

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Магнитные свойства аморфных сплавов редкоземельных металлов с переходными 3d-металлами

А.С. Андрееenko, С.А. Никитин

Приведены результаты исследования магнитных свойств редкоземельных аморфных сплавов с переходными 3d-металлами. Экспериментальные результаты по исследованию систем аморфных сплавов обобщаются на основе современных теоретических представлений. Показано, что основные особенности процессов намагничивания и перемангничивания аморфных сплавов определяются обменными взаимодействиями и случайной магнитной анизотропией. Рассмотрены новые эффекты, связанные с влиянием индуцированной магнитной анизотропии на процессы намагничивания в этих сплавах. Систематически изложены результаты исследований магнитоупругих свойств в редкоземельных аморфных сплавах. Определена зависимость обменных интегралов от межатомных расстояний. Показано, что давление существенно влияет на магнитную структуру и фазовые переходы в этих магнетиках.

PACS numbers: 61.43.Dq, 75.10.-b, 75.50.Kj

Содержание

1. Введение (605).
 2. Магнитные свойства, процессы намагничивания и перемангничивания в аморфных сплавах редкоземельных металлов с переходными 3d-металлами (606).
 - 2.1. Процессы намагничивания в сильноанизотропных сплавах.
 - 2.2. Процессы намагничивания в слабоанизотропных сплавах.
 3. Влияние наведенной магнитной анизотропии на процессы намагничивания (611).
 4. Магнитоупругие эффекты в аморфных сплавах (615).
 - 4.1. Влияние давления на температуру Кюри и обменные взаимодействия.
 - 4.2. Влияние давления на магнитные структуры аморфных сплавов R-Fe.
 - 4.3. Влияние давления на намагниченность.
 5. Заключение (620).
- Список литературы (621).

1. Введение

История исследования аморфных магнитных материалов сравнительно коротка. До 1960 г. среди магнитологов было распространено мнение, что в материалах, не обладающих кристаллической структурой, невозможно наличие магнитного порядка. В 1960 г. Губановым была

опубликована работа [1], в которой теоретически обосновывалась возможность существования магнитоупорядоченного состояния в металлических соединениях, не обладающих кристаллической структурой. Следующий шаг в исследовании аморфных магнетиков был сделан в результате развития технологии получения магнитных аморфных сплавов на основе магнитных металлов группы железа с немагнитными добавками типа кремния и бора, которые играли роль стабилизаторов аморфной фазы.

В 1973 г. появились первые сообщения о получении аморфных сплавов редкоземельных металлов (РЗМ) с переходными 3d-металлами [2, 3], после чего внимание многих исследователей сконцентрировалось на изучении этого класса магнитных соединений. Интерес к их изучению диктовался тем, что отсутствие химического, кристаллографического и топологического порядков в этих сплавах приводит к возникновению флуктуаций основных энергетических взаимодействий, определяющих характер магнитного упорядочения в аморфных магнетиках.

Первые же исследования показали, что аморфные сплавы на основе РЗМ обладают рядом уникальных свойств. В них были обнаружены магнитные цилиндрические домены [2], гигантская коэрцитивная сила при низких температурах [4], магнитные микродомены с размерами в несколько ангстрем [5], аномальная зависимость температур магнитного упорядочения от величины спина редкоземельного иона [5, 6].

Особенности структуры аморфных сплавов потребовали от исследователей разработки новых теоретических концепций, учитывающих метастабильный характер магнитного состояния и флуктуаций основных энергетических параметров, определяющих магнитное состояние ионов, для чего необходимо знание магнитной и терми-

А.С. Андрееenko, С.А. Никитин. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Воробьевы горы, Россия
Тел. (095) 939-29-12
Факс (095) 932-88-20
E-mail: asa@ofef264a.phys.msu.ru

Статья поступила 14 ноября 1996 г.,
после доработки 10 февраля 1997 г.

ческой предыстории сплавов, а также получение детальной информации о ближайшем окружении магнитного иона, механизмах обмена и локальной анизотропии.

Основные отличия свойств аморфных редкоземельных сплавов от их кристаллических аналогов, имеющих такой же химический состав, состоят в следующем:

1. Наличие гигантской локальной анизотропии редкоземельных ионов в силу стохастического распределения окружения магнитных ионов, хотя и не приводит к возникновению макроскопической анизотропии, тем не менее определяет направления локальных осей легкого намагничивания и оказывает сильное влияние на процессы намагничивания.

2. Сильные флуктуации значений обменных интегралов в аморфных сплавах и наличие конкурирующих обменных взаимодействий обоих знаков проявляются в существенном различии температур Кюри аморфных сплавов и их кристаллических аналогов.

3. Многообразие магнитных структур и фазовых переходов, которые наблюдаются в аморфных сплавах.

4. Возможность получения аморфных сплавов в широкой области концентраций и большой выбор легирующих добавок, что дает уникальную возможность плавного варьирования основных магнитных параметров.

5. Высокая технологичность получения аморфных сплавов и хорошие механические характеристики определяют перспективность их практического применения.

6. Магнитоупругие эффекты в аморфных сплавах могут иметь существенные особенности, поскольку они определяются не только величиной обменных интегралов, но и "жесткостью" атомных связей.

Здесь приводится обзор последних исследований по магнетизму редкоземельных аморфных массивных материалов. За рамками обзора остался ряд вопросов, по которым последнее время были опубликованы монографии или подробные обзоры. Так, проблемы получения аморфных сплавов были рассмотрены в работах [7–13], различные аспекты практического применения аморфных редкоземельных материалов обсуждались в [10–14].

В обзор также не включены результаты работ, выполненных на тонких пленках, для объяснения магнитных свойств которых требуется учет особенностей магнитного поведения поверхностного слоя и слоя, прилегающего к подложке. Приводятся и обсуждаются только данные, полученные на массивных образцах толщиной в несколько десятков микрометров, которые можно рассматривать как объемные трехмерные образцы.

2. Магнитные свойства, процессы намагничивания и перемангничивания в аморфных сплавах редкоземельных металлов с переходными 3d-металлами

Для анализа магнитных свойств аморфных сплавов РЗМ с переходными металлами (ПМ) существенное значение имеют три типа обменных взаимодействий: d–d-обмен, приводящий к магнитному упорядочению при температурах $T < \Theta$; f–d-обменное взаимодействие, обуславливающее поляризацию редкоземельных ионов эффективным обменным полем, действующим со стороны d-подрешетки; f–f-обмен, который обычно много меньше двух первых и часто может не приниматься во внимание. Отметим тот факт, что все возможные типы обменных

взаимодействий — прямой обмен, сверхобменные взаимодействия через лиганды, косвенный обмен через электроны проводимости — сильно зависят от расстояния между взаимодействующими ионами [15] и в силу присущих аморфным сплавам флуктуаций межатомных расстояний обладают заметной дисперсией по величине и по знаку.

Структурно разупорядоченные материалы, как правило, не должны обладать макроскопической анизотропией с определенным направлением легкого намагничивания¹. Однако вследствие электростатического взаимодействия сильноанизотропной 4f-подоболочки с локальным кристаллическим полем соседних ионов возникает сильная локальная магнитная анизотропия. В результате флуктуаций локального окружения 4f-ионов направление локальных осей легкого намагничивания хаотически или с некоторой корреляцией меняется от узла к узлу.

Таким образом, конкуренция обменных взаимодействий и локальной магнитной анизотропии определяет такие основные магнитные свойства рассматриваемых аморфных сплавов, как магнитные структуры, фазовые переходы, процессы намагничивания и перемангничивания. Все аморфные сплавы можно условно разделить на две группы: с сильным преобладанием случайной магнитной анизотропии над обменным взаимодействием (*сильноанизотропные сплавы*) и с довольно слабой по сравнению с обменными взаимодействиями случайной анизотропией (*слабоанизотропные сплавы*). Эти группы сплавов существенно различаются по своим магнитным свойствам. Однако резкой границы эти группы не имеют, поскольку их свойства сильно зависят от соотношения компонентов в сплаве. Рассмотрим в этом контексте основные экспериментальные факты и теоретические концепции, разработанные в последние несколько лет.

2.1. Процессы намагничивания в сильноанизотропных сплавах

Рассмотрим магнитные свойства аморфных сплавов $\text{Er}_x\text{Fe}_{100-x}$, где $x = 26, 32$ и 54 ат.%. Измерения [16] показали, что аморфные сплавы Er–Fe магнитно изотропны. При комнатной температуре ни в одном из сплавов не обнаружено магнитного упорядочения (сплавы являются парамагнитными). Исследования температурных зависимостей намагниченности проводились следующим образом. Начальное магнитное состояние получалось при охлаждении сплава до температуры $T = 4,2$ К. Это охлаждение проводили двумя способами: 1) в отсутствие магнитного поля, 2) при включенном магнитном поле. После этого проводились измерения температурных зависимостей намагниченности в различных магнитных полях. Далее будем использовать общепринятую терминологию: если образец охлаждался без поля, то будем называть этот процесс ZFC (zero field cooled), если в поле — FC (field cooled). Петли гистерезиса и кривые намагниченности измерялись после того, как образцы размагничивались при температуре, при которой проводились измерения.

При понижении температуры в сплавах возникало магнитное упорядочение. На рисунке 1 приведены петли

¹ Исключения составляют сплавы, в которых в результате особых условий изготовления, термообработки и т.д. была индуцирована одноосная анизотропия. Вопросы влияния индуцированной анизотропии на магнитные свойства будут рассмотрены в разделе 3.

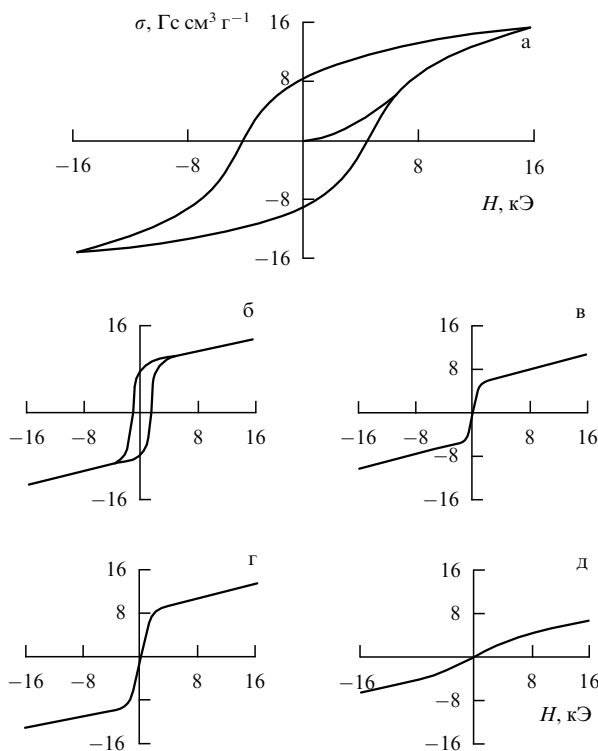


Рис. 1. Петли гистерезиса и кривые начального намагничивания аморфного сплава $\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$ при различных температурах: (а) $T = 28$ К, (б) 65 К, (в) 104 К, (г) 185 К, (д) 250 К.

гистерезиса и кривые намагничивания сплава $\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$ при различных температурах. С уменьшением температуры петли магнитного гистерезиса сильно расширяются, а коэрцитивная сила резко возрастает.

На рисунке 2 приведены температурные зависимости намагниченности $\sigma(T)$ ZFC и FC, а также температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$. Как

видно из рисунка, при понижении температуры наблюдается возрастание намагниченности сплавов, связанное с появлением в них магнитного упорядочения. Приблизительно такое же значение точки Кюри было получено и из измерений температурных зависимостей магнитной восприимчивости (см. рис. 2).

Сильное понижение температуры Кюри в аморфных сплавах $\text{Er}-\text{Fe}$ с уменьшением содержания Fe свидетельствует о том, что основной вклад в обменные взаимодействия дает d-d-обмен. Плавное изменение удельной намагниченности сплавов вблизи температуры Кюри указывает на "размытый" характер фазового перехода, при котором локальные флуктуации энергии магнитной анизотропии достаточно велики [17].

Ниже точки Кюри на кривых температурной зависимости намагниченности во всех аморфных сплавах $\text{Er}-\text{Fe}$ наблюдались максимумы $\sigma(T)$ в области температур 30–100 К. Температуры максимумов сильно зависели от величины магнитных полей, в которых проводилось отогревание образцов. На вставке к рис. 2 приведена температурная зависимость поля H_m , при котором $\sigma(T)$ достигает максимального значения. Для сравнения, на этой же вставке приведена кривая температурной зависимости коэрцитивной силы H_c . Обращает на себя внимание тот факт, что во всей области температур коэрцитивная сила заметно меньше поля H_m , при котором наблюдается максимум намагниченности на кривой $\sigma(T)$. Это свидетельствует о разных механизмах, определяющих коэрцитивную силу и поле H_m .

Задача определения магнитного состояния аморфного магнетика сводится к вариационной задаче, где коэффициенты плотности термодинамического потенциала являются случайными функциями. Моменты (средние значения, дисперсию, корреляционные функции и т.д.) этих величин приходится задавать в модельном или феноменологическом виде. Ситуация осложняется отсутствием малых параметров, используя которые, можно линейаризовать или упростить нелинейные дифференциальные уравнения Эйлера – Лагранжа.

