

538.22

АМОРФНЫЕ МАГНЕТИКИ

Г. А. Петраковский

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	305
2. Атомная структура аморфного магнетика	307
а) Определение аморфного твердого тела (307). б) Структура аморфного вещества (308). в) Моделирование аморфной структуры (309). г) Методы приготовления аморфных веществ (310).	
3. Магнитная структура аморфных магнетиков	311
а) Магнитные структуры (311). б) Влияние аморфности атомной структуры на магнитное состояние вещества (312).	
4. Магнитные возбуждения в аморфных ферромагнетиках	318
а) Феноменологическая теория спиновых волн (318). б) Низкотемпературное поведение намагниченности и размерный спин-волновой резонанс (319). в) Нейтронографическое исследование спектра магнитных возбуждений. Ротонный характер спектра (321). г) Локальные магнитные возбуждения (322).	
5. Критические явления в аморфных магнетиках	323
6. Некоторые физические свойства аморфных магнетиков	324
а) Анизотропия (324). б) Магнитоупругая связь (326). в) Электросопротивление (327).	
7. Заключение	327
Цитированная литература	328

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие исследований в области магнитоупорядоченных кристаллов привели как к резкому расширению и углублению наших знаний о природе конденсированного состояния вещества и магнитного упорядочения, в особенности, так и к широкому использованию магнитных материалов в технике. Однако до сих пор сравнительно мало исследована проблема магнитного упорядочения некристаллических веществ (аморфных, полимерных, жидких). В последнее время резко возрос интерес к таким веществам, так что определилось новое направление — аморфный магнетизм. Современное развитие работ по проблеме аморфного магнетизма началось с оригинального сообщения Губанова¹ (1960 г.) о возможности существования аморфных и жидких ферромагнетиков. Сейчас уже состоялись несколько специализированных международных и национальных конференций по аморфному магнетизму²⁻⁶, кроме того, эта тематика занимает большое место в последних традиционных конференциях по магнетизму⁶.

Причина большого интереса к указанной проблеме лежит, видимо, в самой логике фундаментальных и прикладных исследований в области физики твердого тела. Современная физика твердого тела — это главным образом физика кристаллов, т. е. систем, характеризующихся периодическим распределением атомов в узлах кристаллической решетки. Наличие трансляционной инвариантности таких систем позволило создать изящ-

ный математический аппарат теории. Естественно поэтому стремление исследователей к построению физики более сложных систем типа аморфных тел или полимеров. Из общих соображений мы вправе ожидать, что такие особенности аморфных систем, как отсутствие дальнего порядка и неравновесность, приведут к важным и нетривиальным последствиям. Задача теории состоит в анализе этих последствий и прогнозировании свойств таких материалов.

Перспективы технических применений связаны с технологичностью аморфных материалов и возможностью создания качественно новых веществ. Сегодня нам уже ясно, на примерах полупроводниковых⁷, магнитных⁸ и лазерных материалов, что использование стеклообразных веществ не только снижает стоимость приборов, но и увеличивает диапазон возможных составов и, следовательно, свойств таких материалов. Иллюстрацией полученных уже сейчас достижений в области магнитных материалов могут служить аморфные металлические сплавы металлоид. В табл. I приведены некоторые свойства этих веществ вместе

Таблица I
Сравнительная таблица магнитных свойств
некоторых кристаллических и аморфных сплавов (300 К)

	Состав	$4\pi M$, кГс	T_K , °C	H_c , Э	10^{-6} Ом·см	$\lambda_S \cdot 10^6$
Кристаллические сплавы	80Ni16Fe4Mo	7,8	460	0,025	55	~ 0
	80Ni20Fe	8,2	400	0,005	65	~ 0
	50Ni50Fe	16,0	480	0,10	45	40
	96,8Fe3,2Si	20,3	730	0,5	50	4
Аморфные сплавы	Fe ₃ CO ₇₂ P ₁₆ B ₆ Al ₃	6,3	260	0,015	140	~ 0
	Fe ₈₀ P ₁₄ B ₆	13,6	344	0,10	—	26
	Fe ₈₀ P ₁₆ C ₃ B ₁	14,9	292	0,05	150	30
	Fe ₈₀ B ₂₀	16,0	374	0,04	140	30

со свойствами ряда традиционных кристаллических материалов⁸. Указанные аморфные сплавы получают в виде лент, толщиной около 0,05 мм и шириной до нескольких см, путем выливания струи металла на боковую поверхность вращающегося барабана⁹. Из табл. I видно, что по магнитным свойствам аморфные сплавы уже сейчас не уступают или близки к лучшим кристаллическим материалам, получение которых связано со сложной и дорогой технологией прокатки, специального отжига и т. д. Интересно, что указанные вещества характеризуются также экстремально низкими магнитными и акустическими потерями и беспрецедентной антикоррозийной стойкостью¹⁰.

Другой важный класс аморфных магнитных материалов найден в системе сплавов редкая земля — 3d-металлы. На основе этих веществ созданы аморфные магнитные пленки с цилиндрическими магнитными доменами¹¹ и высококоэрцитивные материалы¹².

К настоящему времени достигнуты уже значительные успехи в изучении фундаментальных основ физики аморфных магнитных материалов. Частично эти результаты отражены в ряде обзоров¹³⁻¹⁹, появившихся в последние годы. Однако интенсивность исследований, проводимых

в настоящее время по проблеме «аморфный магнетизм», столь велика, что многие принципиальные результаты получены в последние 2–3 года. Цель данного обзора — суммировать важнейшие результаты по большинству аспектов проблемы аморфный магнетизм, представляющих фундаментальный интерес. Определенное внимание уделено также перспективам технических применений.

2. АТОМНАЯ СТРУКТУРА АМОРФНОГО МАГНЕТИКА

а) Определение аморфного твердого тела

С атомной точки зрения структура аморфного вещества аналогична структуре жидкости. Следующие главные черты характеризуют такую структуру: макроскопическая изотропность; отсутствие дальнего порядка в расположении атомов; наличие ближнего порядка. В реальных аморфных веществах макроскопическая изотропность может нарушаться различными внешними, главным образом технологическими, причинами. Появляющаяся при этом макроскопическая анизотропия не является внутренним свойством аморфного вещества. Под ближним порядком понимается атомный порядок, проявляющийся на нескольких межатомных расстояниях. Простейший ближний порядок выражается в том, что некоторые значения межатомного расстояния r встречаются в теле чаще, чем другие. Под дальним же порядком понимается наличие периодичности в распределении атомов. Так как в жидкостях также существует ближний порядок и отсутствует дальний²⁰, следует ввести некоторую характеристику, существенно отличающую аморфное вещество от жидкости. Такой характеристикой служит термодинамическая неравновесность аморфного вещества.

Расплав и соответствующая кристаллическая фаза, появляющаяся при охлаждении вещества, являются равновесными состояниями, т. е. характеризуются минимальной при данных условиях свободной энергией F . Аморфное вещество находится в неравновесном состоянии с более высокой энергией F . Это состояние тем не менее в некотором интервале температур (интервал стабильности) может существовать определенное время (время стабильности). Отсюда ясна принципиальность проблемы стабильности аморфного вещества, включающая вопросы кристаллизации и релаксации структуры^{18, 19}.

