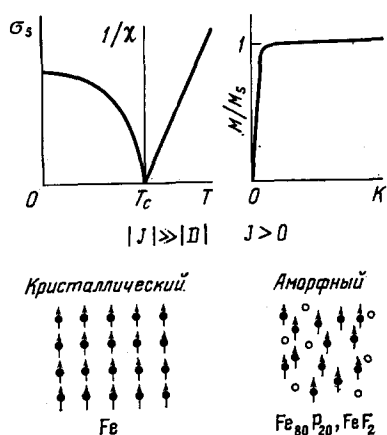


Рис. 7. Идеальный ферромагнетизм.

образом, даже в отсутствие внешнего поля (*спонтанная намагниченность*). В идеальном ферромагнетике все ионы обладают идентичными спонтанными магнитными моментами и занимают идентичные кристаллографические позиции. Среди всех внешних воздействий на ион доминирует межионное обменное взаимодействие ($|J| \gg |D|$), и параметр, характеризующий это взаимодействие, всегда положителен ($J > 0$). Стремясь минимизировать магнитостатическую энергию, кристаллический образец разбивается обычно на домены, спонтанно намагниченные до полного или почти полного насыщения в направлениях легкого намагничивания, определяемых величиной D . Внешнее поле H может изменять размеры этих доменов, увеличивая те из них, которые ориентированы по отношению к полю энергетически вы-

годнее, чем остальные. Однако оно мало изменяет величину собственной намагниченности доменов.

Ферромагнетизм представляет собой пример магнетизма, в котором внешнее поле играет роль фактора, позволяющего выявить на макроскопическом уровне существующее микроскопическое упорядочение. Полевая зависимость относительной намагниченности M/M_s имеет типичный вид (рис. 7), относительная намагниченность резко возрастает в слабых полях, когда домены с выгодной по отношению к полю ориентацией растут за счет остальных доменов, и достигает насыщения, когда достигается максимальная ориентация намагниченностей доменов вдоль поля. (Это так называемое *техническое насыщение*). Существует также небольшая зависимость намагниченности от поля выше технического насыщения (называемая в немецкой и русской литературе *областью парaproцесса* на кривой намагничивания), она обусловлена влиянием поля на упорядочение моментов внутри доменов.

При возрастании температуры в каком-либо кооперативном магнитном состоянии достигается такое ее значение, при котором энергия теплового движения моментов становится сравнимой по величине с энергией обменного

взаимодействия и в конечном счете превышает последнюю. В ферромагнетике это происходит при температуре Кюри T_c . Спонтанная намагниченность σ_s с ростом температуры убывает (рис. 7) и исчезает при температуре T_c . Выше T_c идеальный ферромагнетик становится парамагнетиком и подчиняется закону Кюри — Вейсса; $1/\chi$ линейно зависит от T . Примерами кристаллических ферромагнетиков служат химические элементы Fe, Co и Ni; типичными аморфными ферромагнетиками являются разнообразные соединения Fe, Ni, Co, B (которые носят промышленное название «мет-глассы») ⁷.

Железо, никель и кобальт, правда, в разной степени, являются также примерами ферромагнетиков, магнетизм которых обусловлен коллективизированными электронами (см. раздел 2.1). Согласно картине, нарисованной Стонером (см. рис. 2), ферромагнетизм возникает благодаря неравной заселенности энергетических уровней коллективизированными магнитными электронами со спинами, ориентированными вверх и вниз. Если подзона с большим значением спина заполнена целиком, как это показано в случае S на рис. 2, то система относится к материалам с *сильным ферромагнетизмом коллективизированных электронов* (strong itinerant ferromagnet); слово «сильный» означает, что дальнейшее расщепление зоны не может увеличить магнетизма. Если же коллективизированные магнитные электроны содержатся в обеих подзонах (случай W на рис. 2), система относится к числу материалов со *слабым ферромагнетизмом коллективизированных электронов* (weak itinerant ferromagnet). В них спонтанная намагниченность решающим образом зависит от формы кривой плотности состояний $N(\epsilon)$ вблизи уровня Ферми. На нее могут существенно влиять как изменения приложенного поля, так и изменения температуры, приводя к своеобразному метамагнетизму (см. раздел 4.1), который можно описать термином *термическая спонтанная намагниченность*. Это явление наблюдается, например, в Yb_2Ni_7 ¹¹. Следует указать, что описанный выше «слабый ферромагнетизм коллективизированных электронов» не следует смешивать со «слабым ферромагнетизмом», описываемым в разделах 2.2 и 4.6.

Ферромагнетизм и сверхпроводимость несовместимы благодаря тому, что рассеяние электронов упорядоченными магнитными ионами препятствует их куперовскому спариванию. Возникновение дальнего ферромагнитного порядка действительно способно разрушить сверхпроводимость, однако новейшие исследования некоторых экзотичных тройных соединений гольмий-молибденового сульфида (HoMo_6S_8) и особенно эрбий-родиевого борида (ErRh_4B_4) показали, что ферромагнетизм и сверхпроводимость могут сосуществовать в ограниченной области температур. В результате появляется необычное состояние, которое, хотя это еще и не доказано ¹⁶, по-видимому, представляет собой смесь обычных, но очень мелких ферромагнитных доменов и сверхпроводящих областей с синусоидально модулированными магнитными моментами. Около 25 лет назад было показано, что образование дальнего ферромагнитного упорядочения магнитных моментов в сверхпроводнике менее выгодно, чем появление ферромагнетизма в форме совокупности чрезвычайно мелких доменов — так называемого *криптоферромагнетизма* ² (cryptoferrromagnetism). Это, однако, требует наличия сильного обменного взаимодействия между спинами коллективизированных электронов и спинами магнитных ионов. Но такого взаимодействия не существует в перечисленных выше соединениях, где 4f-электроны, сильно связанные с ионом, слабо взаимодействуют с электронами проводимости. В настоящее время предполагают, что сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости в упомянутых сплавах определяется скорее электромагнитными, а не обменными взаимодействиями.