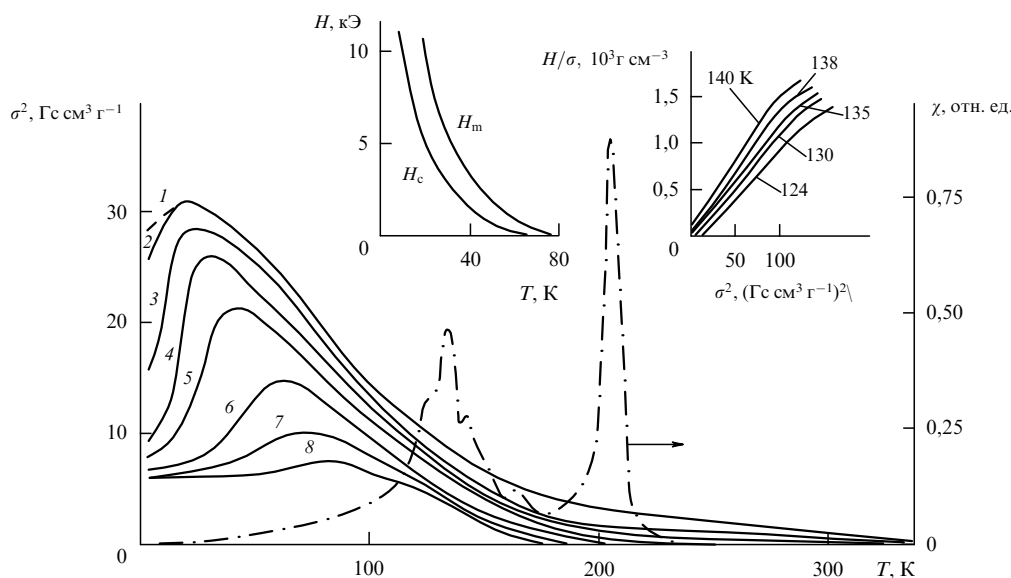


Рис. 2 Температурная зависимость удельной намагниченности аморфного сплава. Кривая 1 получена при нагреве в $H = 14$ кЭ после FC в поле 14 кЭ. Кривые 2–8 получены после ZFC в процессе отогрева в следующих полях: 2 — 14 кЭ, 3 — 10 кЭ, 4 — 6 кЭ, 5 — 3 кЭ, 6 — 1 кЭ, 7 — 0,5 кЭ, 8 — 0,2 кЭ. Штрихпунктиром показана зависимость $\chi(T)$. На вставках — зависимости $H_c(T)$ и $H_m(T)$, а также $H/\sigma(\sigma^2)$.

Как известно, исходное магнитное состояние аморфных сплавов РЗМ – переходный 3d-металл представляет собой макроскопически разупорядоченную структуру. Однако достаточно малые области образца могут образовывать своеобразную доменную структуру — хаотическую в том смысле, что ориентация векторов намагниченности в доменах является случайной. На возможность возникновения таких структур в сильнофлуктуирующих системах указывали Имри и Ма [17]. Размеры доменов определяются конкуренцией магнитостатических и обменных взаимодействий, а также анизотропными эффектами, которые определяют главным образом ориентацию намагниченности домена. При наложении внешнего поля начинается перестройка доменной структуры, приводящая к появлению макроскопической намагниченности. В пользу такого предположения говорят большая коэрцитивность и малая подвижность доменных границ, что указывает на большое число рассеивающих и задерживающих центров, а также на то, что стенки в общем случае не являются 180-градусными.

Запишем термодинамический потенциал i -го домена в виде [16]

$$\Phi_i = -M'(T)H \cos \varphi_i - K(T) \cos^2(\varphi_i - \psi_i), \quad (1)$$

где $M'(T)$ — намагниченность домена, $K(T)$ — константа магнитной анизотропии, φ_i — угол между направлением намагниченности и внешним полем, ψ_i — угол между направлением поля \mathbf{H} и осью анизотропии домена.

Магнитное состояние системы определяется путем минимизации уравнения (1) по углам с учетом устойчивости полученных решений. Фактически задача сводится к изучению процесса намагничивания ферромагнетика в наклонном поле с последующим суммированием по всем доменам и усреднением по углу ψ , определяющему оси легкого намагничивания доменов. Считая, что векторы намагниченности доменов в отсутствие магнитного поля с постоянной плотностью вероятностей заполняют сферу, намагниченность на формульную единицу можно записать следующим образом:

$$I = \frac{M'(T)}{2} \int_0^\pi \cos[\varphi(\psi, H, T)] \sin \psi \, d\psi. \quad (2)$$

Такая структура может появляться в аморфных пленках большой толщины (несколько десятков микрометров), где особенности магнитного состояния тонких пленок отсутствуют.

Гамильтониан кристаллического поля, действующего на РЗМ-ионы в аморфной матрице, согласно модели Харриса – Плишке – Цуккермана [18], можно записать в виде

$$\bar{H}_{\text{cryst}} = -D \sum_i (\hat{J}_{z_i}^{(i)})^2, \quad (3)$$

где $\hat{J}^{(i)}$ — магнитный момент i -го иона, суммирование проводится по всем f -ионам, постоянная $D > 0$ одинакова для всех мест, ориентация оси z_i случайным образом изменяется от места к месту. Эта модель удовлетворительно описывает свойства аморфных сплавов на основе редкоземельных металлов.

Поскольку из эксперимента известно [15], что обменное взаимодействие между ионами РЗМ и 3d-металла много слабее, чем обменные взаимодействия внутри d -

подсистемы, можно считать f -подсистему парамагнетиком, находящимся в эффективном поле, которое является суммой внешнего поля и поля f - d -обменного взаимодействия.

Не приводя подробных выкладок (см. [16]), напомним окончательное выражение

$$\frac{\Phi_i}{K(T)} = -\beta \cos \varphi - \cos^2(\varphi - \psi), \quad (4)$$

в котором

$$\beta = \frac{H}{K_0 M_0} \frac{1 - \tau}{\tau^\delta}, \quad (5)$$

где M_0 и K_0 — соответственно намагниченность и константа анизотропии при $T = 0$, $\tau = 1 - T/\Theta$, Θ — температура Кюри, δ — безразмерный параметр.

Важной чертой рассмотренной модели является то, что параметры δ , K_0 , M_0 , T , описывающие магнитные свойства аморфного сплава, входят в виде универсальной комбинации, характеризуемой безразмерным параметром β . Минимизируя выражение (4), для определения угла получим уравнение

$$\beta \sin \varphi = \sin[2(\varphi - \psi)], \quad (6)$$

которое совместно с условием устойчивости позволяет найти решение.

Уравнение (6) имеет неоднозначные решения. Так, при $H = 0$ существуют два устойчивых решения: $\varphi_1 = \psi$, $\varphi_2 = \psi + \pi$. При наложении поля решение φ_1 (при $\psi > \pi/2$) или решение φ_2 ($\psi < \pi/2$) становятся метастабильными и теряют устойчивость при значениях β , определяемых из условия

$$\cos^{2/3} \psi + \sin^{2/3} \psi = (2\beta^{-1})^{2/3}. \quad (7)$$

Анализируя условие устойчивости (7) магнитного состояния системы, можно выделить три области:

а) $\beta < 1$ — область слабых полей или низких температур. Намагничивание происходит за счет плавного вращения векторов намагниченности доменов.

б) $1 < \beta < 2$ — промежуточная область, в которой происходят процессы переориентации намагниченности доменов с $\psi > \pi/2$, при этом процесс становится необратимым и наблюдается резкий рост намагниченности.

в) $\beta > 2$ — процессы переориентации скачком закончены и происходит стягивание векторов намагниченности доменов к внешнему полю. При приближении к точке Кюри происходит спад намагниченности.

Для всех трех областей можно провести численное решение уравнения (6) с учетом выражения для потери устойчивости (7). Типичный результат расчета приведен на рис. 3 (кривая 3). На рисунке 3 выделены области магнитных состояний, соответствующих случаям а, б и в. Обращает на себя внимание плавный переход от одних состояний к другим при изменении температуры и наличие максимума на кривых $\sigma(T)$ при фиксированном значении магнитного поля. Из рисунка видно, что наилучшее количественное согласие наблюдалось в промежуточной области температур. Расхождение при низких температурах можно объяснить тем, что в этой области температур надо учитывать более точно температурную зависимость константы анизотропии, т.е. учитывать следующие члены в разложении термодина-

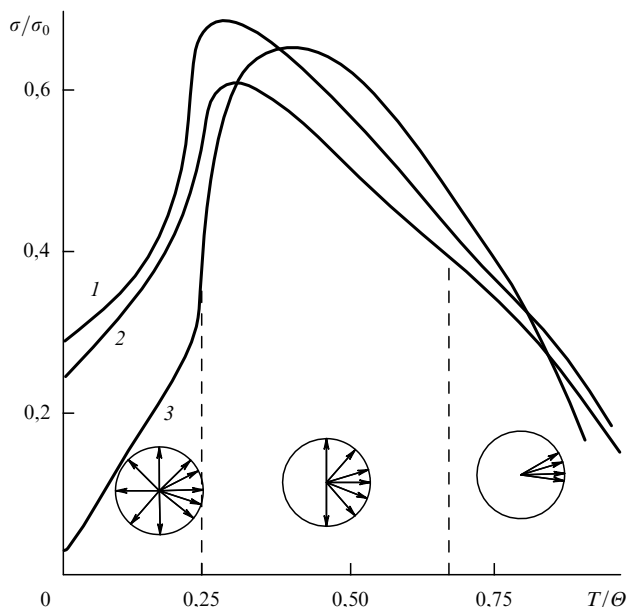


Рис. 3. Экспериментальные (кривая 1 — для сплава $\text{Er}_{32}\text{Fe}_{68}$, 2 — для $\text{Er}_{54}\text{Fe}_{46}$) и теоретически рассчитанная (кривая 3) температурные зависимости намагниченности после ZFC при нагреве в поле $H = 3$ кЭ. Схематически показано расположение магнитных моментов доменов в различных температурных областях.

мического потенциала. Отклонения в высокотемпературной области можно объяснить не вполне адекватным описанием двухподрешеточного магнетика со сложной температурной зависимостью подрешеток простой степенной функцией.

Анализ температурных зависимостей коэрцитивной силы и поля максимумов показывает следующее. Предельная петля гистерезиса соответствует остаточной намагниченности доменов, магнитные моменты которых заполняют полусферу. При наложении поля в противоположном направлении можно найти значение поля, при котором намагниченность обращается в нуль, что соответствует самому началу переброса магнитных моментов доменов. Поле максимумов соответствует значению $\beta = 2$ (окончание процессов переброса), но не при слишком высоких температурах, при которых температурная зависимость намагниченности $M(T)$ компенсирует рост намагниченности за счет вращения. В результате $H_m(T) \approx 2H_c(T)$ и экспериментальные результаты, представленные на рис. 2, получают удовлетворительное объяснение. При повышении температуры значения H_c и H_m сближаются за счет более быстрого убывания H_m с ростом температуры.

Полученные из эксперимента параметры магнитного состояния аморфных сплавов были использованы при расчете петли гистерезиса (рис. 4). Как видно из рис. 3, 4, экспериментальные и теоретические результаты находятся в хорошем количественном согласии.

Анализ экспериментальных данных, проведенный для нескольких систем аморфных сплавов, показал [19], что с помощью этой модели удовлетворительно описываются магнитные свойства следующих сплавов: $\text{Er}_x\text{Fe}_{100-x}$ ($26 \leq x \leq 54$), $\text{Dy}_x\text{Co}_{100-x}$ ($26 \leq x \leq 56$), $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ ($46 \leq x \leq 70$), $\text{Tb}_x\text{Co}_{100-x}$ ($26 \leq x \leq 40$).

Однако в приведенной выше модели некоторые допущения могут не выполняться в реальности. Так, с

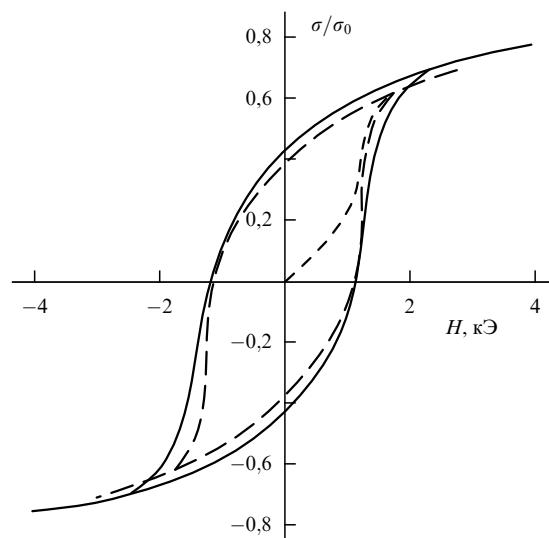


Рис. 4. Экспериментальная (сплошная линия) и теоретически рассчитанная (штриховая) петли гистерезиса для сплава $\text{Er}_{32}\text{Fe}_{68}$ при $T = 37$ К.

увеличением содержания 3d-металла возможно искажение сферической симметрии распределения векторов намагниченности доменов. Кроме того, в толстых пленках разумно предположить существование преимущественной ориентации осей легкого намагничивания (ОЛН) доменов, что может привести к сближению значений H_c и H_m за счет увеличения H_c .

Высокое содержание переходного 3d-металла приводит к тому, что случайная магнитная анизотропия становится намного меньше энергии обменного взаимодействия, поэтому эти сплавы правомерно отнести к слабоанизотропным аморфным сплавам.

2.2. Процессы намагничивания в слабоанизотропных сплавах

На рисунке 5 представлены температурные зависимости намагниченности сплава $\text{Tb}_{21}\text{Co}_{79}$, измеренные в режиме ZFC. Кривые $\sigma(T)$ имеют существенно другой характер, чем в сильноанизотропных сплавах. Во-первых, значения

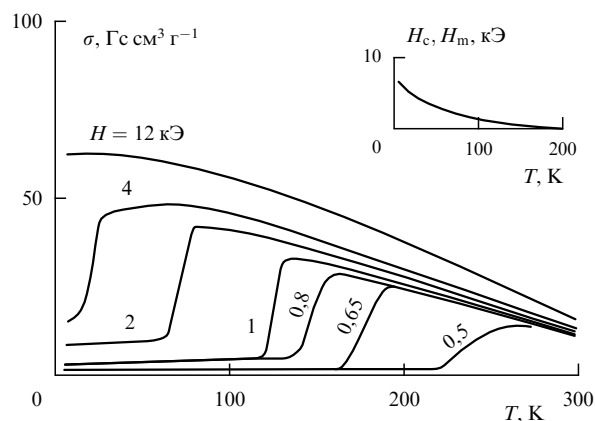


Рис. 5. Температурные зависимости удельной намагниченности $\sigma(T)$ для аморфного сплава $\text{Tb}_{21}\text{Co}_{79}$ при нагреве образцов во внешнем поле (значения полей в кЭ приведены на рисунке) после ZFC. На вставке приведены зависимости $H_c(T)$ и $H_m(T)$.