При температуре плавления $T_{\text{пл}}$ энталпия H кристалла увеличивается скачком на величину ΔQ — скрытая теплота плавления кристалла (рис. 1). Эта теплота идет на разрушение дальнего кристаллографического порядка (ΔQ_1) и на перестройку ближнего порядка (ΔQ_2) в соответствии со структурой расплава при температуре $T_{\text{пл}}$. Обычно ΔQ_1 и ΔQ_2 — величины одного порядка²¹. В процессе же быстрого охлаждения расплава без кристаллизации происходит лишь непрерывное изменение ближнего порядка с выделением тепла ΔQ_2 . Существует некоторая температура T_g (температура стеклования), при которой вязкость вещества не дает возможности перестраиваться атомам в более низкоэнергетическую упаковку. Тогда понижение температуры сопровождается уменьшением только тепловых колебаний (как в кристалле). Поэтому при температурах T

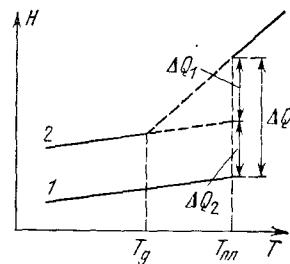


Рис. 1. Температурная зависимость энталпии в кристаллической (1) и аморфной (2) модификациях вещества.

ниже T_g кривые 1 и 2 на рис. 1 параллельны. Кристаллизация аморфного вещества должна, следовательно, сопровождаться выделением теплоты порядка $1/2 \Delta Q$. Изучение термодинамических характеристик, например калориметрия, дает, таким образом, важную фундаментальную информацию о конфигурационной энтропии, эффектах структурной релаксации и т. д.^{18, 19}.

б) Структура аморфного вещества

Макроскопическая изотропность аморфного вещества позволяет использовать для характеристики атомной структуры функцию одной переменной, называемую функцией радиального распределения (ФРР) атомной плотности $\rho(r)$. Она представляет атомную плотность как функцию расстояния r от произвольно выбранного атома и определяется

из опытов по дифракции рентгеновских лучей, нейtronов или электронов с последующим фурье-преобразованием интерференционной функции $S(Q)$, где $Q = 4\pi (\sin \theta)/\lambda$, λ — длина волны излучения, θ — угол рассеяния. Таким образом,

$$\text{ФРР} = 4\pi r^2 \rho(r) = 4\pi r^2 \rho_0 + \\ + \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty Q [S(Q) - 1] \sin(Qr) dQ. \quad (2.1)$$

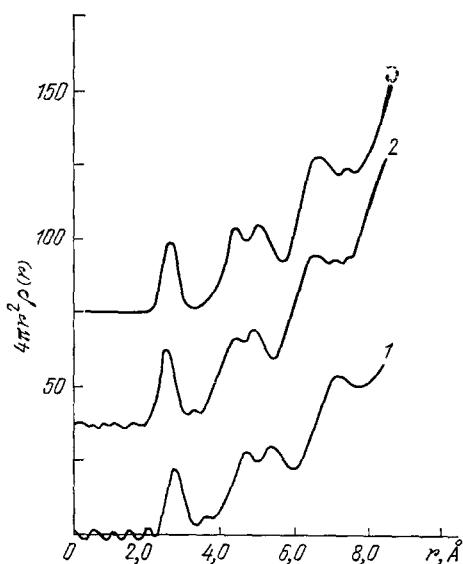


Рис. 2. Функция радиального распределения $4\pi r^2 \rho(r)$ некоторых аморфных сплавов

1 — $\text{Pd}_{80}\text{Si}_{20}$, 2 — $\text{Ni}_{61,4}\text{P}_{16,6}$, 3 — $\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$.

Положение пиков и площади под ними на кривых рис. 2 указывают соответственно средний радиус и среднее число атомов данной координационной сферы. Обращает на себя внимание факт расщепления второго пика на два. Для жидкого металла, например кобальта, ФРР не показывает расщепления во втором пике. Типичное первое координационное число для аморфных металлических ферромагнетиков $Z_1 \sim 12-13$. Изучение ФРР аморфных веществ показало, что позиционные корреляции атомов различимы лишь на расстояниях r до $\sim 15 \text{ \AA}$.

ФРР дает лишь позиционную зависимость средней атомной плотности вещества и не описывает деталей его атомного строения, например, топологию ближнего порядка. Более детальная информация о субмикроскопически неоднородном строении вещества может быть получена, например, на основе изучения рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами^{18, 23}.

Здесь ρ_0 — средняя атомная плотность вещества. Аналогичная функция структуры может быть введена в более сложном случае структуры с атомами разных сортов²².

Типичный вид ФРР для некоторых аморфных ферромагнитных сплавов²³ показан на рис. 2. Кривая $4\pi r^2 \rho(r)$ осциллирует относительно параболы $4\pi r^2 \rho_0$, отвечающей беспорядочному распределению атомов.

в) Моделирование аморфной структуры

Для описания аморфной структуры имеются две главные модели²²: микрокристаллическая и топологически разупорядоченная. В первой модели предполагается, что большинство атомов размещено в малых упорядоченных областях ($\sim 15 \text{ \AA}$), так что разупорядочение структуры происходит из-за случайных ориентаций этих областей. Однако микрона области не имеют поверхностей раздела. Это существенно отличает аморфную структуру от мелкодисперсной поликристаллической системы с размером зерна порядка 50—150 \AA . Аморфное вещество, состоящее из таких разориентированных областей, качественно показано на рис. 3, а). Подробное изучение микрокристаллических моделей не дало согласия с экспериментом. В топологически разупорядоченной модели атомы расположены в сплошной жидкостно-подобной упаковке без резких структурных разрывов (рис. 3, б)). Наиболее ранняя модель такого типа была предложена Захариасеном²⁴ и позднее успешно использована для описания структуры аморфных кремния и германия. Детальные структурные исследования

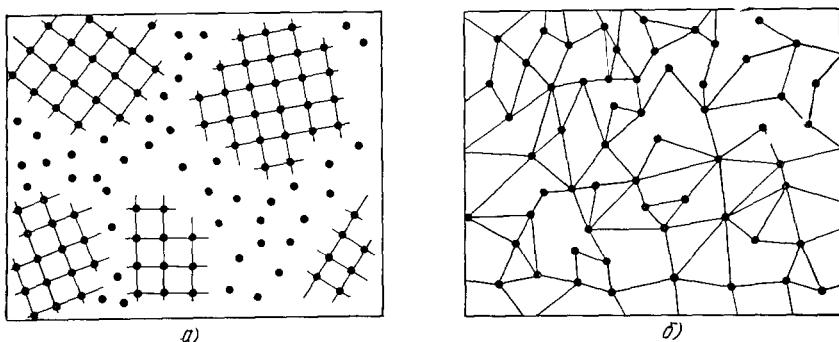


Рис. 3. Схематическое представление моделей аморфной структуры
а) Микрокристаллическая модель, б) топологически разупорядоченная модель.