3.4. Антиферромагнетизм

Антиферромагнетизм, подобно ферромагнетизму, также кооперативное явление, характеризующееся наличием дальнего порядка в системе идентичных спонтанных магнитных моментов. В идеальном случае магнитные ионы занимают в решетке кристаллографически эквивалентные позиции. Обменное взаимодействие доминирует над возмущениями ($|J| \gg |D|$), но параметр этого взаимодействия имеет отрицательный знак ($J < 0$). Поэтому, если момент иона ориентирован в заданном направлении, то момент соседнего иона направлен строго антипараллельно ему. Таким образом, в целом по решетке спонтанная намагниченность отсутствует.

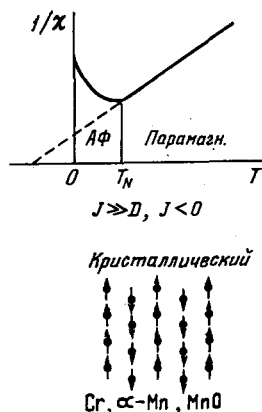


Рис. 8. Антиферромагнетизм.

Иными словами, простой антиферромагнетик можно представить себе как совокупность двух взаимнопроникающих идентичных ферромагнитных подрешеток, моменты которых расположены так, что спин иона одной из подрешеток антипараллелен спинам соседних ионов другой подрешетки. Простой антиферромагнетизм может существовать только в кристаллической системе, так как разделить аморфное тело на две идентичные подрешетки невозможно.

Большинство антиферромагнетиков — это ионные соединения, такие, например, как окислы, сульфиды и т. д. (FeO , CoO , MnS и т. д.), но существуют также примеры антиферромагнитных элементов (Cr^* , $\alpha\text{-Mn}^*$) и некоторые легкие лантаниды, например Sm), а также упорядоченных сплавов (Fe_3Mn , CrPt , Pt_3Fe и т. д.). Температурная зависимость восприимчивости χ антиферромагнетика имеет специфический вид (рис. 8). Выше температуры Нееля (T_N), где энергия теплового движения моментов превосходит энергию обменного взаимодействия, вещество становится парамагнитным и его восприимчивость описывается законом Кюри — Вейсса (см. раздел 3.2). Ниже T_N в антиферромагнитной области (АФ на рис. 8) восприимчивость с уменьшением температуры падает, так как увеличивается дальний порядок. При абсолютном нуле в идеальном антиферромагнетике антипараллельное расположение моментов становится совершенным (см. рис. 8).

3.5. Ферримагнетизм

Ферримагнетизм отличается от других четырех основных типов магнетизма тем, что в его создании участвуют носители магнитного момента двух (или более) видов, различающиеся по химическим свойствам (они изображены на рис. 9 незаштрихованными и заштрихованными кружочками). Это могут быть либо ионы одного и того же вещества, но с разной валентностью (например, Fe^{2+} и Fe^{3+}), либо ионы двух разных элементов (например, Gd и Co). Наиболее важные кристаллические ферримагнитные вещества — это двойные окислы Fe вида $\text{XO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, где X — ион двухвалентного металла Mn , Ni , Fe и т. д. Они обладают структурой шпинели и их типичным примером служит магнетит ($\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$).

Магнитные ионы в кристаллическом ферримагнетике занимают два сорта позиций в решетке, А и В, которые обладают различным кристаллографическим окружением. Каждый узел подрешеток А и В занят магнитным ионом, причем моменты ионов внутри подрешеток упорядочены ферромагнитно.

*) Это антиферромагнетики, свойства которых обусловлены коллективизированными (3d) электронами и поведение которых выше T_N не описывается законом Кюри — Вейсса.

Однако, моменты подрешеток А и В упорядочены антипараллельно друг другу. Поскольку количества позиций А и В в элементарной ячейке в общем случае неодинаковы и, кроме того, различны величины магнитных моментов ионов в позициях А и В, в кристалле существует результирующая спонтанная намагниченность.

Температурная зависимость магнитных свойств ферримагнетика качественно похожа на аналогичную зависимость свойств ферромагнетика (сравни рис. 7 и 9). Однако в ферримагнетике спонтанная намагниченность σ_s убывает с ростом температуры вплоть до точки Кюри T_c обычно быстрее, а в парамагнитной области кривая, выражающая закон Кюри — Вейсса (см. раздел 3,2), обладает заметной кривизной, особенно сильной вблизи T_c .

Аналогично кристаллическому, существует и аморфный ферримагнетизм, но в этом случае ионы в подрешетках А и В занимают случайно размещенные в пространстве позиции (рис. 9). Примерами могут служить сплавы вида РЗ — Fe_2 , где РЗ — тяжелый редкоземельный ион типа Tb или Gd. В этих сплавах взаимодействия Fe — Fe и РЗ — РЗ носят ферромагнитный характер, а взаимодействие Fe — РЗ является антиферромагнитным.

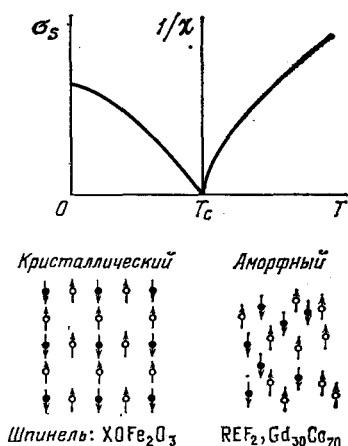


Рис. 9. Ферримагнетизм.

4. ДЕВЯТЬ ДРУГИХ ТИПОВ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

Рассмотрим теперь магнитные состояния, указанные на рис. 1 во втором и третьем рядах. Они делятся на три группы: ферромагнетизм и производные от него состояния (разделы 4.1 и 4.3), парамагнетизм и состояния связанные с ним (разделы 4.4 и 4.8) и ферримагнетизм и родственные ему состояния (раздел 4.9). Существование связей между состояниями изображено на рис. 1 прямыми линиями.