H_m и H_c практически совпадают, что видно из вставки к рис. 5, а во-вторых, величины полей, используемых в эксперименте, достаточно для разрушения спин-стекольного состояния. Сравнение петель гистерезиса (рис. 6) также свидетельствует о том, что процессы намагничивания в сильно- и слабоанизотропных сплавах значительно различаются, что проявляется в уменьшении коэрцитивной силы, отсутствии наклона кривой намагничивания в сильных полях (ср. кривую 1 для слабоанизотропного сплава с кривой 3 для сильноанизотропного). Исследования доменной структуры в сплавах с большим содержанием 3d-металла показали, что в них наблюдается периодическая страйп-структура [20]. При уменьшении концентрации РЗМ локальная магнитная анизотропия каждого РЗ-иона сохраняется, однако общее число этих ионов уменьшается и одновременно понижается вклад в общую энергию магнитного состояния случайной магнитной анизотропии. В результате возникает возможность смещения доменных стенок, которые в сильноанизотропных сплавах практически отсутствуют.

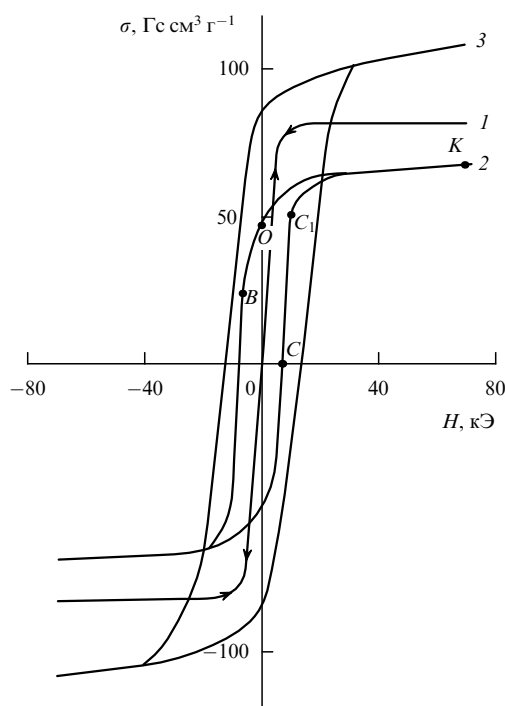


Рис. 6. Петли гистерезиса для аморфных сплавов $Tb_{10}Co_{90}$ (1), $Tb_{26}Co_{74}$ (2) и $Tb_{34}Co_{66}$ (3) при температуре $T = 1,5$ К.

Для описания процессов намагничивания и перемагничивания в аморфных сплавах с большим содержанием 3d-металла были использованы результаты работ [21, 22].

В простейшем приближении свободную энергию системы с учетом структурных флуктуаций, приводящих к флуктуациям кристаллических полей, которые действуют на редкоземельные ионы, можно записать в виде

$$\Delta F_R = \frac{\hat{\chi}(T)}{2} (H + H_{\text{eff}})^2, \quad (8)$$

где $\hat{\chi}$ — тензор парамагнитной восприимчивости редкоземельного иона, $H_{\text{eff}} = -I_{fd}M_{\text{TM}}$ — эффективное обмен-

ное поле, действующее на РЗ-ион со стороны d-подсистемы, I_{fd} — параметр f-d-обмена, M_{TM} — магнитный момент 3d-металла. Последний удобно использовать в качестве независимой переменной при рассмотрении магнитной структуры соединений РЗМ — переходный металл, выражая через него свободную энергию системы [23]. Вклад РЗ-ионов приводит к возникновению магнитной анизотропии, величина которой возрастает с понижением температуры, вследствие возрастания $\chi(T)$ по гиперболическому закону.

Не останавливаясь подробно на особенностях модели (см. [24]), рассмотрим ее основные выводы. Так, было показано, что вследствие большой величины поля локальной анизотропии, в которую основной вклад дают РЗ-ионы, коэрцитивная сила смещения доменных границ H_c также велика и отсутствие увеличения намагниченности в полях меньше H_c можно объяснить задержкой смещения доменных стенок (рис. 6). Наложение внешнего поля H приводит к изменению дисперсии ориентационных флуктуаций D_m , а следовательно, и величины среднего магнитного момента в доменах. Однако этот процесс не сопровождается увеличением суммарного магнитного момента образца, поскольку D_m уменьшается при увеличении поля лишь в тех доменах, где намагниченность имеет положительную проекцию на магнитное поле. Если же проекция отрицательна, то D_m растет. Таким образом, средний магнитный момент образца при произвольной ориентации намагниченности в различных доменах не изменяется.

При $H > H_c$ начинается смещение доменных границ, сопровождающееся также подавлением флуктуаций D_m . Поскольку в исследованных образцах размагничивающий фактор мал при намагничивании пленки в ее плоскости, процесс смещения протекает в очень узком интервале полей и соответствующий участок кривой намагничивания (см. рис. 6, кривая 2, CC_1) практически вертикален. На участке C_1K идет процесс подавления ориентационных флуктуаций D_m , вклад которого в увеличение магнитного момента образца ранее не проявлялся из-за доменной структуры. Правее точки C_1 на кривой CC_1K образец находится в однодоменном состоянии, однако при уменьшении поля ориентационные флуктуации возрастают, что сопровождается уменьшением магнитного момента образца (участок KO).

После инверсии магнитного поля (участок OB) ориентационные флуктуации продолжают возрастать. Результатом этого процесса является увеличение вероятности возникновения достаточно протяженных областей, в которых магнитный момент образует тупой угол с направлением поля. Такие участки играют роль зародышей перемагниченной фазы.

Большая величина коэрцитивной силы смещения доменных границ обуславливает и температурные зависимости намагниченности образца, в том числе и его магнитную предысторию. Вследствие малости размагничивающих полей образец, охлажденный во внешнем магнитном поле, остается в однодоменном состоянии и после его выключения. В этом случае возрастание намагниченности при нагреве обусловлено подавлением ориентационных флуктуаций в практически однодоменном образце вследствие уменьшения константы, определяющей магнитную анизотропию.

Если образец при нулевой температуре размагничен, то значительное увеличение его намагниченности,

наблюдаемое в эксперименте, является следствием смещения доменных границ, происходящего в фиксированном поле $H = H_c(T)$ (см. рис. 6).

Таким образом, можно считать экспериментально установленным тот факт, что основным фактором, определяющим процессы намагничивания и перемагничивания в аморфных сплавах РЗМ–переходный 3d-металл, является соотношение энергии случайной магнитной анизотропии и обменных взаимодействий. Так как величину энергии случайной анизотропии сплава определяет главным образом содержание РЗ-ионов, а обменную энергию — концентрация переходного 3d-металла, то процессы намагничивания однозначно определяются соотношением компонентов сплава. В сплавах богатых РЗ-ионами процессы намагничивания обусловлены в значительной степени процессами вращения векторов намагниченности доменов, а в сплавах, где велико содержание переходного металла, — эффектами смещения доменных границ. Наблюдается также прямая корреляция между межатомами расстояниями и процессами намагничивания [19].

3. Влияние наведенной магнитной анизотропии на процессы намагничивания

Наряду со случайной локальной магнитной анизотропией в ряде аморфных сплавов наблюдается наведенная макроскопическая магнитная анизотропия. Макроскопическая магнитная анизотропия может индуцироваться внешним магнитным полем, приложенным как в процессе термообработки, так и в процессе изготовления образца, например, при напылении во внешнем магнитном поле. Величина ее может достигать значений порядка 10^7 эрг см^{-3} [25]. Первый эффект является наиболее изученным. Здесь внешнее магнитное поле приводит к выделению преимущественного направления в ранее изотропном магнетике и к появлению остаточной намагниченности. Этот случай в данной работе рассматриваться не будет. Второй эффект заслуживает подробного анализа, поскольку отсутствуют детальные исследования физических механизмов, ответственных за этот эффект. Наведенная в процессе изготовления образца анизотропия существенно влияет на процессы намагничивания аморфных сплавов.

В зависимости от условий напыления ось анизотропии может либо лежать в плоскости пленки [26–30], либо быть перпендикулярной ей [26–28, 31–40]. Существует несколько экспериментальных методик, которые используются для создания макроскопической анизотропии в процессе напыления и регулирования ее величины и направления: наложение постоянного магнитного поля при напылении [28, 36–40], варьирование температуры подложки [25–27, 37], изменение давления аргона при ионно-плазменном напылении [29, 31, 40], напыление с использованием двух пучков аргона [34], приложение к подложке отрицательного напряжения смещения [27, 28, 30–34], а также комбинация всех этих методик.

Хотя макроскопическая анизотропия является характеристикой, имеющей большое практическое значение, в частности при создании среды для термомангнитной записи информации, до сих пор мало известно о причинах ее происхождения в аморфных материалах. Тем не менее следует отметить ряд работ, в которых изучались микроскопические и макроскопические механизмы ее

возникновения. В них приводятся данные, объясняющие макроскопическую магнитную анизотропию направленным композиционным ближним порядком и анизотропией распределения ориентации связей [41], повторным испарением атомов с поверхности пленки в процессе напыления [42], возникновением определенного псевдодипольного ближнего порядка атомов [42].

Рассмотрим некоторые экспериментальные результаты [24, 43], позволяющие более полно понять особенности магнитных свойств редкоземельных аморфных сплавов с наведенной магнитной анизотропией.

Аморфные сплавы в процессе напыления подвергались влиянию внешнего магнитного поля $H \approx 50$ Э, в результате чего в них возникали макроскопическая анизотропия и ось легкого намагничивания (ОЛН), направленные вдоль этого поля. На рисунке 7 представлены кривые намагничивания аморфного сплава $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ при различных ориентациях магнитного поля в плоскости пленки. Из рисунка видно, что кривая 5, соответствующая направлению магнитного поля параллельно ОЛН, лежит значительно выше кривой, измеренной перпендикулярно ей (вдоль оси трудного намагничивания (ОТН)). По кривым намагничивания, измеренным вдоль ОЛН и ОТН, можно вычислить энергию магнитной анизотропии:

$$E_{\text{an}} = \int_{\text{EMA}} H dI - \int_{\text{HMA}} H dI \quad (9)$$

(dI — изменение намагниченности образца в поле H), которая для данного сплава оказалась равной $4,7 \times 10^5$ эрг см^{-3} .

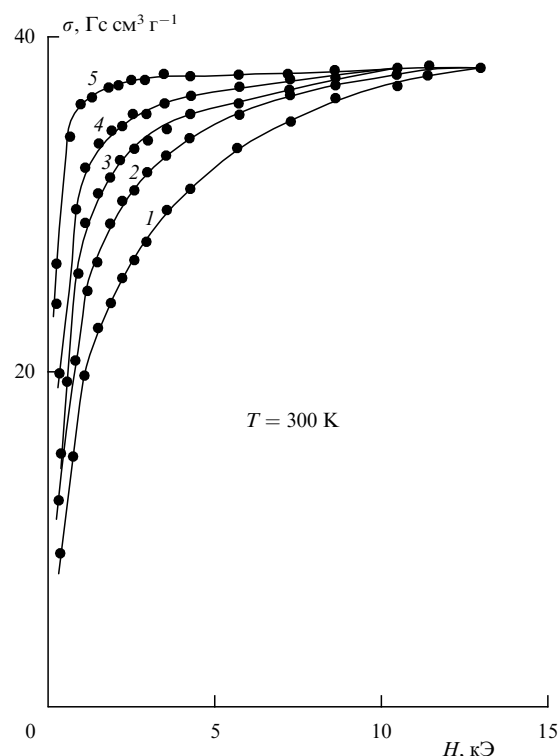


Рис. 7. Кривые намагничивания аморфного сплава $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ при различных направлениях магнитного поля в плоскости пленки: кривая 1 — поле направлено вдоль ОТН, 2, 3, 4 и 5 — под углами 20°, 30°, 40° и 90° к ОТН соответственно.

Полученные результаты можно объяснить в рамках модели, в которой учитывается вклад в свободную энергию магнитной системы, обусловленный флуктуациями кристаллических полей, действующих на магнитные ионы, а также вклады локальной и наведенной магнитной анизотропии. В качестве независимой переменной удобно использовать магнитный момент переходного 3d-металла M_{TM} [23]. Ориентационная флуктуация $\delta \mathbf{m}$ вектора \mathbf{M}_{TM} равна (рис. 8а)

$$\delta \mathbf{m} = \mathbf{M}_{\text{TM}}(\mathbf{r}) - \langle \mathbf{M}_{\text{TM}} \rangle, \quad (10)$$

где $\mathbf{M}_{\text{TM}}(\mathbf{r})$ — магнитный момент атома переходного металла, находящегося в точке \mathbf{r} .

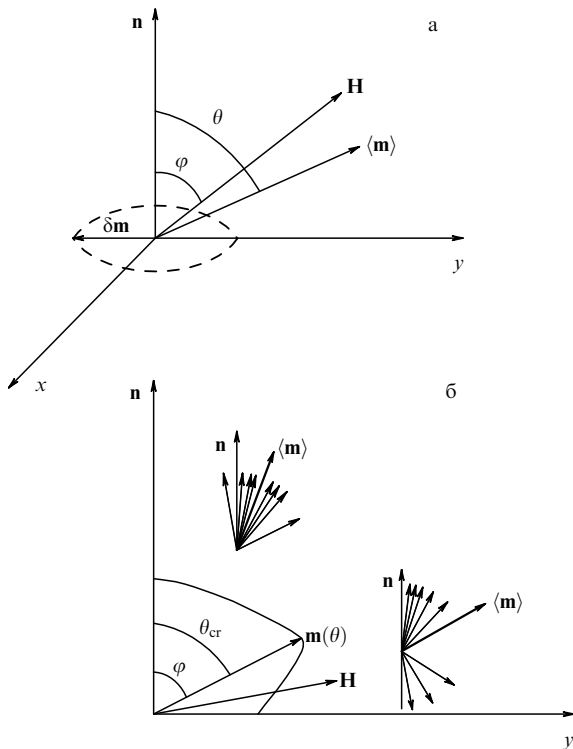


Рис. 8. Относительная ориентация оси наведенной анизотропии \mathbf{n} , магнитного поля \mathbf{H} , среднего магнитного момента 3d-подрешетки \mathbf{m} и его флуктуаций $\delta \mathbf{m}(\mathbf{r})$ (а). Схема зависимости величины среднего магнитного момента системы $\mathbf{m}(\theta)$ от его ориентации. На вставках иллюстрируется влияние наведенной анизотропии на ориентационные флуктуации магнитных моментов вблизи легкой ($\theta \sim 0$) и трудной ($\theta \sim \pi/2$) осей намагничивания (б).