Каргилла¹³ показали, что удивительной моделью аморфных ферромагнитных сплавов 3d-металл-металлоид является модель плотной случайной упаковки жестких сфер (ПСУЖС), известная как модель Бернала²⁵. В этой модели структуры образуются жесткими сферами, плотно упакованными в том смысле, что они не содержат дыр, достаточно больших, чтобы вместить другую сферу. Случайность упаковки понимается в том смысле, что имеются лишь слабые корреляции между сферами, разделенными пятью или больше диаметрами сферы. На основе таких моделей можно вычислить ФРР и фактор упаковки системы $\eta = 4\pi (\sigma/2)^3 (\rho_0/3)$ (σ — диаметр жесткой сферы). Естественно, что при этом надо знать атомные радиусы. Анализ Каргилла¹³ показал, что для металл-металлоидных аморфных сплавов наилучшим является радиус Гольдшмита металла в 12-кратной координации и тетраэдрический ковалентный радиус для металлоида. В модели ПСУЖС в этом случае малые сферы изображают атомы металлоида, которые заполняют наибольшие пустоты в плотной случайной упаковке более больших сфер металла. Таких пустот примерно 20% от полного числа атомов. Поэтому и типичен состав аморфного сплава $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$. Расчеты дают качественно правильную формулу ФРР¹³, фактор заполнения $\eta \approx 0,7$ и плотность в пределах

$\pm 5\%$, совпадающую с экспериментальной¹⁸. Аналитической формулировки модели ПСУЖС пока нет, и все конкретные результаты получаются численными методами (например, методом Монте-Карло). Используют некоторый затравочный кластер, из которого затем статистическими методами создают большой кластер примерно из 10^3 атомов. Поскольку реальная система содержит 10^{22} атомов, вычисления невозможно довести до конца, не используя упрощающих приемов типа транслирования кластера. В этом кроется одно из наиболее серьезных приближений модели.

г) Методы приготовления аморфных веществ

Основные особенности получения термодинамически неравновесного аморфного вещества вытекают из требования избежать термодинамически предпочтительного процесса кристаллизации. Анализ условий, которые обеспечивают выполнение этого требования, дан, например, в обзорах Джонеса²⁶ и Люборского¹⁸. Здесь мы остановимся лишь на некоторых методах, используемых при получении аморфных магнетиков.

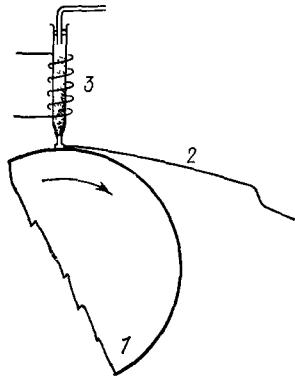


Рис. 4. Схема устройства для изготовления аморфных лент.

1 — вращающийся металлический диск, 2 — аморфная лента, 3 — кварцевая ампула с расплавом.

материала примесей стеклообразующих элементов. Так, в случае сплавов 3d-металл-металлоид используется состав типа M_4M_e (M — 3d-металл, M_e — металлоид). Причиной увеличения τ_g в этом случае является сильное снижение температуры плавления $T_{пл}$.

Одним из технологически важных способов реализации принципа быстрого охлаждения расплава является способ выливания струи расплава на боковую поверхность вращающегося барабана⁹ (рис. 4). При правильном выборе параметров системы²⁷ скорость охлаждения расплава $\sim 10^5$ град/с.

Существуют и другие способы получения аморфных веществ, основанные на быстром охлаждении расплава: метод ударной волны^{28, 29}, метод наковальни³⁰⁻³², метод центрифуги³³, метод катапульты³⁴, метод непрерывного выбрасывания расплава^{35, 36}.

Другой ряд технологически важных способов основывается на принципах конденсации паров на охлаждаемую подложку^{37, 38}, электроосаждения и химического осаждения^{39, 40}, осаждения разбрзгиванием (спатеринг-техника)⁴¹⁻⁴³.

Ряд методов получения аморфных материалов основан на достаточно быстром охлаждении расплава. Скорость охлаждения должна обеспечивать прохождение интервала температур от температуры плавления $T_{пл}$ до температуры стеклования T_g за время, недостаточное для кристаллизации системы. Ясно, что этому способствует увеличение приведенной температуры стеклования $\tau_g = T_g/T_{пл}$ и уменьшение размеров охлаждаемого тела. Простейший анализ показывает²⁶, что для $\tau_g > 2/3$ состояние стекла легко достигается даже при сравнительно низких скоростях охлаждения. Уменьшение τ_g влечет необходимость увеличения скорости охлаждения. Для случая металлов обычные значения τ_g лежат в пределах 0,6—0,45, и для формирования стекла нужны скорости охлаждения $\sim 10^6$ град/с. Для повышения τ_g используют добавление к основному

3. МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА АМОРФНЫХ МАГНЕТИКОВ

Важнейший вопрос, который возникает при изучении аморфных магнетиков — это вопрос об их магнитной структуре и о роли аморфности в формировании магнитного порядка. Сам факт существования магнитного порядка в аморфном веществе сейчас не вызывает сомнения. На этот счет существуют многочисленные экспериментальные и теоретические доказательства. Однако сделаны лишь первые шаги в попытке общей классификации аморфных магнетиков по типам их магнитной структуры^{16, 44}.

а) Магнитные структуры

А. Ф. Андреев⁴⁴ провел феноменологический анализ принципиально допустимых типов магнитного порядка в пространственно неупорядоченных веществах. Основываясь на соображениях симметрии в предположении преобладающей роли обменных сил в установлении магнитного порядка, он показал, что макроскопически изотропная аморфная структура допускает лишь четыре типа магнитных структур: упорядоченный ферромагнетик; неупорядоченный ферромагнетик; неупорядоченный антиферромагнетик с тремя взаимно перпендикулярными антиферромагнитными

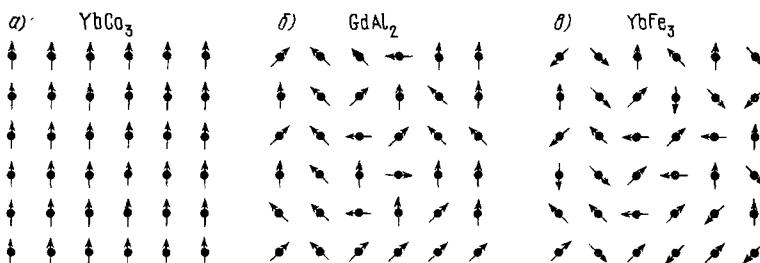


Рис. 5. Магнитные структуры аморфных магнетиков.

а) Ферромагнетик ($S_i \neq 0$, $S_i S_j = S_i^2$, $\langle S_i S_j \rangle = S_i^2$); б) неупорядоченный ферромагнетик ($S_i \neq 0$, $-S_i^2 \leq S_i S_j \leq S_i^2$, $0 < \langle S_i S_j \rangle < S_i^2$); в) спиновое стекло ($S_i \neq 0$, $-S_i^2 \leq S_i S_j \leq S_j^2$, $\langle S_i S_j \rangle = 0$).

моментами и спиновое стекло. С микроскопической точки зрения три из этих структур можно наглядно представить и классифицировать¹⁶, как показано на рис. 5. Здесь же приведены примеры экспериментально обнаруженных структур аморфных магнетиков. Отметим, что экспериментально не обнаружено с достоверностью аморфных магнетиков с антиферромагнитным дальним порядком. Так, например, хотя поведение восприимчивости⁴⁵ аморфного Fe_2O_3 показывает черты, свойственные антиферромагнетику, температурная зависимость сверхтонкого поля отличается от ожидаемой.