4.1. М е т а м а г н е т и з м

В нормальном антиферромагнетике (см. раздел 3.4) магнитные моменты значительно сильнее ощущают на себе воздействие обменных сил (J) и анизотропного кристаллического поля (D), чем влияние любого практически накладываемого внешнего поля. Исключение представляет собой метамagnetик. Ниже температуры Нееля типичный метамagnetик ведет себя как антиферромагнетик, но увеличение напряженности налагаемого на него внешнего поля может привести в конце концов к преодолению сил кристаллической анизотропии и скачкообразному изменению внутренней магнитной структуры. Этот вызванный полем магнитный переход из состояния со слабой намагниченностью в состояние со сравнительно большой намагниченностью — но с небольшой восприимчивостью в обоих случаях — называют *метамagnetизмом*²³. Этот вид магнетизма принадлежит к семейству, включающему в себя также ферро- и антиферромагнетизм. Во всех этих случаях в системе спонтанных моментов существует коллинеарный дальний порядок, заставляющий их ориентироваться параллельно или антипараллельно оси легкого намагничивания.

Допустим, что приложенное поле имеет внутри антиферромагнетика величину H_i и параллельно оси анизотропии D . Если H_i возрастает при $T < T_N$, то оно достигает некоторого критического значения, при котором сила, действующая на энергетически невыгодно ориентированный по отно-

шению к полю магнитный момент, преодолевает действие анизотропного кристаллического поля. Проистекающие из этого следствия можно разделить в зависимости от величины анизотропии (большое или малое значение D на рис. 10) на два класса. При большом D невыгодно ориентированный момент в критическом поле спонтанно меняет свое направление на обратное, *переворачивается*; этот процесс — так называемый *спин-флип* (spin flip) (переворот спина) — устанавливает спин параллельно направлению внешнего поля. При малом D и поле H_i , направленном вдоль оси легкого намагничивания, магнитная энергия понижается, если магнитный момент ориентируется не параллельно или антипараллельно полю, а перпендикулярно ему.

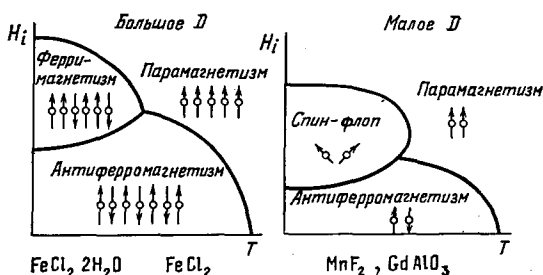


Рис. 10. Метамагнетизм. Вызываемые полем магнитные превращения.

В поле, превышающем критическое значение, энергетически невыгодно ориентированные магнитные моменты стремятся *повернуться* по отношению к оси D таким образом, чтобы расположиться как можно ближе к перпендикулярному этой оси направлению. Этот процесс называют термином *спин-флор* (spin flop) (опрокидывание спина).

При низких температурах вызванные полем переходы создают ферри-магнитную фазу при большой величине D (см. рис. 10) или фазу с опрокинутыми спинами (спин-флор), если D — малая величина. (Последняя фаза, конечно, не возникает, если H_i приложено перпендикулярно D .) При высоких температурах в обоих случаях происходит переход в магнитно-насыщенную парамагнитную фазу, которую прежде называли «псевдоферромагнитным» состоянием. На рис. 10 показано типичное поведение описанного метамагнетика, однако существуют и другие его вариации. В частности, в некоторых системах с большим значением D ферри-магнитная фаза отсутствует и при низких температурах совершается переход от антиферромагнетизма к магнитно-насыщенному парамагнетизму. Но какие бы видоизменения изображенной на рис. 10 картины ни возникали, магнитные моменты в антиферро-, ферри- и парамагнитной фазах под действием кристаллического поля ориентируются вдоль оси легкого намагничивания D .

Считают, что существует также метамагнетизм коллективизированных электронов, но для наблюдения этого эффекта необходимо большое поле H_i . Остроумными опытами создавались большие внутренние поля H_i путем введения в материалы подходящих редкоземельных ионов, однако в настоящее время возможны и прямые способы наблюдения, так как можно получать внешние поля величиной порядка 10—50 Тл. Типичными веществами с метамагнетизмом коллективизированных электронов являются соединения 3d-переходных металлов (например, YbCo_2 , TiBe_2 или FePt_3), в которых были обнаружены переходы из парамагнитного состояния в ферромагнитное и из антиферромагнитного в ферромагнитное²⁶.

4.2. «Зародышевый» (incipient) ферромагнетизм. (Парамагнетизм с обменным усилением)*

Последовательный переход от идеального ферромагнетика через метамagnetик к «зародышевому» ферромагнетику (см. рис. 1) можно описать как постепенное ослабление влияния обменного взаимодействия и анизотропии на спонтанные магнитные моменты в системе, то есть продвижение в сторону от кооперативного магнетизма к некооперативному (см. раздел 2.2). «Зародышевый» ферромагнетик (называемый также металлом с обменным усилением) — это металл, в котором обменное взаимодействие коллективизированных электронов (см. раздел 2.1) не настолько сильно, чтобы создать дальний порядок, характерный для идеального ферромагнетизма. Однако оно вполне способно создать при низких температурах временное ферромагнитное упорядочение ионных магнитных моментов и окружающих коллективизированных электронов в ограниченных областях металла. (Области содержат в себе несколько сот или несколько тысяч ионов.) Упорядочению противодействует тепловое движение, но, если температура уменьшается, то можно предположить, что области, в которых магнитные моменты упорядочены, становятся все более устойчивыми и в пространстве и во времени. Такая область называется *парамагноном* или *локализованной спиновой флуктуацией*. Типичными примерами элементов, в которых проявляется такой эффект, являются Pd и Pt, тогда как TiBe_2 — это пример соединения, которое является одновременно и веществом с усиленным парамагнетизмом коллективизированных электронов и метамagnetиком. Обменное усиление магнетизма возникает за счет механизма, который описан в разделе 2.1 в связи с магнетизмом коллективизированных электронов (и схематически изображен на рис. 11). Если в процессе случайных спиновых флуктуаций в среде делокализованных электронов возникает в какой-то момент небольшая область корреляции спинов, то она тут же проявляет тенденцию к самосохранению вследствие образования дырки Ферми и корреляционной дырки. Различие в энергиях делокализованных состояний со спином, направленным вверх и вниз, в этом случае больше, чем при отсутствии корреляции, и это приводит к *усилению парамагнетизма Паули* коллективизированных электронов. Локализованные магнитные моменты окружающих ионов испытывают на себе воздействие совокупности спиново-поляризованных делокализованных состояний (см. раздел 2.1), и спиновое упорядочение этих ионов также имеет тенденцию к самосохранению. Этот механизм увеличения магнитного момента действует не только в «зародышевых» ферромагнетиках, где возрастает момент каждого иона, но также и в том случае, когда изолированные ионы переходного металла находятся в диамагнитной матрице. В последнем случае его называют *спиновой флуктуацией вокруг примеси*. Отдельный ион в металле (например, ион Mn в Al) может оказаться «почти магнитным» за счет обменного усиления его момента, так же как «зародышевый» ферромагнетик может стать «почти ферромагнитным».