Энергию локальной одноосной анизотропии можно записать в виде [19]

$$F_{\text{an}} = -\frac{\beta_1(T)}{2} (\mathbf{M}_{\text{TM}} \cdot \mathbf{l})^2, \quad (11)$$

где \mathbf{l} определяет ориентацию локальной оси анизотропии, причем дальний порядок в расположении $\mathbf{l}(\mathbf{r})$ отсутствует, а их корреляционная функция имеет вид

$$\begin{aligned} K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \langle \mathbf{l}_\alpha(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{l}_\beta(\mathbf{r}') \rangle - \langle \mathbf{l}_\alpha(\mathbf{r}) \rangle \cdot \langle \mathbf{l}_\beta(\mathbf{r}') \rangle = \\ &= \langle \mathbf{l}_\alpha \cdot \mathbf{l}_\beta \rangle \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{R_c}\right). \end{aligned}$$

Символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по флуктуациям $\mathbf{l}(\mathbf{r})$; константа β_1 определяется суммой вкладов редкоземельной и 3d-подрешеток.

Векторы $\mathbf{l}(\mathbf{r})$, определяющие ориентацию локальных осей анизотропии, могут обладать преимущественной ориентацией \mathbf{n} , что и приводит к возникновению наведенной магнитной анизотропии.

Не останавливаясь подробно на выводе выражения для среднего магнитного момента системы, выпишем конечную формулу [24]:

$$\begin{aligned} |\langle \mathbf{m} \rangle| &\equiv m(\theta) = \langle \mathbf{M}_{\text{TM}}(\mathbf{r}) + \mathbf{M}_{\text{R}}(\mathbf{r}) \rangle = \\ &= |(1 + \langle \chi_0 \rangle J_{\text{fd}})| m_0 \left[1 - \frac{D_m(\theta)}{2m_0^2} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где $\chi_0(T)$ — изотропная часть тензора магнитной восприимчивости, J_{fd} — интеграл f-d-обмена, θ — угол между осью легкого намагничивания и направлением \mathbf{M}_{TM} , $\mathbf{M}_{\text{R}}(\mathbf{r})$ — магнитный момент редкоземельного иона, $M_{\text{TM}} = m_0 \equiv \text{const}$.

Из этого соотношения следует, что средний магнитный момент системы зависит от угла θ , определяющего его ориентацию, причем значения $m(\theta)$ уменьшаются при приближении ориентации магнитного момента к оси трудного намагничивания (рис. 8б). Этот эффект обусловлен влиянием наведенной анизотропии, подавляющей ориентационные флуктуации $\mathbf{M}_{\text{TM}}(\mathbf{r})$, если $\langle \mathbf{m} \rangle$ находится вблизи \mathbf{n} , и усиливающей при приближении $\langle \mathbf{m} \rangle$ к ОН (рис. 8б). Специфика зависимости $m(\theta)$ в системах с наведенной анизотропией приводит к возникновению областей запрещенной ориентации вектора $\langle \mathbf{m} \rangle$. Например, поворот $\langle \mathbf{m} \rangle$ к направлению поля на угол больший, чем θ_{cr} , сопровождался бы уменьшением зеемановской энергии системы и, следовательно, невозможен. Таким образом, на конечном участке кривой намагничивания вращение среднего магнитного момента замедляется вследствие того, что часть энергии внешнего магнитного поля расходуется не на вращение $\langle \mathbf{m} \rangle$, а на подавление ориентационных флуктуаций $\mathbf{M}_{\text{TM}}(\mathbf{r})$ (уменьшение D_m). Этот эффект иллюстрирует рис. 9, на котором приведена зависимость угла между $\langle \mathbf{m} \rangle$ и внешним магнитным полем \mathbf{H} , рассчитанная по экспериментальным данным, представленным на рис. 7. Вследствие замедления вращения $\langle \mathbf{m} \rangle$ вблизи ОН угол между $\langle \mathbf{m} \rangle$ и полем возрастает в отличие от такового в обычных

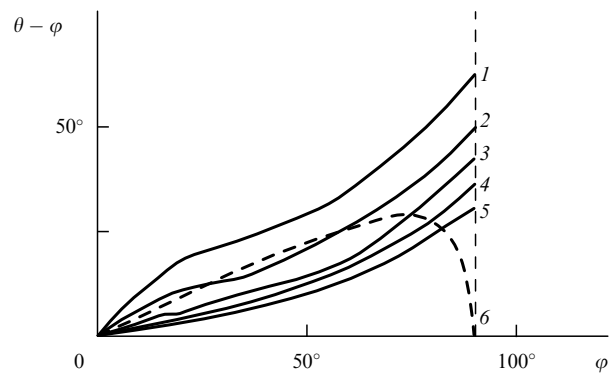


Рис. 9. Зависимость угла $\theta - \varphi$ между средним магнитным моментом сплава $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ и полем $\mathbf{H} = \text{const}$ от ориентации поля $\mathbf{H}(\varphi)$, рассчитанная по данным рис. 7: 1 — $H = 1$ кЭ, 2 — 2 кЭ, 3 — 3 кЭ, 4 — 4 кЭ, 5 — 5 кЭ. Для сравнения приведены данные для упорядоченного одноосного ферромагнетика в поле $H < \beta_1/m_0$ (кривая 6).

упорядоченных магнетиках, где он уменьшается (см. рис. 9, кривая б).

Особенности угловой зависимости среднего магнитного момента образца приводят к характерным аномалиям кривых крутящих моментов. На рисунке 10 представлены кривые крутящих моментов для аморфного сплава $Tb_{21}Co_{79}$, измеренные при температуре 99 К. Измерения проводились в магнитных полях, ориентированных вдоль плоскости образца. Из рисунка видно, что в поле, превышающем значение коэрцитивной силы H_c (при $T = 99$ К коэрцитивная сила $H_c = 2$ кЭ), наблюдалась 180-градусная симметрия кривых крутящих моментов, что и следовало ожидать при наличии одноосной магнитной анизотропии. При $H < H_c$ симметрия становится 360-градусной вследствие того, что магнитный момент сплава не может преодолеть энергетический барьер и перейти в инверсное состояние.

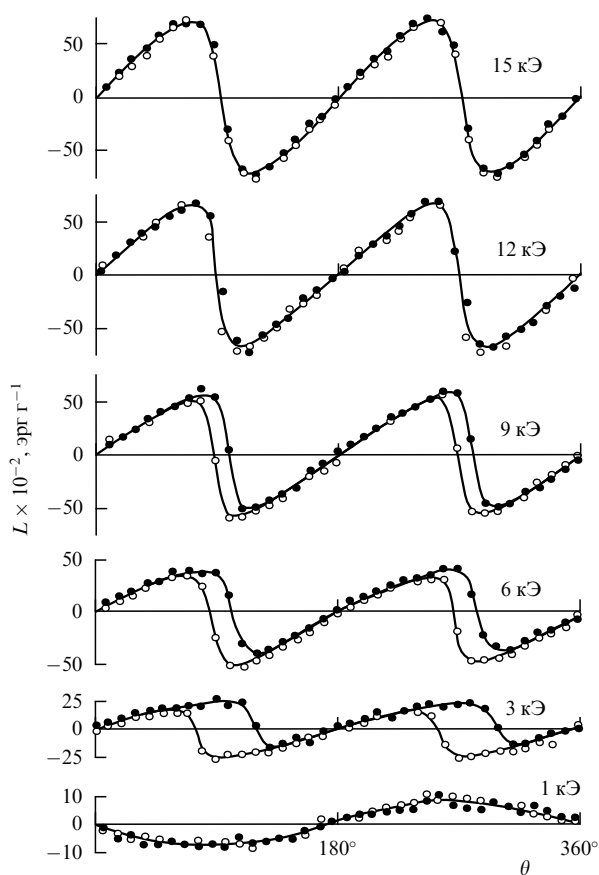


Рис. 10. Угловые зависимости крутящего момента для аморфного сплава $Tb_{21}Co_{79}$ при $T = 99$ К в различных магнитных полях (значения полей приведены на рисунке).

На кривых $L(\theta)$ видны характерные срывы вращающих моментов, происходящие вблизи углов $\theta = \theta_{cr}$, причем эти срывы наблюдаются как при измерениях кривых крутящих моментов начиная с малых углов, так и при обратном прохождении, т.е. начиная с больших углов. Обнаружен также гистерезис кривых $L(\theta)$ в магнитном поле $H \leq 9$ кЭ.

Кривые полевых зависимостей амплитуд вращающих моментов $L_{max}(H)$ для того же сплава, измеренные при различных температурах, характеризуются тем, что на начальных участках наблюдается линейная зависи-

мость от поля, а при дальнейшем увеличении поля — замедление их роста.

Для объяснения экспериментальных результатов используем изложенные выше теоретические представления. На рисунке 11 приведена схема, из которой видно, что существует область запрещенных (энергетически невыгодных) ориентаций среднего магнитного момента $\langle \mathbf{m} \rangle$. В достаточно широком интервале полей углы θ_{cr} слабо зависят от значения $\langle \mathbf{m} \rangle$ и имеют тенденцию к увеличению с ростом магнитного поля H , что обусловлено убыванием величины флуктуаций и, соответственно, уменьшением "провала" на зависимости $m(\theta)$.

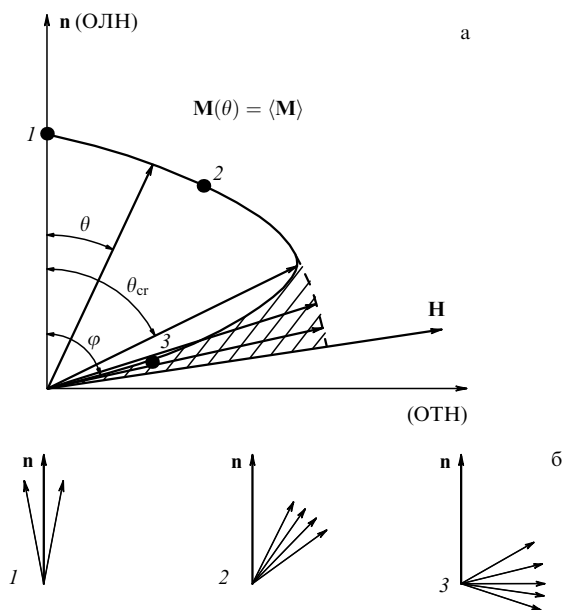


Рис. 11. Схема, иллюстрирующая зависимость величины среднего магнитного момента от его ориентации: (а) область углов $\theta > \theta_{cr}$ является запрещенной, ОЛН и ОТН определяются наведенной анизотропией; (б) изображение дисперсии ориентационных флуктуаций $m(\theta)$ при различных ориентациях (1, 2, 3) $\langle \mathbf{m} \rangle$.

Такая особенность процессов намагничивания должна приводить к зависимости крутящих моментов от угла, которая характеризуется скачкообразным изменением вращающих моментов L при $\theta = \theta_{cr}$ (рис. 12).

Величину $L_{max}(H)$, которая достигается перед "срывом" (см. рис. 12), можно записать в виде

$$L_{max}(H) = m(\theta_{cr})H \sin(\theta_{max} - \theta_{cr}). \quad (13)$$

Таким образом, результаты измерений крутящих моментов в аморфных сплавах Tb–Co достаточно надежно описываются в рамках изложенной выше модели.

Важным является вопрос о величине энергии наведенной анизотропии и о ее природе. Оценки [43], проведенные из измерений намагниченности и кривых крутящих моментов, дали для аморфных сплавов Tb–Co близкие результаты (при комнатной температуре ее величина составляет $\approx 10^5$ эрг $см^{-3}$). Сопоставление с величиной магнитоупругой энергии, рассчитанной из измерений магнитострикции [20] и значения модуля Юнга [44], показывает, что наведенная магнитная анизотропия в аморфных сплавах Tb–Co имеет значительный магнитоупругий вклад ($W_{ME} = 10^4 - 10^5$ эрг $см^{-3}$).

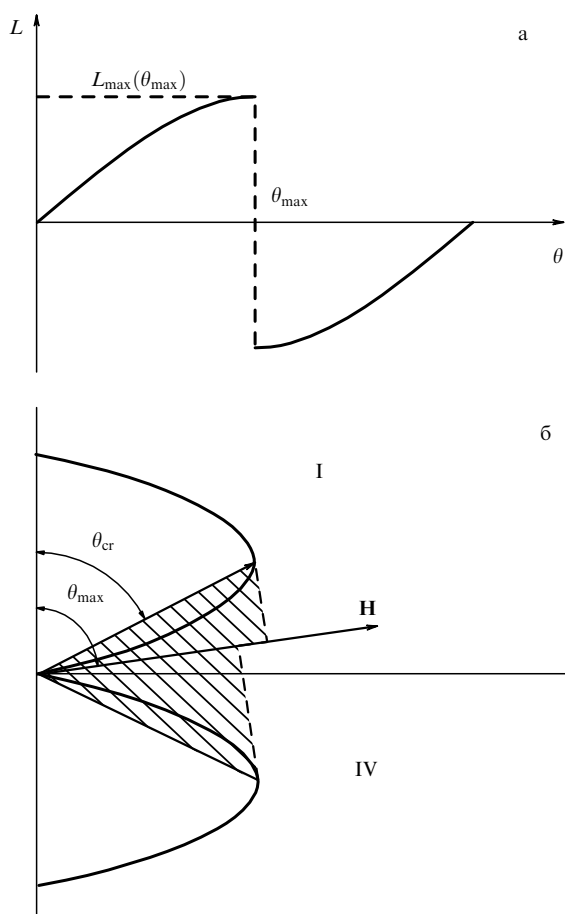


Рис. 12. Схема, иллюстрирующая возникновение аномалий на кривых крутящих моментов $L(\theta)$: (а) характер кривых $L(\theta)$; (б) переброс $\langle \mathbf{m} \rangle$ из первого квадранта в четвертый в результате возникновения областей запрещенных ориентаций (заштриховано).

В процессе исследования наведенной магнитной анизотропии в аморфных сплавах Tb–Co был обнаружен новый эффект, связанный с поворотом оси легкого намагничивания под действием магнитного поля [45, 46]. Рассмотрим это явление на примере аморфного сплава Tb₂₁Co₇₉. На рисунке 13 представлены петли гистерезиса, измеренные в полях H , параллельном ОЛН и перпендикулярном ОЛН. Из рисунка видно, что петли гистерезиса имеют различный характер и, в частности, различаются величиной остаточной намагниченности σ_r .