Качественный микроскопический анализ магнитных структур проделал Кой¹⁶. Он показал, что картина магнитного порядка в аморфном магнетике определяется распределением обменных взаимодействий $J(r_{ij})$, локальной одноионной анизотропии D_i и соотношением их величин. Простейший модельный гамильтониан имеет вид

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,j} J(r_{ij}) S_i S_j - \sum_i D_i S_{iz}^2. \quad (3.1)$$

Когда обменные взаимодействия $J(r_{ij})$ преимущественно положительны и $|J| \gg |D|$, в системе устанавливается ферромагнитное состояние. Такие ферромагнетики обнаружены как в ионных⁴⁶ (FeF_2), так

и в металлических веществах. В случае $|J| \leq |D|$, как показали теоретические и экспериментальные исследования^{47, 48}, в системе с $D > 0$ и $J > 0$ устанавливается состояние типа неупорядоченного ферромагнетика. Такое поведение обнаруживают, например, аморфные сплавы $DyNi_3$ ⁴⁸, $YbFe_3$ ⁴⁸, $TbAg$ ⁴⁹. Из-за сильного влияния большой одноионной

анизотропии для намагничивания таких систем требуется¹⁶ магнитные поля $\sim 10^6$ Э.

Более сложен для рассмотрения случай, когда обменные взаимодействия $J(r_{ij})$ ближайших соседей преимущественно отрицательны. В этом случае, из-за того что аморфная структура не является альтернативной, невозможно представить ситуацию с дальним антиферромагнитным порядком^{50, 51}. Анализ¹⁶ экспериментальных работ показывает, что в таких системах, в соответствии с теоретическими представлениями, осуществляются

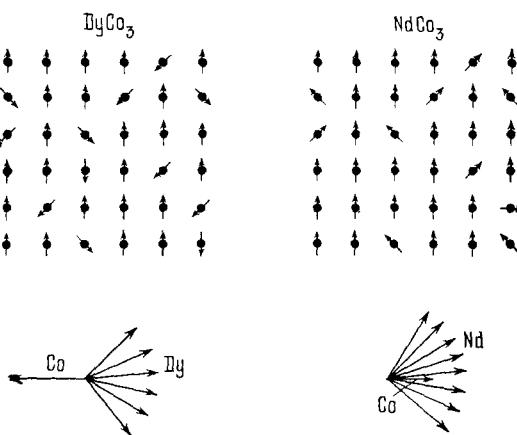


Рис. 6. Магнитные структуры аморфных сплавов редкая земля — 3d-металл.

магнитные состояния типа неупорядоченного антиферромагнетика или спинового стекла. Типичными представителями таких структур являются аморфные окисные соединения⁵² и полимеры^{53–55}.

Более сложные магнитные структуры возникают в аморфных магнетиках с несколькими типами магнитных атомов. На рис. 6 показаны микроскопические картины двух таких структур с атомами двух сортов A и B для случаев, когда $|J_{BB}| > |J_{AB}| \sim |D_A|$. Такие структуры осуществляются, например, в соединениях¹⁶ $DyCo_3$ и $NdCo_3$.

Таким образом, магнитная структура аморфного магнетика определяется распределением обменных взаимодействий $J(r_{ij})$ и анизотропией. Важно, в частности, подчеркнуть неустойчивость упорядоченного ферромагнитного состояния в присутствии случайной анизотропии^{12, 56}.

б) Влияние аморфности атомной структуры на магнитное состояние вещества

Наиболее важным следствием аморфизации вещества является исчезновение периодической кристаллической структуры. Именно это приводит к тому, что теоретическое описание аморфных магнетиков сталкивается с большими трудностями принципиального характера. Из-за отсутствия трансляционной инвариантности в аморфном веществе не работают традиционные методы теории твердых тел, разработанные для идеальных кристаллов.

Химический и структурный атомный беспорядок, характеризующий аморфные вещества, приводит к возникновению флуктуаций всех параметров его магнитной подсистемы. Наиболее важное влияние на магнитное состояние оказывают флуктуации обменных взаимодействий, магнитного момента и одноионной анизотропии. Флуктуации обменных взаимодействий есть следствие сильной зависимости интегралов обмена от расстояния между взаимодействующими атомами и от конфигурации их

связей. Флуктуации анизотропии возникают в результате флуктуации кристаллических полей. Аморфность структуры оказывает наиболее сильное влияние на магнитные моменты в случае 3d-металлов из-за большой степени делокализации их неспаренных электронов. В этом случае локальные магнитные моменты определяются не только положениями, но также типом и числом ближайших соседей. Эффект флуктуаций локальных магнитных моментов уменьшается в случае редкоземельных соединений из-за сильной экранировки 4f-электронов и в случае ионных изоляторов, в которых магнитные моменты не изменяются существенно от ковалентного примешивания волновых функций лигандов. Распределение магнитных моментов в магнетиках можно характеризовать сверхтонкими полями, которые измеряют методами ЯМР или ЯГР. На рис. 7 приведены примеры результатов таких исследований для упомянутых трех групп магнетиков¹⁶.

Хотя в настоящее время не существует последовательной теории магнитного порядка в реальной аморфной структуре, имеется ряд работ, в которых вопрос о роли флуктуаций параметров аморфной среды рассматривается на основе упрощенных моделей. Для приближенного описания свойств аморфного вещества можно, например, исходить из предположения о том, что после усреднения по всем возможным реализациям в среднем восстанавливается трансляционная инвариантность. Тогда вещество можно описывать в терминах некоторого идеального кристалла с некоторыми эффективными параметрами. Процедура усреднения по реализациям в общем случае должна учитывать флуктуации положений атомов и параметров, описывающих взаимодействия в системе. Кроме того, она должна самосогласованно учитывать флуктуации термодинамических величин. Из-за исключительной трудности такой задачи наиболее часто используют более простое приближение, в котором предполагается, что важнейшее влияние неупорядоченности атомной структуры на магнитную подсистему может быть учтено в рамках так называемой стохастической решеточной модели. В ней принимается, что спины локализованы в узлах правильной кристаллической решетки, а обменные интегралы являются стохастическими величинами^{57, 58}. Естественно, что в этой модели не учтен топологический беспорядок⁵⁹.

Простейшим методом анализа свойств такой модели является приближение молекулярного поля. Например, интенсивные исследования в этом приближении проведены Хандрихом^{60, 61, 63}. Исходный гамильтониан в гейзенберговской модели может быть выбран в виде

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,j} J_{ij} S_i S_j - \mu_B g H \sum_i S_{iz}, \quad (3.2)$$

где S_i и S_{iz} — операторы i -го спина и его z -компоненты соответственно, J_{ij} — флуктуирующие обменные интегралы, g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора, H — внешнее поле, направленное вдоль оси z . В (3.2) предполагается, что J_{ij} зависит только от расстояния между соседними спинами. Уже в этом предположении кроются серьезные ограничения, так как в реальной ситуации J_{ij} зависят также от топологии окружения.

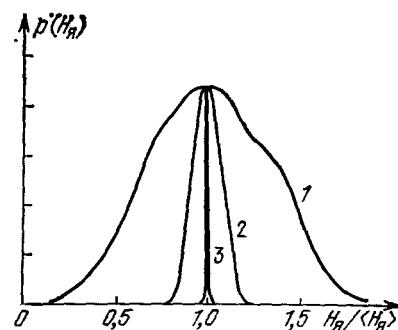


Рис. 7. Распределение сверхтонких магнитных полей $p(H_r)$ в аморфных магнетиках:
1 — $\text{Co}_{81}\text{P}_{19}$, 2 — $\text{Fe(OH)}_n\text{H}_2\text{O}$, 3 — DyNi_3 .