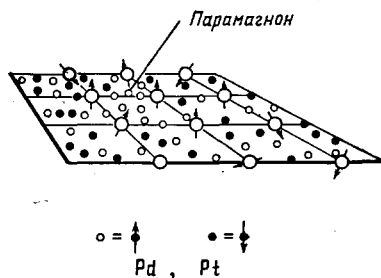


Рис. 11. «Зародышевый» ферромагнетизм.

4.3. Суперпарамагнетизм

Эффективный момент ферромагнитной частицы определяется ее размером. Образец одноосного ферромагнетика, обладающий объемом, превышающим некоторое критическое значение, разбивается на множество магнитных

*) В советской литературе термин «зародышевый ферромагнетизм», используемый автором, не применяется. Вместо него используется представление о парамагнетизме, усиленном за счет обменного взаимодействия. (Прим. перев.)

доменов, каждый из которых намагничен вдоль оси анизотропии D (см. раздел 3.3), но оси эти имеют разные направления. Однако такая доменная структура энергетически невыгодна, если объем ферромагнетика меньше критического значения; в этом случае частица становится однодоменной и все ее моменты ориентированы вдоль одного и того же направления D . На микроскопическом уровне существуют тепловые флуктуации моментов, но для изменения направления однодоменной намагниченности требуется энергия ΔE , превышающая анизотропию, обусловленную кристаллическим полем. (Величина ΔE пропорциональна V .) Уменьшение размера частиц освобождает магнитные моменты от удерживающих их сил и позволяет намагниченности однодоменной частицы флуктуировать от одного направления оси D к другому так же,

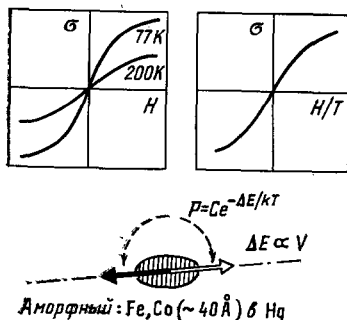


Рис. 12. Суперпарамагнетизм.

как и в идеальном парамагнетике (см. раздел 3.2). Вероятность таких флуктуаций за счет термической активации пропорциональна $\exp(-\Delta E/kT)$ (рис. 12). Это явление отличается от обычного парамагнетизма тем, что эффективный момент однодоменной частицы представляет собой сумму магнитных моментов входящих в нее ионов, а их может быть в частице несколько тысяч. В связи с этим для описания указанного явления применяется термин *суперпарамагнетизм* (superparamagnetism). Эта важная для практики ветвь магнетизма сама по себе не нова⁴, но в последнее время она нашла чисто

научное применение при интерпретации некоторых новейших типов магнетизма. В том виде, в каком он здесь описан, суперпарамагнетизм встречается, очевидно, прежде всего в идеальном ферромагнетике и парамагнетике (см. рис. 1), но и в некоторых других магнитоупорядоченных структурах независимо от того, коллинеарные они или неколлинеарные, могут проявляться суперпарамагнитные флуктуации, если материал мелко раздроблен на частицы субмикронного размера. С экспериментальной точки зрения суперпарамагнетизм характеризуют две особенности⁹: на кривой зависимости намагниченности от поля отсутствует гистерезис (зависимость σ от H при данной температуре однозначна) и σ является универсальной функцией от H/T (см. рис. 12). Важно заметить, что суперпарамагнетизм можно разрушить путем охлаждения. Это следует из того, что характеристическое время флуктуаций момента частицы экспоненциально меняется с температурой, и намагниченность быстро приходит в устойчивое состояние при понижении температуры. Температура, при которой это происходит, называется *температурой блокировки* (blocking temperature): она линейно зависит от объема образца и от величины анизотропии. Первым явление блокировки изучил Неель²⁰ в связи с суперпарамагнитными включениями в горных породах, но представление о ней используется в настоящее время при объяснении микромагнетизма (см. раздел 4.8). Другие примеры суперпарамагнетизма обнаруживаются при изучении систем, содержащих в объеме мелкие ферромагнитные частицы, например, шарики Co в Hg (см. рис. 12) или частицы Fe в аморфных гелях, а также при исследовании независимых кластеров магнитных ионов в металлических твердых растворах.

4.4. Сперомагнетизм (sp er o m a g n e t i s m)

Вещество, обладающее магнитным состоянием, в котором локализованные магнитные моменты заданного сорта обладают произвольными ориентациями и отсутствует как суммарная намагниченность, так и какая-либо регулярная картина локального упорядочения за пределами ближайших со-

седств, называется *сперомагнетиком* (в переводе с греческого означает «равновероятно рассеянный по всем направлениям»⁸). Иными словами, если $P(\varphi)$ — вероятность того, что произвольный магнитный момент составляет с фиксированным направлением угол φ , то в сперомагнетике отношение $P(\varphi)/\sin \varphi$ является постоянным ($\sin \varphi$ пропорционален телесному углу, заключенному в пределах от φ до $\varphi + \Delta\varphi$). Важно отличать эту магнитную структуру от парамагнитной, в которой направления магнитных моментов флуктуируют во времени непрерывно и случайным образом (ср. рис. 6 и 13). В сперомагнетике ниже определенной температуры упорядочения, $T_{уп}$, которая может выглядеть как точка резкого превращения (рис. 13), направления магнитных моментов «замораживаются» и далее с течением времени не изменяются. Возникающее расположение магнитных моментов не является единственным, а представляет собой одно из многих почти вырожденных основных состояний, которыми обладает система; оно определяется локальным равновесием обменных взаимодействий в каждой позиции, где расположен магнитный момент. (Не каждый магнитный момент обязательно заморожен, ибо силы, действующие на него в данной позиции, могут оказаться точно скомпенсированными; поэтому возможно существование так называемых «свободных моментов».) Предполагается, что сперомагнетизм проявляется, главным образом, в тех системах, в которых величины J_{ij} (см. уравнение (2)) принимают случайные значения (к примеру, вследствие взаимодействия РККИ), или в которых эти величины отрицательны (например, в случае косвенного обмена), но наблюдается сильная фрустрация.