Методика исследования заключалась в следующем. Образец намагничивался вдоль ОЛН в магнитном поле 16 кЭ. После выключения поля поворотом измерительных катушек определялось направление остаточной намагниченности σ_r . Затем находилось направление ОЛН, где $\sigma_r = 0$, и параллельно ему прикладывалось определенное поле в диапазоне 1–16 кЭ. После его выключения по описанной выше методике определялось новое направление ОЛН, индуцированное включением поля H , параллельного ОЛН. Потом процедура полностью повторялась для следующего значения поля.

С увеличением поля угол $\Delta\varphi$, на который отклоняется σ_r от первоначального направления, медленно возрастает. При $H > 11$ кЭ скорость роста $\Delta\varphi$ резко увеличивается, а при дальнейшем возрастании поля в интервале $H = 11–16$ кЭ угол стремится к значению 180° . Одно-

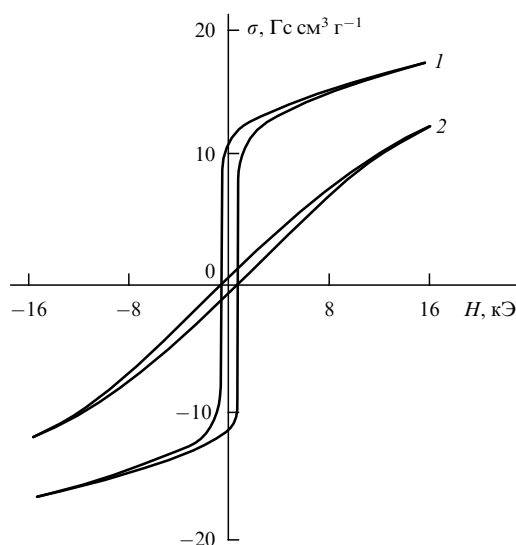


Рис. 13. Петли гистерезиса в полях, параллельном ОЛН (кривая 1) и перпендикулярном ОЛН (кривая 2), сплава Tb₂₁Co₇₉ при $T = 300$ К.

временно меняется и величина σ_r , проходя в области $H \approx 11$ кЭ через минимум.

Для объяснения этих результатов необходимо учесть, что сплав Tb₂₁Co₇₉ является компенсационным: средние магнитные моменты тербиевой и кобальтовой подсистем почти равны по величине и противоположны по направлению в широкой области магнитного упорядочения [47]. Наличие структурных флуктуаций, присущих аморфным системам, приводит к тому, что в сплаве могут сосуществовать области, в которых магнитный момент ионов Co превышает магнитный момент ионов Tb, $|\langle M_{Tb} \rangle| < |\langle M_{Co} \rangle|$, и области, где $|\langle M_{Tb} \rangle| > |\langle M_{Co} \rangle|$.

Процессы намагничивания в этих областях имеют различный характер. В области, где $|\langle M_{Tb} \rangle| < |\langle M_{Co} \rangle|$, значение среднего магнитного момента сплава зависит от его ориентации относительно локальной ОЛН. Магнитное поле, приложенное вдоль макроскопической ОЛН, приводит к преимущественному росту доменов, магнитные моменты которых имеют острый угол по отношению к внешнему полю. Последующее намагничивание в направлении перпендикулярном ОЛН поворачивает магнитный момент кобальтовой системы и при этом производит его разупорядочивание вследствие роста ориентационных флуктуаций.

После выключения магнитного поля магнитные моменты ионов Co задерживаются в минимумах потенциальной энергии локальной магнитной анизотропии. В результате магнитный момент подсистемы Co оказывается меньше первоначального, что приводит к уменьшению σ_r . Если магнитное поле H , перпендикулярное ОЛН, достаточно велико, то $|\langle M_{Co} \rangle|$ может стать меньше, чем $|\langle M_{Tb} \rangle|$, т.е. намагничивание перпендикулярно ОЛН может привести к переориентации вектора остаточной намагниченности всего образца.

В областях с $|\langle M_{Tb} \rangle| > |\langle M_{Co} \rangle|$ процессы намагничивания особенностей не имеют, поскольку для $\langle M_{Tb} \rangle$ не существует областей запрещенных ориентаций [46]. Явление переориентации ОЛН наблюдается во всей области температур, причем с понижением температуры увеличивается поле, в котором она происходит, что можно объяснить ростом константы магнитной анизотропии.

4. Магнитоупругие эффекты в аморфных сплавах

К магнитоупругим эффектам обычно относят следующие явления: смещение температур магнитных фазовых переходов под действием упругих напряжений и давления, изменение намагниченности под действием давления ($\Delta\sigma$ -эффект) и изменение линейных размеров и объема образца в результате воздействия магнитного поля (объемная и линейная магнитострикция). Эти эффекты являются следствием зависимости обменных взаимодействий, энергии коллективизированных электронов и локальной магнитной анизотропии от межатомных расстояний и атомного объема [48]. Рассмотрим магнитоупругие эффекты, связанные с изменением атомного объема при действии давления и магнитного поля: $\Delta\sigma$ -эффект, смещение температуры Кюри, объемную и линейную магнитострикцию. К магнитоупругим эффектам можно также отнести возникновение новых магнитных фаз и изменение характера фазовых переходов при действии давления. Экспериментальные и теоретические работы по исследованию магнитоупругих эффектов позволяют получить ценную информацию об основных взаимодействиях, ответственных за магнитное упорядочение.

Обычно модели, описывающие магнитообъемные эффекты, условно базируются на трех основных подходах. Так, влияние давления на магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов хорошо объясняется моделями, основанными на приближении локализованных магнитных моментов [48–64]. Зонная модель успешно применяется для описания давления на магнитные параметры переходных 3d-металлов и их сплавов [65–70]. Комбинированную модель использовали для описания изменения магнитных свойств под влиянием давления в соединениях РЗМ–ПМ [71–75]. На фоне сравнительно большого массива информации о влиянии давления на магнитные свойства кристаллических образцов довольно мало работ посвящено исследованию магнитообъемных эффектов в аморфных сплавах [76–85], причем эти исследования не носят систематического характера. Лишь в нескольких работах было исследовано влияние давления на точку Кюри [76–78] и $\Delta\sigma$ -эффект [77–79]. В данном разделе сообщаются результаты последних исследований влияния давления на температуру Кюри, внутри- и междоузельные обменные взаимодействия, магнитные фазовые переходы в аморфных сплавах РЗМ–ПМ [86–89].

4.1. Влияние давления на температуру Кюри и обменные взаимодействия

При описании магнитных свойств аморфных сплавов РЗМ–ПМ необходимо учитывать, что величины обменных интегралов в них могут существенно отличаться от соответствующих величин для кристаллических соединений. Эти различия являются следствием присущих аморфной структуре флуктуаций обменных взаимодействий, перераспределения плотности делокализованных электронов на неупорядоченных структурах, а также различия в локальном окружении магнитных ионов. Все эти характеристики сильно зависят от атомного объема, и поэтому внешнее давление, уменьшая расстояние между магнитными ионами, должно существенно влиять на величину обменных интегралов. Рассмотрим

экспериментальные данные о зависимости удельной намагниченности σ от давления и температуры в некоторых аморфных сплавах R–Fe (рис. 14). Возрастание намагниченности сплавов при охлаждении обусловлено переходом в магнитоупорядоченное состояние при температуре Кюри Θ , которая определялась по методу термодинамических коэффициентов [90]. При наложении давления кривые $\sigma(T)$ сдвигаются в сторону более низких температур, причем максимальную величину этот эффект имеет в сплаве $\text{Y}_{19}\text{Fe}_{81}$. В таблице 1 для ряда аморфных сплавов редкоземельных металлов с железом приведены значения температуры Кюри, определенные термодинамическим методом [90], сдвиги температуры Кюри Θ под действием давления, $\partial\Theta/\partial P$, а также величины параметра Γ , характеризующего относительное изменение Θ при относительном изменении атомного объема:

$$\Gamma = -\frac{1}{\alpha\Theta} \frac{\partial\Theta}{\partial P}, \quad (14)$$

где α — коэффициент сжимаемости.

Известно, что магнитный момент редкоземельных ионов сильно локализован вследствие экранировки 4f-электронов внешними электронными оболочками 5s²5p⁶. Измерения сверхтонких полей на ядрах ⁵⁷Fe [91, 92] показали, что основная часть электронов в кристаллических соединениях R–Fe также локализована на атомах

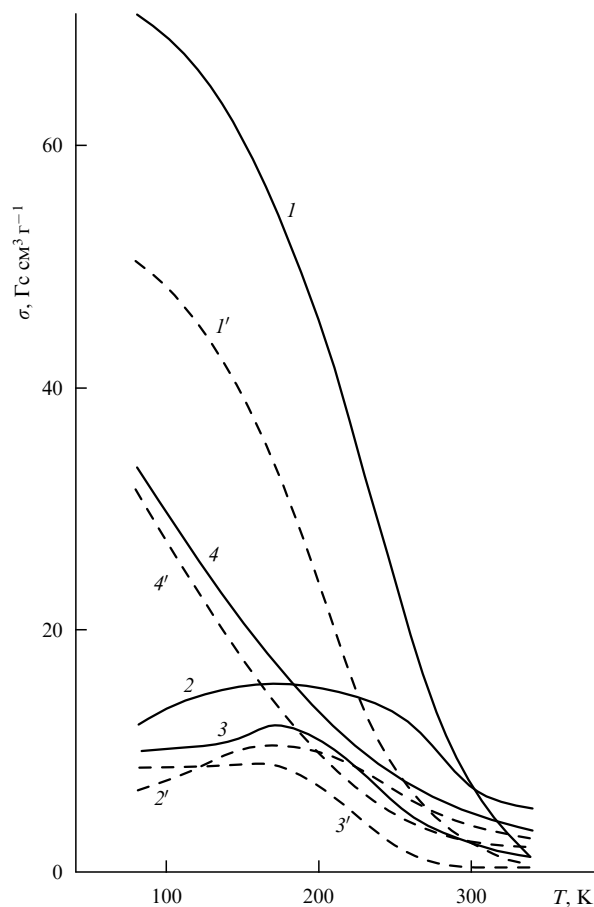


Рис. 14. Температурные зависимости удельной намагниченности при атмосферном давлении (сплошные линии) и давлении 10^{10} дин см^{-2} (штриховые линии) в поле $H = 12$ кЭ аморфных сплавов $\text{Y}_{19}\text{Fe}_{82}$ (кривые 1, 1'), $\text{Dy}_{22}\text{Fe}_{75}$ (2, 2'), $\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$ (3, 3'), $\text{Ho}_{21}\text{Fe}_{79}$ (4, 4').

Таблица 1. Значения температуры Кюри Θ , смещений температуры Кюри с давлением $\partial\Theta/\partial P$ и параметра G исследованных аморфных сплавов R–Fe

Состав	Θ , К	$\partial\Theta/\partial P \times 10^9$, К см ² дин ⁻¹	G
Y ₁₉ Fe ₈₁	166	–5,7	46
Er ₂₆ Fe ₇₄	212	–3,5	24
Er ₃₂ Fe ₆₈	129	–0,85	9
Er ₅₄ Fe ₄₆	118	–0,4	4
Ho ₂₁ Fe ₇₉	226	–1,64	10
Dy ₂₅ Fe ₇₅	267	–2,5	13
Dy ₅₉ Fe ₄₁	160	–0,6	4
Tb ₆₀ Fe ₄₀	105	–0,5	6

железа. В аморфном состоянии степень их локализации еще более возрастает из-за уменьшения длины свободного пробега электронов, вследствие их рассеяния на неупорядоченной атомной структуре [93]. Сильная локализация 3d-электронов на ионах железа и 4f-электронов на R-ионах позволяет применить теорию молекулярного поля для описания двух магнитных подсистем, связанных друг с другом обменным взаимодействием.

Температуру Кюри Θ двухподрешеточных ферромагнетиков R–Fe в рамках теории молекулярного поля можно записать в виде [94]

$$\Theta = \frac{\Theta_0}{2} + A_2 G + \left[\left(\frac{\Theta_0}{2} - A_2 G \right)^2 + A_1 G h_{21}^2 \right]^{1/2}, \quad (15)$$

где Θ_0 — температура Кюри сплава, при которой магнитный момент R-подсистемы равен нулю; G — фактор де Жена R-иона, h_{21} — коэффициент молекулярного поля, действующего на R-подсистему со стороны подсистемы железа, равный

$$h_{21} = \frac{z_{21} A_{21} s_1}{\mu_B}. \quad (16)$$

Здесь s_1 — спин иона железа, A_{21} — эффективный интеграл обменного взаимодействия между R- и Fe-ионами, z_{21} — число ближайших соседей из подсистемы железа для R-иона;

$$A_1 = \frac{4\mu_B^2}{9k_B^2} \frac{v_2}{v_1} \frac{s_1 + 1}{s_1}, \quad (17)$$

где v_1 — число ионов железа в молекуле, v_2 — число редкоземельных ионов в молекуле, k_B и μ_B — константа Больцмана и магнетон Бора соответственно.

После соответствующих преобразований выражение (15) приводится к виду

$$\Theta \frac{\Delta\Theta}{G} = A_1 h_{21}^2 + 2A_2 \Delta\Theta. \quad (18)$$

Здесь коэффициент A_2 определяется формулой

$$A_2 = z_{22} \frac{A_{22}}{3k_B},$$

где A_{22} — интеграл обменного взаимодействия внутри R-подсистемы, z_{22} — число ближайших соседей в R-подсистеме.

В силу малости f–f-обменных взаимодействий второго слагаемым в формуле (18) можно пренебречь.

Из формулы (18) следует, что для соединений R–Fe с одинаковым соотношением компонентов должна выпол-

няться линейная зависимость между соотношением $\Theta\Delta\Theta$ и фактором де Жена. На рисунке 15 представлена зависимость $\Theta\Delta\Theta$ от G для усредненного состава R₂₂Fe₇₈. Как видно из рисунка, эта зависимость является линейной, что согласуется с представлением о локализованном характере магнитного момента иона железа и указывает на сохранение свойств подсистемы железа при изменении состава. По углу наклона прямой [87, 89] была рассчитана величина молекулярного поля, действующего на R-подсистему: $h_{21} = 1,7 \times 10^6$ Э. Отсюда с учетом соотношения (16) был вычислен интеграл обменного взаимодействия: $A_{21} = 1,3 \times 10^{-15}$ эрг = 9,4 К. Стоит отметить, что в кристаллических соединениях RFe₃, наиболее близких по составу к данным аморфным сплавам, молекулярное поле $h_{21} = 5,7 \times 10^6$ Э [94].