В приближении молекулярного поля средняя величина z -компоненты спина на узле i описывается функцией Бриллюэна B_S :

$$\bar{S}_{iz} = SB_S \left[\frac{S}{kT} \left(\mu_B g H + \sum_j J_{ij} \bar{S}_{jz} \right) \right], \quad (3.3)$$

здесь для простоты считается, что $S_i = S$. Раскладывая функцию Бриллюэна в ряд по флукутирующему обмену, получаем для нормированной намагниченности

$$\sigma = \frac{1}{2} [B_S (1 + \Delta)x + B_S (1 - \Delta)x], \quad (3.4)$$

где

$$x = 3S(S+1) \frac{T_c \sigma}{T}, \quad \sigma = \frac{\langle \bar{S}_{iz} \rangle}{S}, \quad \Delta^2 = \frac{\langle \Delta J_{ij}^2 \rangle}{\langle J_{ij} \rangle^2};$$

здесь скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают конфигурационное усреднение. Флукутации обмена, как показывает соотношение (3.4), приводят к увеличению скорости снижения намагниченности при увеличении температуры. На рис. 8 показана ¹⁴ температурная зависимость намагниченности, определенная из соотношения (3.4) для $\Delta = 0$ и $\Delta = 0,5$ и измеренная для аморфного сплава $\text{Co}_{70}\text{B}_{20}\text{P}_{10}$. Для этого сплава $\Delta = \sqrt{\langle \Delta J^2 \rangle / \langle J \rangle} \sim 0,3$. Когда флукутации Δ достигают некоторой критической величины, ферромагнетизм пропадает вообще ⁶⁰.

Хандрих ⁶¹ провел общий анализ влияния флукутаций на магнитное состояние аморфного ферромагнетика на основе использования теоремы Боголюбова ⁶⁴ для свободной энергии F . В применении к гамильтониану (3.2) теорема Боголюбова имеет вид

$$F \equiv F(\mathcal{H}) \leq F(\mathcal{H}_0) \equiv F_0, \quad \Delta F = F - F_0 \leq 0, \quad (3.5)$$

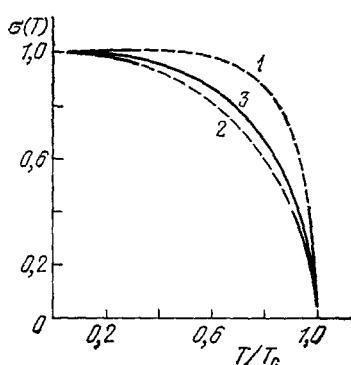
Рис. 8. Температурная зависимость намагниченности.

1 — теория для $S = 1/2, \Delta = 0$;
2 — теория для $S = 1/2, \Delta = 0,5$;
3 — эксперимент для $\text{Co}_{70}\text{B}_{20}\text{P}_{10}$.

ет подчеркнуть, что имеется в виду флукуационное снижение свободной энергии, отсчитываемое от некоторой идеальной системы (псевдокристалла) с усредненным параметром.

Анализ последствий теоремы Боголюбова приводит к выводу, что, во-первых, флукутации структуры приводят к увеличению плотности состояний магнитной системы при малых и больших энергиях. Это снова приводит к заключению о более быстром снижении намагниченности при низких температурах. И, во-вторых, что в аморфных ферромагнетиках существует резкий фазовый магнитный переход, причем флукутации структуры приводят к уменьшению температуры Кюри T_c по сравнению с T_c псевдокристалла. Это не означает, конечно, что во всех случаях аморфизации реального кристалла температура магнитного фазового перехода уменьшается ⁶⁵.

Экспериментальные исследования аморфных ферромагнетиков в основном подтверждают приведенные выше выводы о влиянии флукутаций



где \mathcal{H}_0 описывает соответствующий псевдокристалл с $J_{ij} = \langle J_{ij} \rangle$. Следовательно, теорема Боголюбова гласит: флукутации структуры, содержащиеся в гамильтониане (3.2), приводят к уменьшению свободной энергии магнитной системы или не меняют ее. Следу-

на магнитное состояние ^{4, 14, 19}. В то же время в ряде случаев установлено, что аморфизация магнитоупорядоченных кристаллов может сопровождаться сменой типа магнитного порядка и увеличением температуры магнитного фазового перехода. В табл. II дана сводка таких результатов.

Таблица II

Сравнительные характеристики кристаллических (КР)
и аморфных (АМ) магнетиков

Состав	Тип магнитного порядка		Температура магнитного фазового перехода		Лите-рату-ра
	КР	АМ	КР	АМ	
FeF ₂	АФМ	ФМ	78	21	46
FeCl ₂	АФМ	ФМ	24	21	46
FeBr ₂	АФМ	?	11	21	46
Bi ₂ Fe ₄ O ₉	АФМ	ФМ	265	600	66
GdAg	АФМ	ФМ	138	122	67
GdAl ₂	ФМ	Спиновое стекло	170	15,8	68
GdCu ₂	АФМ	ФМ	41	75	68
MnPt	АФМ	ФМ	—	—	69

Следует подчеркнуть, что эти эффекты установлены как для ионных соединений, так и для металлов. Теоретически возможность изменения типа магнитного порядка и увеличения температуры магнитного фазового перехода T_c при аморфизации исследована в работах Кузьмина, Петраковского ^{65, 70} для непроводящих магнетиков и Канеёши ⁷¹ для металлов.

Кузьмин и Петраковский ^{65, 70} рассмотрели случай аморфизации кристаллов магнитоэлектриков, магнитная структура которых существенным образом определяется геометрией распределения обменных связей. Такая ситуация имеет место, например, в квазинизомерных магнетиках ⁷². Описание подобных магнетиков требует введения по меньшей мере двух различных параметров обмена. Тип магнитного порядка и температура магнитного фазового перехода в квазинизомерных магнетиках определяются слабым обменом, связывающим магнитные цепочки или слои ⁷³. В то же время такие характеристики аморфизированного вещества определяются скорее некоторым усредненным обменом. Поэтому аморфизация квазинизомерных систем может привести как к смене типа магнитного порядка, так и к существенному увеличению температуры магнитного фазового перехода.

Магнитное состояние непроводящих магнетиков можно описать гамильтонианом

$$\mathcal{H} = - \sum_{f, m} A_{f, m} S_f S_m, \quad (3.6)$$

где $A_{f, m}$ — обменные параметры, отличные от нуля только для ближайших соседей. В идеальном кристалле $A_{f, m} \rightarrow A_0$ ($f = m$), а в общем случае аморфного магнетика $A_{f, m}$ флуктуируют по величине и знаку (решеточная модель). Идеальный кристалл может характеризоваться анизотропным распределением обменных связей, например, $A_0(\mathbf{h}_1) = J$, $A_0(\mathbf{h}_z) = K$, где $\lambda = K/J$ характеризует эту анизотропию. В квазинизомерных магнетиках $|\lambda| \ll 1$ и температура магнитного упорядочения $T = T_c(|\lambda|)$, причем $T_c(0) = 0$. Естественно предполагать, что при аморфизации восстанавливается изотропность свойств и в среднем сохраняется ближний порядок ¹³, характерный для исходного кристалла.

Очевидно, что если флюктуирующие обменные параметры одного знака, тогда при $A_{f,m} > 0$ основное состояние ферромагнитно, а при $A_{f,m} < 0$ — антиферромагнитно (для альтернативных решеток). Если обменные связи флюктуируют по величине и по знаку, проблема нахождения основного состояния становится сложной⁷⁴⁻⁸⁰.