В аморфной системе косвенный обмен (см. раздел 2.2) может создать такое распределение значений J , которое включает в себя даже взаимодействия обоих знаков, поскольку взаимодействия зависят от геометрического расположения соседних магнитных моментов, а оно меняется от позиции к позиции.

Предполагается⁸, что косвенный обмен создает сперомагнетизм в различных системах, содержащих магнитные узлы, атомные кластеры или крошечные шарики, аморфно распределенные в немагнитной матрице. Сперомагнетизм должен существовать также в аморфных магнитных диэлектриках, таких, например, как FeF_3 , в котором предполагается наличие только антиферромагнитного обменного взаимодействия с фрустрированными траекториями обмена. (Кристаллические аналоги этого явления представляют собой неупорядоченные угловые структуры неупорядоченных окислов и ферритов, например, ферритов системы $\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$.) В случае взаимодействия РККИ знак J зависит от расстояния между магнитными моментами (см. раздел 2.2), поэтому может возникнуть некоторое распределение положительных и отрицательных обменных взаимодействий и между ионами металлов, обладающими магнитными моментами и находящимися в аморфной матрице или между магнитными моментами металлических ионов, хаотически размещенными в кристаллической решетке. Кристаллические сплавы, относящиеся к классу так называемых «спиновых стекол» (см. раздел 4.7) и представляющие собой твердые растворы нескольких процентов магнитных ионов в немагнитном металле, в большинстве своем, обладают, по-видимому, ниже $T_{уп}$ сперомагнитным упорядочением. Каноническим примером служит сплав CuMn (см. рис. 13)¹⁰. К аморфным сперомагнетикам относятся смеси металлов 3d- и 4f-групп и специальные препараты чистых редкоземельных металлов,

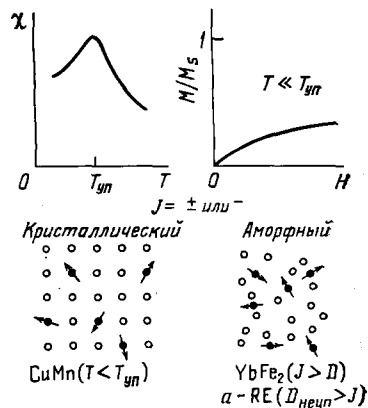


Рис. 13. Сперомагнетизм.

особенно Tb и Dy. Последние, однако, несколько своеобразны, так как в них $D \gg J$ и магнитные моменты жестко связаны с локальными осями анизотропии, которые в свою очередь ориентированы в пространстве случайным образом.

4.5. Асперомагнетизм (asperomagnetism)

Магнитное состояние, образующееся из хаотически размещенных в пространстве локализованных магнитных моментов данного сорта, направления которых ниже некоторой температуры упорядочения $T_{уп}$, зафиксированы так, что имеются преимущественные ориентации, более вероятные, чем остальные, называется *асперомагнитным*⁸. В этом состоянии существует, таким образом, спонтанная намагниченность. Асперомагнетизм отличается от сперомагнетизма (см. раздел 4.4) тем, что отношение $P(\varphi)/\sin \varphi$ зависит от φ .

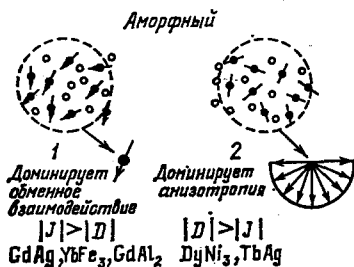
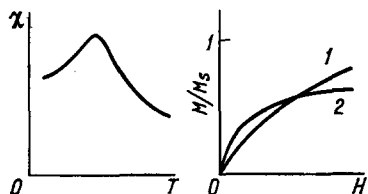


Рис. 14. Асперомагнетизм.

Так как направление магнитного момента меняется от точки к точке не совсем случайным образом, существует вероятность локального упорядочения в ограниченных областях или доменах.

Так как в асперомагнетиках предполагается, что $J > 0$, каждый домен обладает значительным магнитным моментом, но в зависимости от относительной величины $|J|$ и $|D|$ в уравнении (2) можно подразделить асперомагнетики на два типа. Они схематически изображены на рис. 14, где штриховые кружки представляют собой домены. Если доминирующим взаимодействием является обменное (случай 1 на рис. 14), то каждый домен можно рассматривать, как один магнитный момент с фиксированной ориентацией, которая устойчива даже по отношению к очень сильным внешним полям, поэтому полевая зависимость намагниченности не обнаруживает насыщения (см. рис. 14). Примером такого асперомагнетика служит $YbFe_3$, который не насыщается даже в полях порядка 15 Тесла.

Если же $|D| > |J|$, то магнитное состояние является менее жестким и более восприимчивым к действиям внешних полей. В этом случае (2 на рис. 14) в каждой позиции, занимаемой магнитным моментом, однозначно определена локальная случайно ориентированная ось анизотропии D . (Эти оси обозначены на рис. 14 стрелками без острия.) Малое, но положительное значение величины J вынуждает магнитный момент выбрать для своей ориентации такое направление D , которое ближе всего (в смысле параллельности) к направлению магнитного момента его соседа в домене. Направления магнитных моментов в домене сосредотачиваются, таким образом, внутри полусферы, так что $P(\varphi)/\sin \varphi = 1$ ($\varphi < \pi/2$), или $P(\varphi)/\sin \varphi = 0$ ($\varphi > \pi/2$), где φ — угол между осью D и оптимальным направлением в домене. (Это состояние изображено на рис. 14 полукруглостью со стрелками.) Полевая зависимость намагниченности в этом случае (2 на рис. 14) аналогична зависимости, наблюдаемой в идеальном ферромагнетике (см. раздел 3.3). При возрастании напряженности внешнего поля от нуля начальная часть кривой намагничивания в области, где H_i оказывает меньшее влияние на магнитные моменты, чем D , соответствует упорядочению асперомагнитных доменов; те из них, намагниченности которых ориентированы по отношению к полю предпочтительнее, растут за счет остальных. Часть кривой намагничивания,

поэтому полевая зависимость намагниченности не обнаруживает насыщения (см. рис. 14). Примером такого асперомагнетика служит $YbFe_3$, который не насыщается даже в полях порядка 15 Тесла.