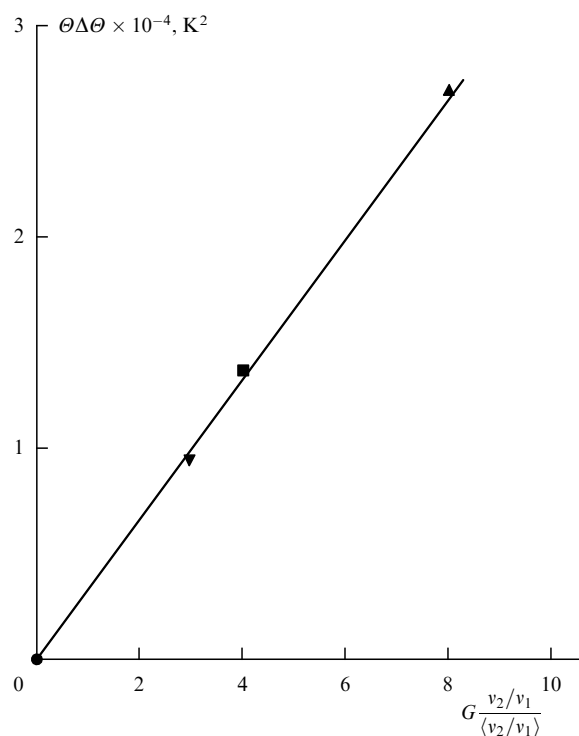


Рис. 15. Зависимость $\Theta\Delta\Theta$ от фактора де Жена G для аморфных сплавов эффективного состава R₂₂Fe₇₈.

Коэффициент h_{11} молекулярного поля, действующего внутри подсистемы железа, был определен из значения температуры Кюри сплава Y₁₉Fe₈₁ по формуле [94]

$$h_{11} = \frac{3k_B \Theta_0}{2\mu_B(s+1)}. \quad (19)$$

В подсистеме железа в аморфных сплавах R₂₂Fe₇₈ при отсутствии R-ионов, обладающих магнитным моментом, действует молекулярное поле $h_{11} = 1,9 \times 10^6$ Э, что соответствует значению обменного интеграла $A_{11} = 2,9 \times 10^{-15}$ эрг = 20,8 К. В кристаллических соединениях RFe₃ $h_{11} = 8 \times 10^6$ Э [93]. Отсюда видно, что величины обменных полей в аморфных сплавах R–Fe ниже, чем в кристаллических соединениях аналогичного состава.

При использовании теории молекулярного поля была рассчитана зависимость обменных интегралов A_{11} и A_{21}

от атомного объема. Дифференцируя по давлению выражение (19), учитывая, что

$$h_{11} = \frac{z_{11} A_{11} s_1}{\mu_B},$$

а также, принимая во внимание закон Гука для относительного изменения объема $\Delta V/V$ при действии давления ΔP в виде $\Delta V/V = \Delta P/\alpha$, получим

$$\frac{\partial A_{11}}{\partial \ln V} = -\frac{1}{\alpha} \frac{3k_B}{2s_1(s_1+1)z_{11}} \frac{\partial \Theta_0}{\partial P}. \quad (20)$$

Продифференцировав выражение (18) с использованием формулы (16), при этом пренебрегая вторым слагаемым в выражении (18) ввиду его малости, получаем

$$\frac{\partial |A_{21}|}{\partial \ln V} = -\frac{1}{\alpha} \frac{\mu_B}{s_1 z_{21}} \left[\Delta \Theta \frac{\partial \Theta}{\partial P} + \Theta \left(\frac{\partial \Theta}{\partial P} - \frac{\partial \Theta_0}{\partial P} \right) \right] \frac{1}{2|h_{21}|GA_1}. \quad (21)$$

Результаты расчета представлены в табл. 2.

Таблица 2. Величины обменных интегралов и их производных по атомному объему для аморфных сплавов усредненного состава $R_{22}Fe_{78}$

Состав	A_{11} , К	A_{21} , К	$\frac{\partial A_{11}}{\partial \ln V}$, К	$\frac{\partial A_{21} }{\partial \ln V}$, К	$\frac{\partial \ln A_{11}}{\partial \ln V}$	$\frac{\partial \ln A_{21} }{\partial \ln V}$
Er ₂₆ Fe ₇₄	20,8	−9,4	950	−187	46	−20
Ho ₂₁ Fe ₇₉	20,8	−9,4	950	−403	46	−49
Dy ₂₅ Fe ₇₅	20,8	−9,4	950	−134	46	−14
Y ₁₉ Fe ₈₁	20,8	—	950	—	46	—

Из данных, представленных в табл. 2, видно, что A_{11} и A_{21} уменьшаются с атомным объемом. Однако, так как эти интегралы имеют противоположные знаки ($A_{11} > 0$ и $A_{21} < 0$), то абсолютная величина A_{11} уменьшается, а A_{21} увеличивается.

Рассмотрим причины увеличения $|A_{21}|$ при уменьшении атомного объема. Согласно работам [95–98], взаимодействие R–Fe носит ковалентный характер и возникает в результате гибридизации 3d-электронов железа с 5d-электронами редкоземельного элемента. При этом вблизи R-иона возникает локальный магнитный момент 5d-электронов, направленный противоположно магнитному моменту железа, который и взаимодействует посредством внутриатомного f–d-обмена с 4f-электронами R-иона. Внутриатомное обменное взаимодействие 4f–5d положительно, и в конечном итоге спин 4f-ионов направлен противоположно спине 3d-электронов переходного металла. Теоретические оценки показывают, что в соединениях XF_e_2 ($X = Y, Lu, Zr$) магнитный момент на X-ионе, не обладающем локализованным магнитным моментом, составляет $(0,33–0,41)\mu_B$ [96–99]. Эксперименты по исследованию сверхтонких полей [97, 100, 101] и влияния давления на намагниченность в соединениях Y–Fe и Zr–Fe [102] косвенным образом подтверждают теоретические оценки. Расчеты показывают, что уменьшение межатомных расстояний под действием давления приводит к возрастанию степени гибридизации 3d- и 5d-электронов, что в свою очередь вызывает увеличение локализованного магнитного момента 5d-электронов и рост величины эффективного интеграла обменного взаи-

модействия A_{21} , что согласуется с экспериментом (см. табл. 2).

Механизмы обменных взаимодействий внутри подсистемы переходного металла в интерметаллических соединениях рассматривались в работе [103]. Было показано, что 3d–3d-обменное взаимодействие может быть описано двумя вкладками: прямым 3d–3d-обменом и косвенным взаимодействием за счет 5d–3d-гибридизации по схеме 3d–5d–3d. Второй из этих вкладов позволяет объяснить разницу в температурах Кюри изоструктурных соединений Y–3d и (La, Lu)–3d различием в величинах 4d–5d- и 5d–3d-взаимодействий.

Из данных, приведенных в табл. 2, следует, что при наложении давления ферромагнитные взаимодействия внутри подсистемы Fe уменьшаются ($\partial A_{11}/\partial \ln V = 950 > 0$). Очевидно, что этот результат можно объяснить, основываясь на вышеупомянутых теоретических работах, усилением перекрытия и гибридизации волновых функций d-электронов при уменьшении межатомных расстояний.

Как следует из табл. 2, знаки производных $\partial A_{11}/\partial \ln V$ и $\partial |A_{21}|/\partial \ln V$ противоположны. Следовательно, изменения обменных взаимодействий внутри подсистемы железа и между R- и Fe-подсистемами под влиянием давления действуют на температуру Кюри противоположным образом. Этим можно объяснить уменьшение значений $\partial \Theta/\partial P$ и параметра Γ при увеличении содержания редкоземельного элемента в сплаве (см. табл. 1).

Согласно литературным данным [94, 104], в кристаллических соединениях R–Fe меняется не только величина, но и знак производной $\partial \Theta/\partial P$ изменяется с положительного на отрицательный. Представляет интерес сравнить, как зависят интегралы обменных взаимодействий от атомного объема в кристаллических соединениях и аморфных сплавах. На основе данных работ [94, 104] были рассчитаны значения $\partial A_{11}/\partial \ln V$ и $\partial |A_{21}|/\partial \ln V$ для кристаллических соединений YFe₃ и ErFe₃ (табл. 3). Из сравнения величин, приведенных в табл. 2 и 3, следует, что поведение аморфных сплавов и кристаллических соединений существенно различается: производная $\partial A_{11}/\partial \ln V \sim 0$ в кристаллическом соединении, в то время как в аморфном состоянии она весьма велика: $\simeq 950$ К. Производные $\partial |A_{21}|/\partial \ln V$ в кристаллическом и аморфном состояниях имеют противоположные знаки. Это различие, по-видимому, можно объяснить разницей в локальном окружении магнитных ионов в аморфных сплавах и кристаллических соединениях.

Таблица 3. Величины обменных интегралов и их производных по атомному объему для кристаллических интерметаллических соединений RFe₃

Состав	A_{11} , К	A_{21} , К	$\frac{\partial A_{11}}{\partial \ln V}$, К	$\frac{\partial A_{21} }{\partial \ln V}$, К	$\frac{\partial \ln A_{11}}{\partial \ln V}$	$\frac{\partial \ln A_{21} }{\partial \ln V}$
YFe ₃	154	—	0	—	0	—
ErFe ₃	154	−51	0	23	0	0,5

Таким образом, экспериментальные данные по влиянию давления на значения температуры Кюри аморфных сплавов R–Fe и расчеты по теории молекулярного поля показывают, что положительное (ферромагнитное) обменное взаимодействие Fe–Fe при сжатии уменьшается, а отрицательное (антиферромагнитное) обменное взаимодействие R–Fe увеличивается по абсолютной

величине, что можно объяснить усилением 3d–5d-гибридизации при уменьшении межатомных расстояний.

4.2. Влияние давления на магнитные структуры аморфных сплавов R–Fe

Обменные взаимодействия в подсистеме железа аморфных и кристаллических сплавов R–Fe являются одним из основных факторов, определяющих их магнитные структуры. Чтобы исключить из рассмотрения междоузельные обменные взаимодействия и обмен внутри редкоземельной подсистемы, часто применяют замещение магнитной R-компоненты иттрием, который так же, как и все переходные РЗМ, является трехвалентным. Паулиевский парамагнетик иттрий, металлический радиус которого (1,80 Å) близок к радиусам РЗ-ионов (1,75–1,83 Å), служит идеальным разбавителем для аморфных сплавов и кристаллических редкоземельных соединений.

Экспериментальные исследования показали, что при низких температурах в аморфных сплавах Y_xFe_{100-x} с большим содержанием железа ($x < 57$) наблюдается состояние возвратного спинового стекла [105–107] и проявляются инвариантные свойства [86, 108]. Магнитный момент железа μ сильно зависит от концентрации и композиционного ближнего порядка: подпадающий оценке момент появляется при $x < 60$, когда среди ближайших соседей данного иона Fe имеется более шести ионов железа [105, 106, 109, 110]. При концентрации $20 < x < 60$ сосуществуют магнитные и немагнитные ионы Fe.

Поскольку, как было показано выше, обменные взаимодействия внутри подсистемы железа сильно зависят от расстояния между ионами железа, можно ожидать, что внешнее давление оказывает влияние не только на температуры, но и на характер магнитных фазовых переходов [86, 89].

На рисунке 16 представлены температурные зависимости намагниченности аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$, измеренные в процессе отогрева образца в различных магнитных полях после охлаждения в отсутствие магнитного поля, и температурная зависимость начальной восприимчивости $\chi(T)$. Температура Кюри, определен-

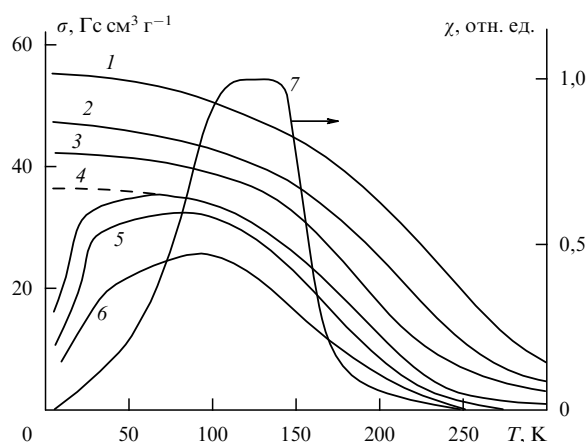


Рис. 16. Зависимости $\sigma(T)$ и $\chi(T)$ для аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ при атмосферном давлении. Сплошные кривые 1–6 измерены в режиме ZFC, штриховая — FC. Кривая 1 измерена в поле $H = 14$ кЭ, 2 — 6 кЭ, 3 — 3 кЭ, 4 — 1 кЭ, 5 — 0,5 кЭ и 6 — 0,12 кЭ. Кривая 7 — зависимость $\chi(T)$.

ная по методу термодинамических коэффициентов [90], составила 166 К. Температурный гистерезис при низких температурах после ZFC и охлаждения в поле свидетельствует о переходе сплава при низких температурах в состояние возвратного спинового стекла. Ход кривых $\chi(T)$ показывает, что при температуре $T_f = 120$ К резкое уменьшение восприимчивости также связано с этим переходом. Такие же зависимости $\chi(T)$ наблюдались в области T_f и в других аморфных сплавах, переходящих в состояние спинового стекла [111, 112].

Под влиянием внешнего давления происходит существенное изменение кривой $\chi(T)$ (рис. 17). Плато восприимчивости, наблюдаемое при атмосферном давлении в области температур от Θ до T_f , соответствующее области магнитного упорядочения, под действием давления сужается и сдвигается в сторону более низких температур. При давлениях, превышающих величину $P = 5,7 \times 10^9$ дин $см^{-2}$, плато на зависимости $\chi(T)$ исчезает и появляется максимум, который можно связать с переходом в состояние спинового стекла непосредственно из парамагнитной фазы при температуре Θ_f (при давлении $P = 5,7 \times 10^9$ дин $см^{-2}$ $\Theta_f = 93$ К). Аналогичная трансформация кривых $\chi(T)$ под влиянием давления наблюдалась также в аморфном сплаве $La_{12,5}Fe_{87,5}$ [113].