В простейшем случае можно считать, что аморфизация кристалла приводит к перемешиванию обменов J и K с концентрациями ($1 - v_K$) и v_K соответственно. Аморфному ферромагнетику будет соответствовать некоторая область параметров (λ, v_K) с относительной намагниченностью $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}(\lambda, v_K, z)$. Проблема нахождения $\bar{\sigma}$ решается с привлечением численного метода Монте-Карло. Например, на рис. 9 приведены результаты численного расчета $\bar{\sigma}$, полученные нами на ЭВМ для кубической изинговской решетки ($10 \times 10 \times 10$) с периодическими граничными условиями. При этом обменные взаимодействия были заданы функцией распределения

$$\rho(A) = v_K \delta(A - K) + (1 - v_K) \delta(A - J). \quad (3.7)$$

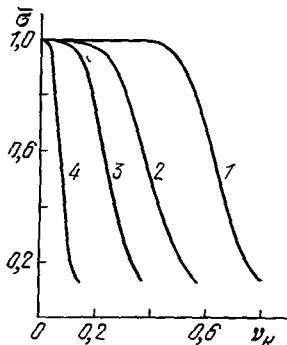


Рис. 9. Результаты численного расчета (метод Монте-Карло) зависимости намагниченности от концентрации для различных значений параметра λ .

1 — $\lambda = 0$, 2 — $\lambda = -0,5$;

3 — $\lambda = -1$, 4 — $\lambda = -10$.

В работе⁷⁰ описание свойств аморфного ферромагнетика проводилось методом когерентного потенциала^{81, 82}. Это приближение заключается в том, что неупорядоченная система аппроксимируется трансляционно-инвариантным кристаллом, в котором обмен осуществляется когерентным обменным параметром A_c ($f - m, E$), зависящим от энергии возбуждения магнитной системы E . Когерентный параметр находится следующим образом. Уравнение для S_f^+ ($S = 1/2$) рассматривается в приближении Тяблкова⁶⁴ с

заменой $\langle 2S_f^z \rangle = \bar{\sigma}(T)$, а матрица обменных параметров разбивается на когерентную и флюктуационную части: $A_{f,m} = A_c(f-m) + \xi_{f,m}$. Уравнение для гриновской функции $\hat{G}(E) = G_{f,m}(E) = \ll S_f^+ / S_m^- \gg_E$ имеет вид:

$$(\hat{I}\Omega - \hat{H}_c - \hat{V}) \hat{G}(\Omega) = \hat{I}, \quad \Omega = E/\bar{\sigma}, \quad (3.8)$$

где $A_c(f-m)$ формирует трансляционно-инвариантную матрицу \hat{H}_c , а $\xi_{f,m}$ — флюктуационную матрицу \hat{V} . Нулевое приближение соответствует гриновской функции

$$\begin{aligned} \hat{G}_c(\Omega) &= (\hat{I}\Omega - \hat{H}_c)^{-1} = \frac{1}{N} \sum_k e^{ik(f-m)} (\Omega - zA_c \varepsilon_k)^{-1}, \\ \varepsilon_k &= 1 - \gamma_k, \quad \gamma_k = \frac{1}{z} \sum_h e^{i kh}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Решение (3.8) можно выразить через T -матрицу и провести его конфигурационное усреднение

$$\langle \hat{G} \rangle = \hat{G}_c + \hat{G}_c \langle \hat{T} \rangle \hat{G}_c. \quad (3.10)$$

Свойства системы описываются \hat{G}_c , если $\langle \hat{T} \rangle = 0$. Поскольку $\hat{T} = \hat{V} + \hat{V}\hat{G}_c\hat{T}$, то \hat{T} есть функция $\hat{G}_c(\Omega)$ и, следовательно, $\langle \hat{T} \rangle = 0$ есть урав-

нение для определения $A_c = A_c(\Omega)$. В приближении независимости флюктуаций обменных связей $\hat{T} \approx \sum_{\alpha} \hat{t}_{\alpha}$, где \hat{t}_{α} — парциальная матрица рассеяния для любой пары α ближайших соседей, и условие $\langle \hat{T} \rangle = 0$ переходит в $\langle \hat{t}_{\alpha} \rangle = 0$. Матрица \hat{t} находится точно, и после конфигурационного усреднения с функцией распределения (3.7) получается интегральное уравнение для $A_c(\Omega)$:

$$\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_{\mathbf{k}} / (\omega - X(\omega) \varepsilon_{\mathbf{k}}) = \psi [X(\omega), \lambda, v_K], \quad (3.11)$$

$$\psi = \frac{z}{2} [1 - X - (1 - \lambda) v_K] [(1 - X)(\lambda - X)]^{-1},$$

где $\omega = \Omega/zJ$, $X = A_c/J$ — безразмерный когерентный параметр.

Основное состояние ферромагнитно, если $\operatorname{Re} X(0) > 0$, $\sigma(0) > 0$. Верхняя граница существования аморфного ферромагнетика в зависимости от λ и v_K , определяемая условием $\operatorname{Re} X(0) = 0$, изображена на рис. 10.

Решения для $X(\omega)$ определяют закон дисперсии спиновых волн в эффективной трансляционно-инвариантной среде. Соответствующая плотность состояний $g_c(\omega)$ имеет сложное поведение в зависимости от v_K

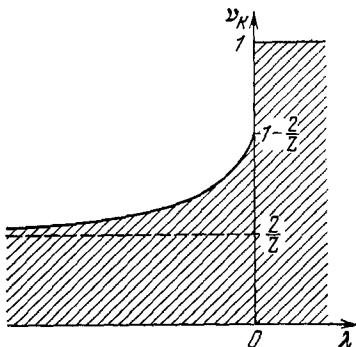


Рис. 10. Область существования ферромагнетизма (заштрихована).

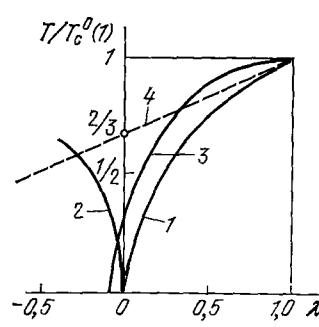


Рис. 11. Отношение температуры магнитного упорядочения к температуре Кюри идеального изотропного ферромагнетика $T_c^0(\lambda = 1)$ в зависимости от λ при $v_K = 1/3$.

1 — $T_c^0(\lambda)/T_c^0(1)$, ($T_c^0(\lambda)$) — температура Кюри идеального ФМ, $\lambda \geq 0$; 2 — $T_N^0(\lambda)/T_c^0(1)$ ($T_N^0(\lambda)$) — температура Нееля идеального АФ, $\lambda \leq 0$; 3 — $T_c^{\text{AM}}(\lambda)/T_c^0(1)$, ($T_c^{\text{AM}}(\lambda)$) — температура Кюри аморфного ФМ; 4 — $\bar{T}_c(\lambda)/T_c^0(1)$ ($\bar{T}_c(\lambda)$) — температура Кюри аморфного ФМ в приближении среднего обменного параметра $\bar{A} = -2/3J(1 + 1/2\lambda)$.