соответствующая сильным полям, описывает область, в которой поле H_i доминирует над полями локальной анизотропии, и в которой происходит сжатие полусферы дозволённых ориентаций магнитных моментов во все более и более узкий конус. Пример того, что происходит в этой части кривой намагничивания, представляет собой процесс стягивания доменов в DyNi_3 в «складывающийся веер».

4.6. Гелимагнетизм

Магнитное состояние, возникающее в системе магнитных моментов, локализованных в узлах кристаллической решетки, ниже некоторой температуры и обладающее при различных ориентациях отдельных моментов некоторым преимущественным направлением (осью), называется *гелимагнитным*. Это состояние есть ни что иное, как кристаллическая форма асперомагнетизма (см. раздел 4.5) и его генетическими предшественниками являются сперо- и асперомагнетизм.

Типичным примером *спиральной*, или *геликоидальной*, структуры служит MnAu_2 (рис. 15), в котором преимущественная ориентация моментов систематически меняется от одной атомной плоскости кристалла к другой. Ионы Mn обладают магнитными моментами и образуют объемноцентрированную тетрагональную структуру. Их магнитные моменты параллельны в каждой плоскости, нормальной к оси c , но их направление поворачивается на угол порядка 50° при переходе от плоскости к плоскости вдоль оси C . Более сложные формы гелимагнетизма встречаются в редкоземельных металлах, причем в них направления магнитных моментов вращаются при перемещении вдоль оси C по поверхности конуса, а не в плоскости.

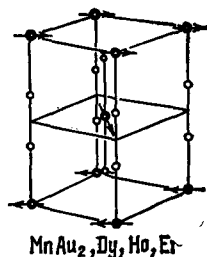


Рис. 15. Гелимагнетизм; кристаллический асперомагнетизм.

Кристаллические асперомагнетики другого класса включают в себя две (или более) антиферромагнитные подрешетки, магнитные моменты которых наклонены относительно друг друга на некоторый угол и, следовательно, не совсем коллинеарны, т. е. создают суммарную намагниченность. Эти вещества назывались ранее *паразитными ферромагнетиками*, но в настоящее время известны как *неколлинеарные антиферромагнетики* или *слабые ферромагнетики*. Слабый ферромагнетизм обусловлен двумя причинами. Одна из них — это различие одноионных анизотропий подрешеток (см. раздел 2.2), другая — взаимодействие Дзялошинского — Мории (см. раздел 2.2). В одних материалах обе эти причины одинаково важны, но в других явно доминирует одна из них. Материалом, в котором причиной слабого ферромагнетизма служит одноионная анизотропия, является NiF_2 ¹⁷. Этот материал обладает структурой рутила с катионными позициями разного сорта. Кристаллические электрические поля вокруг этих позиций одинаковы, за исключением того, что их главные оси в плоскости (ab) чередуются. Магнитные моменты лежат в этих плоскостях, но ниже T_N они упорядочиваются как две почти антипараллельные подрешетки и дают слабую спонтанную намагниченность в плоскости. Слабый ферромагнетизм, обусловленный взаимодействием Д — М, может наблюдаться только в кристаллах с особой симметрией, обладающих правильным расположением соседних ионов (см. рис. 4). Помимо $\beta\text{-MnS}$, изображенного на рисунке, материалами, обладающими слабым ферромагнетизмом, обусловленным взаимодействием Д — М, являются $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, MnSi , CrF_3 и CoCO_3 ¹⁷. Поскольку слабые ферромагнетики — это результат детального равновесия противоположно действующих сил, не удивительно, что многие из них оказываются также метамagne- тиками.

4.7. Идеальное спиновое стекло *)

Кристаллический сплав, содержащий в себе магнитные ионы данного сорта, включенные в немагнитную матрицу, при охлаждении ниже критической температуры $T_{уп}$ может упорядочиваться сперомагнитно (см. раздел 4.4). Этот процесс называется «замораживанием спинового стекла» и его классическими отличительными чертами служат наличие пика восприимчивости в слабых полях при $T_{уп} = T_{сс}$ (см. рис. 13) и метастабильность ниже этой температуры. Прообразами спиновых стекол являются растворы Fe или Mn в Cu или Au¹⁰. Хаотичность ориентации магнитных моментов напоминает хаотичность расположений составляющих обычного стекла; отсюда и название *спиновое стекло* (spin glass). Напомним (см. раздел 4.4), что ориентации

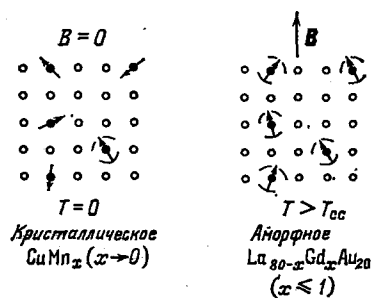


Рис. 16. Идеальное спиновое стекло. $J = \pm$ или $-$.

замороженных магнитных моментов зафиксированы и не могут флуктуировать с течением времени. Но выше температуры замораживания спинового стекла $T_{сс}$, в парамагнитном состоянии, моменты становятся свободными и могут совершать хаотические флуктуации (рис. 16).