Переход в состояние типа спинового стекла в аморфных сплавах Y–Fe при низких температурах объясняется тем, что в неупорядоченных системах обменное взаимодействие Fe–Fe меняется случайным образом не только по величине, но и по знаку. Относительное возрастание отрицательного вклада в обменные Fe–Fe-взаимодействия под действием давления будет приводить к сильному смещению температуры Кюри в сторону низких температур и сравнительно слабо влиять на температуру перехода в состояние типа спинового стекла. Из фазовой (T – P)-диаграммы, приведенной в работе [114], следует, что уменьшение атомного объема приводит к разрушению ферромагнитного упорядочения в подсистеме железа, следствием чего является трансформация двух фазовых переходов парамагнетизм–ферромагнетизм и ферромагнетизм–возвратное спиновое стекло в один фазовый переход парамагнетизм–спиновое стекло.

В работе [114] проводилось исследование влияния давления на фазовые переходы в сплавах $Dy_{25}Fe_{75}$,

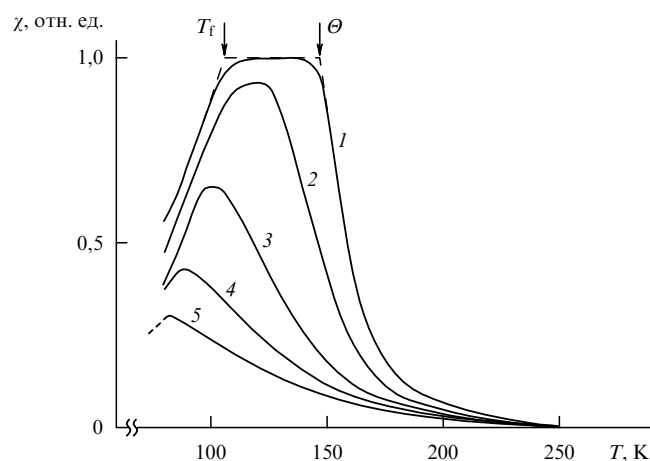


Рис. 17. Температурные зависимости магнитной восприимчивости для аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ при различных давлениях: кривая 1 — атмосферное давление, 2 — 3,3; 3 — 4,9; 4 — 6,4; 5 — 8×10^9 дин $см^{-2}$.

$\text{Er}_{24}\text{Fe}_{76}$, а также в ряде сплавов $\text{R}_x\text{Fe}_{100-x}$, где значение x превышало 30 ат. %.

При рассмотрении влияния давления на фазовые переходы в сплавах $\text{R}-\text{Fe}$ следует принимать в расчет два дополнительных обстоятельства. Во-первых, к обменным взаимодействиям внутри подсистемы железа добавляются антиферромагнитные взаимодействия между магнитными R - и Fe -подсистемами. Во-вторых, ионный радиус редкоземельных металлов меньше ионного радиуса иттрия, следствием чего является уменьшение расстояния между ионами Fe по сравнению с таковым в сплавах $\text{Y}-\text{Fe}$ и усиление отрицательных обменных взаимодействий в подсистеме Fe за счет перекрытия волновых функций $3d$ -электронов.

Представляет интерес сравнить влияние давления на магнитные структуры аморфных сплавов и кристаллических соединений. В работе [115] было показано, что в кристаллических соединениях R_2Fe_{17} внешнее давление также вызывает трансформацию магнитного упорядочения, приводя к возникновению неколлинеарных структур.

Таким образом, наблюдается общая черта поведения для аморфных сплавов и кристаллических соединений $\text{R}-\text{Fe}$, заключающаяся в том, что уменьшение межатомных расстояний приводит к усилению антиферромагнитных взаимодействий в подсистеме железа. Похожие результаты были получены и для аморфных сплавов RЗМ с кобальтом [116].

4.3. Влияние давления на намагниченность

Изменение намагниченности под действием давления ($\Delta\sigma$ -эффект) содержит важную информацию о зависимости обменных интегралов и локальной магнитной анизотропии от атомного объема. Литературные данные по исследованию $\Delta\sigma$ -эффекта в аморфных сплавах весьма немногочисленны. В работах [87, 88] приводятся результаты измерений $\Delta\sigma$ -эффекта в зависимости от температуры и магнитного поля, а также расчетов относительного $\Delta\sigma$ -эффекта для ряда аморфных сплавов.

Для расчета $\Delta\sigma$ -эффекта в аморфных сплавах измерялись кривые намагничивания $\sigma(H)$ при атмосферном давлении и давлении $P = 10^{10}$ дин см^{-2} . По экспериментальным кривым рассчитывались температурные и полевые зависимости $\partial\sigma/\partial P$.

На рисунке 18 приведены зависимости $\partial\sigma/\partial P$ от температуры для аморфных сплавов $\text{Y}_{19}\text{Fe}_{81}$ и $\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$. Из рисунка видно, что максимум зависимости $\partial\sigma/\partial P$ в области температуры Кюри с ростом поля сдвигается в сторону более высоких температур.

Кривые $\partial\sigma/\partial P$ и изотермы намагничивания $\sigma(H)$ использовались для расчета полевых зависимостей относительного $\Delta\sigma$ -эффекта ($\sigma^{-1}\partial\sigma/\partial P$) при фиксированных температурах $T < \Theta$ в аморфных сплавах $\text{R}-\text{Fe}$. Из рисунка 19 видно, что в окрестности температуры Кюри и ниже можно выделить два прямолинейных участка на зависимости относительного $\Delta\sigma$ -эффекта от поля, один из которых соответствует области малых полей, а второй — области больших полей. Точка излома, разделяющая эти два участка, зависит от температуры и лежит в интервале 2–7 кЭ. При температуре ниже Θ на первом участке величина $\sigma^{-1}\partial\sigma/\partial P$ сильно изменяется с полем, а на втором изменяется гораздо слабее, либо остается постоянной.

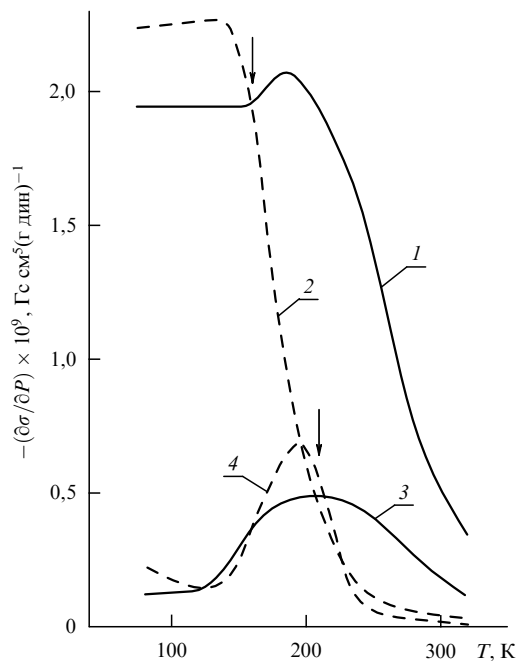


Рис. 18. Температурные зависимости $\Delta\sigma$ -эффекта для аморфных сплавов $\text{Y}_{19}\text{Fe}_{81}$ (1 — $H = 12$ кЭ, 2 — $H = 1$ кЭ) и $\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$ (3 — $H = 12$ кЭ, 4 — $H = 1$ кЭ). Стрелками обозначены температуры Кюри.

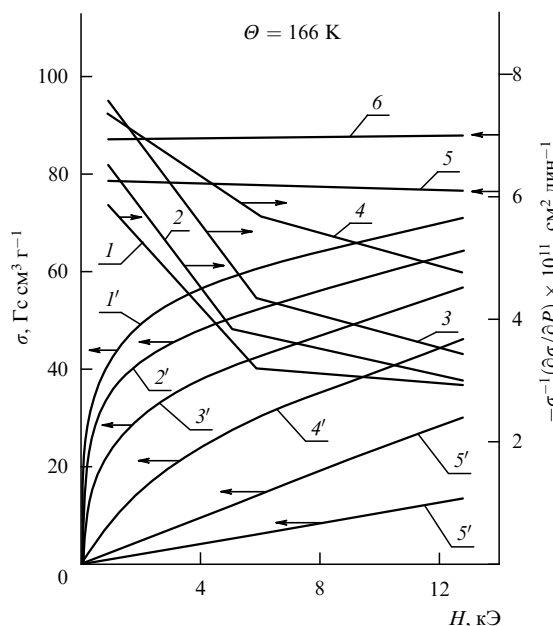


Рис. 19. Полевые зависимости относительного $\Delta\sigma$ -эффекта (кривые 1–6) и удельной намагниченности σ (кривые 1'–6') для аморфного сплава $\text{Y}_{19}\text{Fe}_{81}$ при различных температурах: 1, 1' — 80 К, 2, 2' — 130 К, 3, 3' — 165 К, 4, 4' — 200 К, 5, 5' — 240 К, 6, 6' — 280 К.

Приведенные результаты свидетельствуют о наличии двух различных механизмов намагничивания. Для их обсуждения обратимся к формуле, описывающей относительный $\Delta\sigma$ -эффект [117]:

$$\frac{1}{\sigma_s} \frac{\partial \sigma_s}{\partial P} = \frac{1}{\sigma_s} \frac{\partial \sigma_0}{\partial P} - \frac{1}{\sigma_s} \frac{\partial \sigma_s}{\partial T} \frac{T}{P} \frac{\partial \Theta}{\partial P}, \quad (22)$$

где σ_0 — удельная намагнитченность насыщения при 0 К, σ_s — спонтанная удельная намагнитченность при произвольной температуре.

Здесь первое слагаемое — вклад в $\Delta\sigma$ -эффект от изменения намагнитченности насыщения при 0 К, а второе описывает сдвиг температуры Кюри с давлением и вследствие этого определяет вклад, связанный с изменением величины обменного взаимодействия.

Так как в сильных магнитных полях, где техническое намагничивание практически закончено, $\Delta\sigma$ -эффект при температурах $T \ll \Theta$ изменяется незначительно, то для его описания можно использовать соотношение аналогичное вышеприведенному:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial P} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial \sigma_0}{\partial P} - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{T}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial P}, \quad (23)$$

где σ — намагнитченность в поле H при температуре T и давлении P .

Поскольку давление практически не влияет на смещение доменных границ [118], можно выделить два вклада в процессы намагничивания в аморфных сплавах R–Fe: за счет вращения магнитных моментов ионов внутри доменов и вследствие поворота магнитных моментов доменов по направлению поля. По литературным данным [15] редкоземельные аморфные сплавы вследствие конкуренции обменных взаимодействий и случайной магнитной анизотропии не насыщаются вплоть до полей 200 кЭ. Следовательно, объяснение излома на кривых относительного $\Delta\sigma$ -эффекта, по-видимому, заключается в том, что в малых полях намагничивание происходит в результате вращения магнитных моментов доменов и внешнее давление индуцирует этот процесс, описываемый первым слагаемым в формуле (23). В больших полях намагничивание происходит за счет поворота магнитных моментов отдельных ионов и внешнее давление, влияя на обменные интегралы, усиливает этот процесс, что и отражает второе слагаемое в уравнении (23).

При низких температурах < 100 К, как было показано выше, аморфный сплав $Y_{19}Fe_{81}$ переходит в состояние возвратного спинового стекла. Здесь можно предполагать, что изменение величины относительного $\Delta\sigma$ -эффекта в сильных полях определяется главным образом воздействием давления на асперомагнитный конус спинов железа, в результате чего будет увеличиваться средний магнитный момент, приходящийся на атом железа.

В аморфных сплавах $Er_{26}Fe_{74}$, $Ho_{21}Fe_{79}$ и $Dy_{25}Fe_{75}$ также происходит изменение магнитного момента вследствие увеличения степени неколлинеарности в подсистеме железа под действием давления.

5. Заключение

Аморфные редкоземельные сплавы обладают столь значительной спецификой обменных, магнитоанізотропных и магнитоупругих взаимодействий, что эти материалы можно считать действительно новым классом магнитоупорядоченных веществ. Чтобы подтвердить этот вывод, можно сослаться на важнейшие особенности этих магнетиков, которые рассмотрены в обзоре. Из-за отсутствия кристаллической периодической атомной структуры распределение электронной плотности

делокализованных электронов в межатомном пространстве аморфных материалов более "сжато" благодаря рассеянию электронных волн на неупорядоченной атомной структуре. В соединениях РЗМ с железом, где 3d-электроны атомов железа в основном, а 4f-электроны целиком локализованы вблизи атомных остовов, эта трансформация распределения электронной плотности при аморфизации приводит к понижению температуры Кюри у аморфных аналогов по сравнению с кристаллическими (например, кристаллический сплав $TbFe_2$ имеет $\Theta = 710$ К, в то время как у аморфного аналога $\Theta = 388$ К). В понижении температуры Кюри в аморфном состоянии основную роль играет эффект рассеяния 3d- и 4f-электронов, "переносащих" обменное взаимодействие, на неупорядоченной атомной структуре.

В соединениях РЗМ с кобальтом, наоборот, температура Кюри аморфных аналогов значительно выше, чем у кристаллических сплавов (аморфный сплав $TbCo_2$ имеет $\Theta = 370$ К, кристаллический сплав $TbCo_2$ имеет $\Theta = 256$ К). Здесь магнетизм кобальтовой решетки носит зонный характер, 3d-электроны сильно "размазаны" в пространстве и их магнитный момент определяется степенью заполненности 3d-подзон с правым и левым направлением спина. Рассеяние 3d-электронов на неупорядоченной атомной структуре, по-видимому, приводит к их большей локализации вблизи атомных остовов, более сильному сдвигу 3d-подзон за счет обменного взаимодействия и соответствующему возрастанию температуры Кюри в аморфном сплаве по сравнению с кристаллическим. Эксперименты по смещению температуры Кюри с давлением показывают, что зависимость обменных интегралов от атомного объема в аморфных материалах сильно отличается от таковой в кристаллических, что также указывает на сильное изменение перекрытия волновых функций не только 3d-, но и 5d-электронов, которые участвуют в обменном взаимодействии.