и λ . С помощью этой плотности $g_c(\omega)$ была оценена температура Кюри аморфного ферромагнетика ⁷⁰. Результаты для $z = 6$ и $v_K = 1/3$ показаны на рис. 11. Видно, что для $|\lambda| \ll 1$ аморфизация дает $T_c^{\text{AM}} \gg T_c^0$ и возможно превращение: антиферромагнитный кристалл — неупорядоченный ферромагнетик. Подобные эффекты наблюдались экспериментально ^{46, 66}.

Вопрос о влиянии аморфности структуры на магнитное состояние металлов исследован в работах ^{71, 83, 84}, причем Рихтер и Кобе ⁸⁴ использовали в расчетах модель плотной случайной упаковки жестких сфер. Тайджи и др. ⁸³ и Канеёши ⁷¹ доказали возможность изменения магнитного порядка при аморфизации вещества. Физическая причина этого

эффекта состоит в модификации рудерман-киттелевского обменного взаимодействия⁷¹ и плотности спин-волновых состояний⁸³ при переводе кристалла в аморфное состояние. Экспериментально эффект изменения антиферромагнитного порядка к ферромагнитному при переходе кристалла к атомно-неупорядоченному состоянию найден в сплавах $Gd_{54}Ag_{46}$ ⁸⁷, $MnPt$ ⁸⁹ и $GdCu$ ⁸⁸. Например, интересные результаты получены в работе Мизогучи и др.⁸⁸ по аморфизации соединений $GdAl_2$ и $GdCu_2$. Так, кристаллический $GdCu_2$ — антиферромагнетик с температурой Нееля $T_N = 41$ К; в аморфном состоянии сплав $GdCu_2$ является ферромагнетиком с $T_c \approx 75$ К.

Таким образом, аморфизация вещества способна коренным образом изменять магнитные свойства вплоть до изменения типа магнитного порядка.

4. МАГНИТНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Общеизвестно, что в трансляционно-инвариантной среде элементарные магнитные возбуждения описываются блоховскими плоскими волнами. Аморфная среда, как уже указывалось, не является трансляционно-инвариантной на межатомных расстояниях. Поэтому очевидно, что плоские волны в общем случае не являются хорошими собственными функциями такой структуры⁸⁵. Скорее каждое возбужденное состояние описывается в общем случае пакетом спиновых волн. Следовательно, в строгом понимании мы не можем говорить о спектре спиновых волн. Ясно, однако, что если усреднить аморфную структуру по достаточно большому объему, тогда ввиду ее макроскопической однородности, трансляционная инвариантность на размерах, соответствующих этому «большому» объему, восстанавливается, и описание возбужденных состояний плоскими волнами снова становится верным. Иначе говоря, когда волны становятся достаточно длинными по сравнению с радиусом первой координационной сферы, они не чувствуют дискретность строения атомной структуры, и справедливо приближение сплошной среды. В таком пределе задача о спектре спиновых волн решается феноменологически.

а) Феноменологическая теория спиновых волн

При феноменологическом подходе магнитные неоднородности аморфной структуры моделируются стационарными случайными функциями координат. Применительно к проблеме спиновых волн в аморфном ферромагнетике первая такая работа была выполнена Хендерсоном и Граафом⁸⁶. Авторы учли только флуктуации обменного взаимодействия и установили, что характер закона дисперсии остается неизменным в аморфном ферромагнетике, а «магнитная жесткость» системы уменьшается. Дальнейшее исследование этой задачи дано в работе Игнатченко и Исхакова⁸⁷. Здесь были учтены не только флуктуации обмена, но и анизотропии с учетом магнитного диполь-дипольного взаимодействия и конечного корреляционного радиуса r_0 флуктуаций соответствующего параметра.

Плотность феноменологического гамильтонiana аморфного идеального ферромагнетика может быть записана в виде

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \alpha (\nabla M)^2 + \frac{1}{2} \beta (MI)^2 - HM + H_m^2 / 8\pi, \quad (4.1)$$

где M — намагниченность, α — константа обмена, β — константа анизотропии, I — орт легкой оси анизотропии, H — внешнее магнитное поле,

H_m — магнитодипольное поле, связанное с намагниченностью уравнениями Максвелла. Структурный и химический беспорядок аморфного ферромагнетика приводят к тому, что параметры α , β , M и I становятся функциями координат. Корреляционные функции флуктуирующих величин и связанные с ними преобразованием Фурье спектральные плотности авторы⁸⁷ выбирают в виде

$$K(x-x') = e^{-k_0(x-x')}, \\ S(k) = \frac{1}{\pi} k_0 (k^2 + k_0^2)^{-1}, \quad (4.2)$$

где k_0 — характерное волновое число. Тогда на основании уравнения движения намагниченности Ландау — Лифшица, дисперсионное соотношение⁸⁷ для волн, распространяющихся вдоль направления равновесной намагниченности M , имеет вид

$$\omega = \omega_0 + \alpha g M k^2 \left[1 - \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right)^2 J(k) \right], \quad (4.3)$$

где $J(k)$ — некоторая сложная функция параметров системы и k . Графическое соотношение (4.3) показано на рис. 12. Асимптоты 1 и 2 соответственно для $k = 0$ и $k \gg k_0/2$ даются уравнением (4.3) с

$$J_{1,2} \approx \begin{cases} 1 - \frac{k_M^2}{2(k_0 + k_M)^2}, \\ \frac{S}{4} - \frac{(k_0/2)^2 - k_M}{4k^2}. \end{cases} \quad (4.4)$$

Параметр k_n , соответствующий излому дисперсионной кривой, равен

$$k_n^2 = \left[\left(\frac{k_0}{2} \right)^2 - k_M^2 \right] \left[1 + \frac{2k_M^2}{(k_0 + k_M)^2} \right]^{-1}, \\ k_M = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}}. \quad (4.5)$$

Общая феноменологическая теория спиновых волн для аморфных магнетиков развита в работах Андреева⁴⁴, Волкова, Желтухина^{88, 89}.

б) Низкотемпературное поведение намагниченности и размерный спин-волновой резонанс

В настоящее время существование спиновых волн в аморфных ферромагнетиках доказано экспериментально и теоретически. Три главных метода используются для экспериментального изучения спиновых волн — непрямой метод измерения температурной зависимости намагниченности в области низких температур, эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов и размерный спин-волновой резонанс. Первое исследование низкотемпературного поведения намагниченности $M(T)$ на аморфном сплаве Co — P⁹⁰ установило справедливость вытекающей из спин-волновой теории зависимости

$$M(T) = M_0 (1 - BT^{3/2} - CT^{5/2} - \dots) \quad (4.6)$$

или

$$\frac{\Delta M}{M(0)} = \frac{M(0) - M(T)}{M(0)} = B_{3/2} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} + C_{5/2} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{5/2} + \dots$$

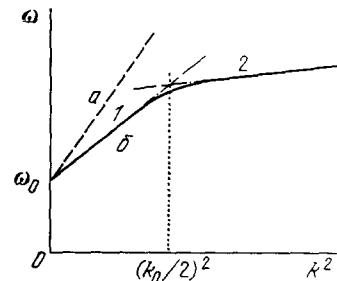


Рис. 12. Графическое изображение дисперсионного соотношения (4.3) для спиновых волн.
а) Кристалл, б) неоднородная среда с флуктуирующими обменом α .