Состояние спинового стекла в кристаллических сплавах существует только в ограниченной области концентраций растворяемого магнитного вещества. Концентрация должна быть достаточно высокой для того, чтобы возникла взаимосвязь между ионами посредством взаимодействия РККИ,

и в то же время достаточно низкой для того, чтобы избежать образования кластеров или цепочек непосредственно связанных друг с другом магнитных моментов, распространяющихся по всему образцу. Эти граничные концентрации называются, соответственно, «пределом разбавления» и пределом «протекания» и составляют в сплавах с ГЦК-решеткой приблизительно 0,01 и 20 ат.%. При концентрациях ниже предела разбавления доминирует связь Кондо (см. раздел 2.1), которая экранирует каждый магнитный ион от взаимодействия с другими такими же. (Такое состояние называется «одиночной примесью» или «режимом Кондо».) При концентрациях, превышающих предел протекания, доминирует прямой обмен, вызывающий появление ферро- или антиферромагнетизма. Состояние *идеального спинового стекла* можно рассматривать как состояние совокупности изолированных магнитных моментов, связанных друг с другом взаимодействием РККИ, при наличии пренебрежимо малого влияния непосредственно связанных друг с другом пар или больших групп магнитных моментов. Оно может быть достигнуто в одних системах сразу же, как только превышен предел разбавления, в других же системах могут существовать металлургические причины, благодаря которым растворяемые ионы распределяются в матрице не хаотически, поэтому существенную роль начнут играть кластеры ионов при любой концентрации растворяемого вещества.

Спин-стеклообразное поведение является результатом хаотичности распределения величины и знака взаимодействий между соседними магнитными моментами. Оно может возникать при хаотическом распределении магнитных ионов как в кристаллических, так и в аморфных твердых телах (см. рис. 16) со взаимодействием РККИ ($J = \pm J$) или исключительно антиферромагнитным взаимодействием ($J < 0$) во фрустрированной матрице (см. раздел 2.2). Mn, растворенный в качестве ионов замещения в разбавленных сплавах с Cu — пример спинового стекла со взаимодействием РККИ, тогда как Mn в тройных полупроводниках типа $Cd_{1-x}Mn_xTe$ или $Hg_{1-x}Mn_xSe$ — пример спинового стекла с антиферромагнитным взаимодействием во фру-

*) Подробное описание см. у Форда¹⁰.

стрированной решетке. Спиновые стекла — источник большой активности в области современных экспериментальных и теоретических исследований магнетизма^{10,18,21}. Тот факт, что этот источник лежит в малозаметной области магнетизма разбавленных сплавов, вызывает искаженное представление о важности исследуемого вопроса для всей проблемы магнетизма твердого тела. В то же время именно благодаря изучению спиновых стекол магнитологи вынуждены были отказаться от подчеркивания особой роли упорядоченности в магнетизме и считать, что фундаментальное значение может иметь как раз неупорядоченность. Несмотря на большие усилия магнитологов, до сих пор остаются невыясненными некоторые основные вопросы: какова природа состояния спинового стекла? Является ли оно новой фазой вещества? Является ли замораживание магнитных моментов при T_{cc} результатом резкого термодинамического превращения?

Прояснились пока два главных способа толкования явления замораживания спинового стекла. Первый основан на представлении об идеальном спиновом стекле и рассматривает переход в состояние спинового стекла как новый тип переходов в физике — коллективный процесс, в котором замороженное основное состояние может обладать множеством эквивалентных конфигураций. Второй исходит из того, что идеальная картина вряд ли вообще применима где-либо на практике, ибо магнитные моменты группируются в кластеры, которые играют решающую роль в поведении всех экспериментально изучаемых систем. Суммарные моменты этих кластеров образуют как бы магнитные частицы. Замораживание спинового стекла ассоциируется, таким образом, с термической блокировкой магнитных моментов кластеров (см. раздел 4.3). Для описания спинового стекла, в котором важную роль играют магнитные моменты кластеров (см. раздел 4.8), некоторые авторы предпочитают термин «миктомагнетик» (mictomagnet) или «кластерное стекло» (cluster glass).

4.8. М и к т о м а г н е т и з м

До возникновения представления о спиновом стекле свойства описанных выше систем были ошибочно истолкованы как результат сосуществования ферро- и антиферромагнетизма. В связи с этим был придуман термин «миктомагнетизм» — с греческой приставкой, означающей «смешанный» для описания того, что позднее было названо «свойствами спинового стекла»⁵. В течение некоторого времени в литературе использовались оба термина, пока недавно термин «спиновое стекло» не был окончательно связан с системами, в которых можно пренебречь объединением магнитных ионов в кластеры и ближним порядком, а термин «миктомагнетик» или «кластерное стекло» укоренился за системами, в которых эти эффекты необходимо учитывать.

Миктомагнетик, таким образом, в общем сходен с идеальным спиновым стеклом (см. раздел 4.7), за исключением того, что в нем доминируют локальные корреляции магнитных ионов (двойные, тройные и т. д.) ввиду повышенной концентрации магнитных примесей. Для отдельных материалов характерно то, что небольшие группы ионов связываются друг с другом прямым обменным взаимодействием и сосуществуют как отдельные образования, внедренные в матрицу спинового стекла (рис. 17). Моменты кластеров взаимодействуют друг с другом косвенно посредством взаимодействия РККИ и кооперативно замораживаются ниже некоторой температуры T_{sam} как в сперомагнетике (см. раздел 4.4).

Замораживание моментов в миктомагнетике обусловлено термической блокировкой суперпарамагнитных моментов кластеров (см. раздел 4.3). Так как в миктомагнетике обычно наблюдается целый набор размеров кластеров, можно ожидать, что существует также и соответствующий набор температур, при которых осуществляется блокировка магнитных моментов. Это

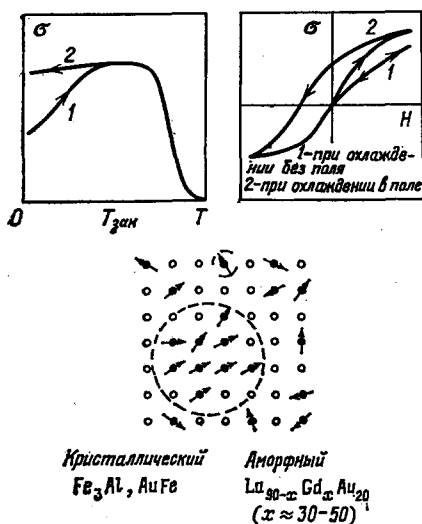


Рис. 17. Микромагнетизм; кластерное стекло.