Другие особенности характеристик аморфных сплавов связаны с тем, что магнитная анизотропия в них проявляется в основном локально вблизи атомных узлов. Ее комбинация с наведенной анизотропией, а также наличие жестких доменных стенок, для смещения которых требуются весьма значительные магнитные поля, приводят к тому, что процессы намагничивания приобретают свойства, совершенно отличные от тех, которые имеют классические ферромагнетики. Сюда относятся образование веера спинов при вращении намагнитченности, возникновение "запрещенных" углов поворота спинов, нарушение последовательности процессов намагничивания (с вращением ранее смещения) и другие.

Наличие микроскопических областей, размеры которых измеряются нанометрами, возможность получения промежуточных состояний, граничащих с кристаллическими (наноструктурные состояния), позволяют, в принципе, получить материалы, где процессы намагничивания происходят в этих микроскопических областях независимо от окружающей магнитной матрицы. Это дает возможность использовать аморфные материалы для чрезвычайно емкой магнитной записи, где носителями магнитной памяти выступают наноразмерные области. Использование аморфных РЗ-материалов в технике только начинается. С помощью температурного отжига из магнитных слоев создаются мелкокри-

сталлические пленки, которые используются как пленочные магниты [10, 11] с весьма высокой магнитной энергией. Такие магниты перспективны для применения в СВЧ-технике и магнитной записи.

Перспективным направлением представляется исследование распространения спиновых и акустических волн в аморфных сплавах [118], явление магнитоакустического резонанса, ранее подробно исследованное в кристаллических соединениях [119], и т.д.

Развитые для аморфных сплавов теоретические представления, безусловно, найдут себе применение при исследовании других неупорядоченных систем, таких, как квазикристаллы, фракталы, магнитные полимеры и др.

В заключение авторы благодарят И.В. Золотухина, А.К. Звездина, Е.В. Сеницына, Ю.Е. Калинина за полезные обсуждения результатов, изложенных в настоящем обзоре, а также всех аспирантов и студентов лаборатории аморфных и кристаллических сплавов редкоземельных металлов физического факультета МГУ, чьи экспериментальные результаты использованы при его написании.

Список литературы

1. Губанов А И *ФТТ* **2** 502 (1960)
2. Chaudhari P, Cuomo J J, Gambino R J *IBM J. Res. Dev.* **17** 66 (1973)
3. Rhyne J J, Pickart S J, Alperin H A *Phys. Rev. Lett.* **29** 1562 (1972)
4. Rhyne J J, Schelleng J H, Koon N C *Phys. Rev. B* **10** 4672 (1974)
5. Pickart S J, Rhyne J J, Alperin H A *Phys. Rev. Lett.* **33** 424 (1974)
6. Heinman N, Lee K, Potter R I *AIP Conf. Proc.* **29** 130 (1976)
7. Хандрих К, Кобе С *Аморфные ферро- и ферромагнетики* (М.: Мир, 1982)
8. Булер П И *Физика и химия стекла* **18** (5) 119 (1992)
9. Судзуки К, Фудзиморо Х, Хасимото К *Аморфные сплавы* (М.: Металлургия, 1991)
10. Крапошин В Ц, Линецкий Я Л *Итоги науки и техники. Сер. Металлов. и терм. обработка* (М.: ВИНТИ, 1982) Вып. 16, с. 1
11. Сало И П Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МИСИС, 1985)
12. Манаков Н А Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Иркутск: ИПИ, 1994)
13. Золотухин И В, Калинин Ю Е *УФН* **160** (9) 75 (1990)
14. Белов К П *Магнострикционные явления и их технические приложения* (М.: Наука, 1987)
15. Moorjani K, Coey J M D *Magnetic Glasses* (Amsterdam: Elsevier, 1984) p. 450
16. Андреев А С и др. *ЖЭТФ* **99** 540 (1991)
17. Imry Y, Ma S-K *Phys. Rev. Lett.* **35** 1399 (1975)
18. Harris R, Plischke M, Zuckermann M J *Phys. Rev. Lett.* **31** 160 (1973)
19. Андреев А С Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: МГУ, 1994)
20. Никитин С А и др. *ФТТ* **29** 1526 (1987)
21. Сеницын Е В и др. *ФММ* **54** 723 (1982)
22. Сеницын Е В Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Свердловск: Горный институт, 1988)
23. Белов К П и др. *Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках* (М.: Наука, 1979)
24. Андреев А С и др. *ФТТ* **30** 3002 (1988)
25. Kobayashi H et al. *Appl. Phys. Lett.* **43** 389 (1983)
26. Takeno Y et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **25** L657 (1986)
27. Wang Y J et al. *J. Phys. (Paris)* **C 40** 239 (1989)
28. Yoshino S et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **23** 188 (1984)
29. Gronan M, Schuffler D, Sprenger S *IEEE Trans. Magn.* **MAG-20** 66 (1984)
30. Sakurai Y, Onishi K *J. Magn. Magn. Mater.* **35** 183 (1983)
31. Shimanuki S et al. *IEEE Trans. J. Magn. Jpn.* **TJMJ-2** 338 (1987)
32. Suzuki Y et al. *IEEE Trans. Magn.* **MAG-23** 2275 (1987)
33. Mimura Y et al. *J. Appl. Phys.* **49** 1208 (1978)
34. Lee Zo-Yi, Numata T, Sakurai Y *Jpn. J. Appl. Phys.* **22** L600 (1983)
35. Okamine S, Ohta N, Sugita Y *IEEE Trans. Magn.* **MAG-21** 1641 (1985)
36. Mimura Y, Imamura N *Appl. Phys. Lett.* **28** 746 (1976)
37. Gronan M, Goeke H, Methfessel S, in *Proc. 4-th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals* (1981) p. 897
38. Lee Z Y et al. *IEEE Trans. Magn.* **MAG-20** 1335 (1984)
39. Suran G, Ounadjela K *J. Magn. Magn. Mater.* **54-57** 237 (1986)
40. Suran G, Naili M, Sztern J *J. Appl. Phys.* **63** 4318 (1988)
41. Egami T et al. *IEEE Trans. Magn.* **MAG-23** 2269 (1987)
42. Глазер А А, Тагиров Р И *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **12** 1000 (1978)
43. Nikitin S A, Andreenko A S, Damianova R N *IEEE Trans. Magn.* **3** 1987 (1988)
44. Золотухин И В *Физические свойства аморфных металлических материалов* (М.: Металлургия, 1986) с. 176
45. Damianova R et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **123** 325 (1993)
46. Андреев А С и др. *ФТТ* **32** 1020 (1990)
47. Андреев А С, Дамянова Р Н, Яковлев В И *ФТТ* **35** 2432 (1993)
48. Никитин С А *Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов* (М.: Изд-во МГУ, 1989)
49. Fujiwara H et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **42** 1194 (1977)
50. Bartholin H, Bloch D *J. Phys. Chem. Solids* **29** 1063 (1968)
51. McWhan D B, Stevens A L *Phys. Rev.* **154** 438 (1967)
52. McWhan D B, Stevens A L *Phys. Rev.* **139** 682 (1965)
53. Винокурова Л И и др. *ФТТ* **14** 720 (1972)
54. Никитин А С, Бездушный Р В *ФТТ* **31** 306 (1989)
55. Никитин С А, Леонтьев П И *ФТТ* **29** 2147 (1987)
56. Никитин С А, Леонтьев П И *ФММ* **64** 81 (1987)
57. Nikitin S A, Besduschni R V *Phys. Status Solidi A* **124** 327 (1991)
58. Robinson L B, Tan S I, Sterrett K F *Phys. Rev.* **141** 548 (1966)
59. Milton J E, Scott T A *Phys. Rev.* **160** 387 (1967)
60. Lindgren B, Mayer A J *Magn. Magn. Mater.* **84** 115 (1990)
61. Jayarama A, in *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths* Vol. 1 (Eds K A Gschneider, L R Eyring) (Amsterdam: Elsevier, 1978) p. 707
62. Yang T T, Robinson L B *Phys. Rev.* **185** 743 (1969)
63. Milstein F, Robinson L B *Phys. Rev.* **159** 466 (1967)
64. Achiwa N et al. *J. Phys. (Paris)* **49** Suppl. 1 349 (1988)
65. Wohlfarth E P *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **2** 68 (1969)
66. Edwards D M, Wohlfarth E P *Proc. R. Soc. London Ser. A* **303** 127 (1968)
67. Heine V *Phys. Rev.* **153** 673 (1967)
68. Lang N D, Ehrenreich H *Phys. Rev.* **168** 605 (1968)
69. Shiga M *Solid State Commun.* **7** 559 (1969)
70. Shimizu M *Rep. Prog. Phys.* **44** 329 (1981)
71. Takahashi T, Shimizu M *J. Phys. Soc. Jpn.* **20** 26 (1965)
72. Bloch D, Lemaire R *Phys. Rev. B* **2** 2648 (1970)
73. Voiron J et al. *Solid State Commun.* **13** 201 (1973)
74. Inoue J, Shimizu M *J. Phys. F: Metal. Phys.* **10** 721 (1980)
75. Леонтьев П И и др. *ФТТ* **12** 3700 (1988)
76. Shirakawa K et al. *J. Appl. Phys.* **52** (Pt. 2) 1829 (1981)
77. Jagelinski T et al. *Solid State Commun.* **44** 225 (1982)
78. Shirakawa K et al. *Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ. Ser. A* **31** 54 (1983)
79. Kamarad J, Arnold Z *Physica B+C* **29** 184 (1986)
80. Biesterbos J W M, Broucha M, Dirks A G *AIP Conf. Proc.* **29** 184 (1976)
81. Shirakawa K et al. *J. Phys. F: Metal. Phys.* **15** 961 (1985)
82. Bielle J, Lienard A, Rebouillat J P *J. Phys. (Paris)* **40** 256 (1979)
83. Ishio S *J. Phys. (Paris)* **49** Suppl. 1 1345 (1988)
84. Ishio S, Yang X, Miyazaki T *J. Phys. Condens Matter* **1** 8979 (1989)
85. Ishio S et al. *J. Phys. F: Metal. Phys.* **18** 2253 (1988)
86. Andreenko A S et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **118** 147 (1993)
87. Andreenko A S, Nikitin S A, Spichkin Yu I *J. Magn. Magn. Mater.* **118** 142 (1993)
88. Андреев А С, Никитин С А, Спичкин Ю И *ФТТ* **37** 1643 (1995)
89. Андреев А С, Никитин С А, Спичкин Ю И *Вестн. МГУ. Физика. Астрономия* **34** 55 (1993)
90. Белов К П *Магнитные превращения* (М.: Физматгиз, 1959)
91. Никитин С А и др. *ФТТ* **16** 3137 (1974)
92. Stearns M B *Phys. Rev. B* **8** 4383 (1973)

93. Ведяев А В, Грановский А Б, Котельникова О А *Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах* (М.: Изд-во МГУ, 1994) с. 158
94. Никитин С А, Бислиев А М *Вестн. МГУ. Физика. Астрономия* **16** (2) 195 (1975)
95. Brouha M, Buschow K H J, Miedema A R *IEEE Trans. Magn.* **10** 182 (1974)
96. Chou C P, Davis L A, Narasimhan M C *Scr. Metall.* **11** 417 (1977)
97. Васильковский В А и др. *ЖЭТФ* **97** 1041 (1990)
98. Mohn P, Schwarz K *Physica B+C* **130** 26 (1985)
99. Jamada H *Physica B* **149** 390 (1988)
100. Brooks M S S, Eriksson O, Johansson B J. *Phys.: Cond. Matter* **1** 5861 (1989)
101. Armitage J G M et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **1** 3987 (1989)
102. Dumelow T et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57** 1081 (1986)
103. Shimizu K J. *J. Magn. Magn. Mater.* **70** 178 (1987)
104. Brouha M, Buschow K H J. *J. Appl. Phys.* **44** 1813 (1973)
105. Chappert J et al. *J. Phys. F* **11** 2727 (1981)
106. Coey J M D et al. *J. Phys. F* **11** 2707 (1981)
107. Biesterbos J W M, Brouha M, Dirks A G *Physica B* **86–88** 770 (1977)
108. Ishio S et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **60** 236 (1986)
109. Chappert J, Arrese-Boggiano R *J. Magn. Magn. Mater.* **7** 175 (1978)
110. Van der Kraan A M, Buschow K H J *Phys. Rev. B* **25** 3311 (1982)
111. Wakabayashi H et al., in *Proc. Int. Symp. Phys. Magn. Mater. (ISPM-87)* (Sendai, 1987) p. 342
112. Skumriev V et al. *J. Phys. (Paris)* **49** Suppl. 1 1363 (1988)
113. Goto T et al. *J. Phys. (Paris)* **49** Suppl. 1 1143 (1988)
114. Андреевко А С, Никитин С А, Спичкин Ю И *ФТТ* **36** 3481 (1994)
115. Андреевко А С, Никитин С А, Спичкин Ю И *ФТТ* **34** 1823 (1992)
116. Bezduchny R et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **124** 330 (1993)
117. Bloch D Drs. *Sciences Physiques* (Paris, 1965)
118. Andreenko A S, Solodov I Yu, in *Proc. Smart Struct. Mater., SPIE* **2722** 266 (1996)
119. Беляева О Ю, Зарембо Л К, Карпачев С Н *УФН* **162** 107 (1992)

Magnetic properties of amorphous rare-earth 3d-transition-metal alloys

A.S. Andreenko, S.A. Nikitin

M.V. Lomonosov Moscow State University,

Vorob'evy Gory, 119899 Moscow, Russia

Tel. (7-095) 939-29 12

Fax (7-095) 932-88 20

E-mail: asa@ofef264a.phys.msu.ru

Work on the magnetic properties of amorphous rare-earth 3d transition-metal alloys is reviewed using current theoretical models to account for the experimental data available. The exchange interaction and random magnetic anisotropy are shown to dominate the magnetisation and remagnetisation processes. Some new phenomena related to the effect of induced magnetic anisotropy on magnetisation processes are considered. The results on the magnetoelastic properties of rare-earth alloys are systematically presented. The dependence of the exchange integrals on the interatomic separation is determined. It is shown that pressure affects significantly the magnetic structure of and phase transitions in these magnetic materials.

PACS numbers: 61.43.Dq, **75.10.-b**, 75.50.Kj

Bibliography — 119 references

Received 14 November 1996, revised 10 February 1997