делает процесс замораживания не столь резко выраженным, чем тот, который осуществляется в системе с кластерами одного размера. (Вольфарт²⁵ указал, что точно такое же поведение обнаружено у магнитных включений в горных породах, у которых пик на кривой зависимости $\chi(T)$ при $T = T_{\text{зам}}$ сравним с «пиком Гопкинсона», обнаруженным на кривых зависимости от температуры восприимчивости некоторых ферромагнетиков в слабых полях при температурах ниже T_c .) Другая характерная черта микромагнетизма — зависимость намагниченности σ от магнитной предистории образца (см. рис. 17). Охлаждение образца ниже $T_{\text{зам}}$ в сравнительно слабых полях (~ 1 Тл) создает в конфигурации замороженных кластерных моментов некоторое преимущественное направление. Такое асперомагнитное состояние (2 на рис. 17) обладает типичной смещенной петлей

гистерезиса и повышенным значением σ ниже $T_{\text{зам}}$, соответствующим «вмороженному» эффективному полю частично упорядоченных моментов.

4.9. Сперимагнетизм (sperrimagnetism)

Сперимагнитная структура содержит ионы двух (или более) магнитных веществ, причем магнитные моменты, по крайней мере, одного из них заморожены со случайными ориентациями⁸. Сперимагнетизм связан с ферри-

магнетизмом точно так же, как сперомагнетизм с ферромагнетизмом — за исключением того, что сперимагнетик обычно обладает суммарной спонтанной намагниченностью за счет преобладающего ферромагнитного упорядочения в одной из составляющих его структуры (рис. 18). В этом случае его можно рассматривать как неколлинеарный ферримагнетик (ср. рис. 9 и 18), и можно выделить два случая. В первом случае одноионная анизотропия (см. раздел 2.2) неколлинеарных ионов доминирует над обменным взаимодействием между ними. ($D_1 > J$ на рис. 18, где J — параметр обменного

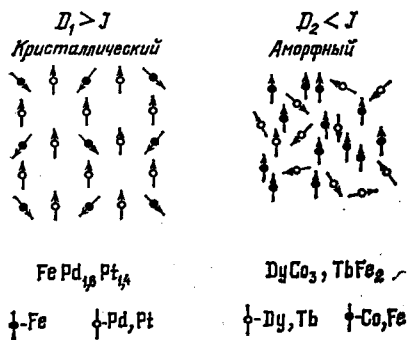


Рис. 18. Сперимагнетизм. Неколлинеарный ферримагнетизм.

взаимодействия между $3d$ -ионами; D_1 и D_2 — константы локальной анизотропии $3d$ - и редкоземельного элементов, соответственно. Обменное взаимодействие между редкоземельными ионами пренебрежимо мало.) Угол, характеризующий неколлинеарность магнитных моментов в этом случае одинаков для всех ионов данного сорта в кристаллической решетке, как это показано на рисунке для ионов Fe. Во втором случае ($D_2 < J$ на рис. 18) ионы $3d$ -металла связаны друг с другом ферромагнитно, а моменты редкоземельных ионов неколлинеарны. Суммарные моменты ионов обоих сортов антипараллельны, но магнитные моменты редкоземельных ионов ориентированы асперомагнитно в пределах некоторого конуса (см. раздел 4.5). Действительно, сперимагнитную структуру можно рассматривать также и как структуру,

которая, если бы все ее составляющие были эквивалентны, была бы асперомагнитной.

Представление о многих изложенных выше вопросах нелегко извлечь из оригинальных исследований. Поэтому автор надеется, что принес пользу новичкам в области магнетизма или неспециалистам своим наглядным и простым изложением. Разнообразные магнитные *возбуждения*, встречающиеся в различных магнитных состояниях и не рассмотренные здесь из-за ограниченности объема статьи, подробно рассмотрены в недавно вышедшей книге Маттиса ¹⁵.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Allen P. S.—Contemp. Phys., 1976, v. 17, p. 387.
2. Anderson P. W., Suhl H.—Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 898.
3. Bates C. A., Wood P. H.—Contemp. Phys., 1975, v. 16, p. 547.
4. Bean C. P., Livingston J. D.—J. Appl. Phys., 1959, v. 30, p. 120.
5. Beck P. A.—Progr. Mater. Sci., 1978, v. 23, p. 1.
6. Bell A. E., Caplin A. D.—Contemp. Phys., 1975, v. 16, p. 375.
7. Cahn R. W.—Ibid., 1980, v. 21, p. 43.
8. Coey J. M. D.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1646.
9. Cullity B. D. Introduction to Magnetic Materials.—Reading, Mass: Addison-Wesley, 1972.
10. Ford P. J.—Contemp. Phys., 1982, v. 23, p. 141.
11. Gignoux D., Givord D., Laforest J., Lemaire R., Molho P.—Am. Inst. Phys. Conf. Ser., v. 55, p. 287.
12. Hurd C. M.—Contemp. Phys., 1975, v. 16, p. 517.
13. Kanamori J.—In: Magnetism/Ed. by G. T. Rado, H. Suhl.—N.Y.: Academic Press, 1963.—V. 1 p. 127.
14. Keffer F.—Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 896.
15. Mattis D. C. The Theory of Magnetism. 1.—Berlin: Springer-Verlag, 1981.
16. Mook H. A., Koehler W. C., Sinha S. K., Crabtree G. W., Hinks D. G., Maple M. B., Fisk Z., Johnston D. C., Wolf L. D., Hamaker H. C.—J. Appl. Phys., 1982, v. 53, p. 2614.
17. Moriya T.—Цит. в ¹³ сб.—P. 85.
18. Mydosh J. A.—J. Magn. and Magn. Mater., 1978, v. 7, p. 237.
19. Nature, 1973, v. 246, p. 445.
20. Neel L.—Ann. Geophys., 1949, v. 5, p. 99.
21. Rivier N., Taylor R.—New Sci., 1975, v. 65, p. 569.
22. Smith D. A.—J. Magn. and Magn. Mater., 1976, v. 1, p. 214.
23. Stryjewski E., Giordano N.—Adv. Phys., 1977, v. 26, p. 487.
24. White R. M., Geballe T. H. Long Range Order in Solids: Suppl. to Sol. State Phys.—N.Y.: Academic Press, 1979.
25. Wohlfarth E. P.—Physica, 1977, v. 86-88B, p. 852.
26. Wohlfarth E. P.—J. Magn. and Magn. Mater., 1980, v. 20, p. 77.