Этот экспериментальный результат позволил выдвинуть предположение о законе дисперсии спиновых волн:

$$\varepsilon_k = Dk^2 + Ek^4 \quad (4.7)$$

с известной спин-волновой связью B и D :

$$B = \frac{2,612g\mu_B}{M_0} \left(\frac{k_B}{4\pi D} \right)^{3/2}, \quad (4.8)$$

где D — дисперсионный параметр, характеризующий некоторый усредненный обмен в аморфном веществе. Соотношение (4.3) показывает, что в аморфной среде происходит «размягчение» магнитной «жесткости», и следовательно, можно ожидать, что коэффициент B в аморфных материалах должен увеличиваться по сравнению с аналогичным кристаллом. Качественно этот вывод подтверждается во многих экспериментах по изучению низкотемпературной намагниченности, а также сверхтонких полей в аморфных магнетиках ⁹¹⁻⁹⁴. В табл. III приводятся сравнительные данные измерений коэффициентов B и C различными методами на кристаллических и аморфных ферромагнетиках. Сравнение значений $B_{3/2}$ для аморфных и кристаллических ферромагнетиков показывает сильное увеличение

Таблица III
Спин-волновые характеристики некоторых сплавов

Состав	T_c, K	$\frac{B_3}{K^{-3/2}}$	$B_{3/2}$	$\frac{C_5}{K^{-5/2}}$	$C_{5/2}$	Лите-ратура
Fe ₄₀ Ni ₄₀ P ₁₄ B ₆	537	38	0,47	1,2	0,08	95
F ₇₅ P ₁₅ C ₁₀	619	23	0,36	0,8	0,08	95
Fe ₈₀ B ₂₀	685	22	0,40	1,2	0,17	95
Fe ₈₀ P ₁₆ B ₁ C ₃	590	25	0,36	1,5	0,13	95
Fe ₂₃ Ni ₄₉ P ₁₄ B ₆ Si ₂	377	65	0,48	1,5	0,04	95
(Fe ₉₃ Mo ₇) ₈₀ B ₁₀ P ₁₀	450	45	0,43	3,5	0,15	92
(Fe ₉₃ Mo ₇) ₈₀ B ₂₀	585	28	0,40	—	—	96
Co ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	660	16,9	0,29	—	—	97
Co ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅ (кристалл)	675	12,7	0,22	—	—	97
Fe (кристалл)	1042	3,4	0,114	0,1	0,04	95
Ni (кристалл)	627	7,5	0,117	1,5	0,15	95
Co (кристалл)	1394	3,3	0,17	—	—	95
Fe ₉₀ B ₁₀ (кристалл)	916	4,3	0,12	—	—	98

этого коэффициента для аморфных сплавов. Для выяснения природы такого аномального роста $B_{3/2}$ оказываются очень важными данные по изучению дисперсионного параметра D методами магнитной нейтронографии и размерного спин-волнового резонанса. Эти два последних метода позволяют прямым образом измерить параметры D и E в законе дисперсии спиновых волн (4.7). В то же время низкотемпературное поведение намагниченности определяется совокупным влиянием различных магнитных возбуждений, включая локальные ^{14, 99, 100}.

Изучению дисперсионного закона спиновых волн аморфных магнетиков методом ферромагнитного спин-волнового резонанса в тонких магнитных пленках посвящены работы ¹⁰¹⁻¹⁰⁴. В этих экспериментах наблюдается зависимость резонансного поля H_n n -й моды спин-волнового резонанса от ее волнового числа k_n . Эта связь легко находится из соотношения (4.3) с использованием связи k_n , n и толщины пленки d :

$$k_n = \frac{n\pi}{d}. \quad (4.9)$$

Общий результат этих работ состоит в подтверждении квадратичного закона дисперсии для длинных спиновых волн ($k \sim 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-1}$). Дисперсионный параметр аморфного ферромагнетика, как и ожидалось теоретически, оказывается заметно меньше такого параметра для кристалла.

Используя данные размерного спин-волнового резонанса, легко подсчитать значения B в законе (4.6) и сравнить их с результатами измерения низкотемпературной намагниченности. Такое сравнение показывает^{19, 93}, что для аморфных ферромагнетиков наблюдается систематическое превышение параметра B (М) над параметром B (СВР).

в) Нейтронографическое исследование спектра магнитных возбуждений.
Ротонный характер спектра

Универсальным методом изучения закона дисперсии спиновых волн является исследование неупругого рассеяния нейтронов. Применительно к аморфным ферромагнетикам такие исследования выполнены в работах¹⁰⁵⁻¹⁰⁹. Фундаментальные результаты получены в экспериментах

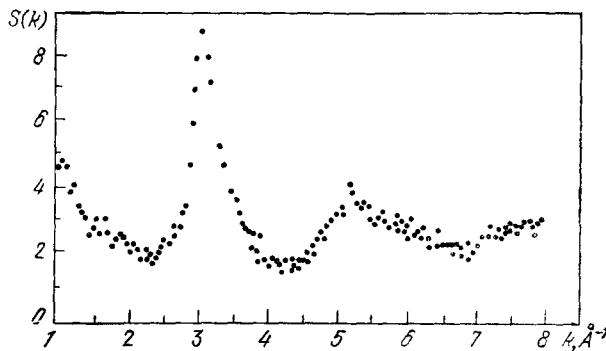


Рис. 13. Статический структурный фактор $S(k)$ (в произвольных единицах) аморфного $\text{Fe}_{0,75}\text{P}_{0,15}\text{C}_{0,10}$.

Мука^{105, 110} при изучении неупругого рассеяния нейтронов на аморфных сплавах Co_4P и $\text{Fe}_{0,75}\text{P}_{0,15}\text{C}_{0,10}$. Эти результаты показаны на рис. 13, 14. Основной их вывод в том, что в области длинных спиновых волн ($k < < 0,5 \text{ Å}^{-1}$) спектр спиновых волн квадратичен по k , а для коротковолновой части ($k \sim 3 \text{ Å}^{-1}$) наблюдается «ротонный» характер спектра с минимумом энергии в окрестности максимума структурного фактора (как у ${}^4\text{He}$). Однако в случае аморфных ферромагнетиков резкий максимум структурного фактора (рис. 13) сопровождается скорее размытым минимумом спектра магнитных возбуждений. Этот факт не объясняется аналогом теории ротонного спектра ${}^4\text{He}$, созданной Фейнманом¹¹¹. В настоящее время не существует последовательной аналитической теории «ротонного» спектра спиновых волн аморфных ферромагнетиков. Качественное объяснение результатов Мука^{105, 110} дано в работах¹¹²⁻¹¹⁵. Например, Такахashi и Шимизу¹¹² для объяснения ротонного характера спиновых волн в окрестности максимума структурного фактора вводят сильно локализованные магноны. Они постулируют волновую функцию таких возбуждений в виде

$$\psi_{\mathbf{k}} = \lambda \sum_l e^{-k\mathbf{R}_l} \exp [i(k - Q)\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_l] a_l, \quad (4.10)$$

где λ — константа нормировки, R_l — радиус-вектор l -го спина, k_0 — единичный вектор вдоль вектора k , Q определяется средним расстоянием между спинами, a_l — функция состояния l -го спина. Тогда спектр возбуждений для малых величин $|k - Q|$ имеет вид

$$\varepsilon_k = \Delta + D_1 (k - Q)^2, \quad (4.11)$$

где Δ и D_1 определяются параметрами волновой функции (4.10) и функцией распределения гейзенберговского обмена. На рис. 14 пунктиром изображена линия, соответствующая соотношению (4.11).

Таким образом, исследования низкотемпературного поведения намагниченности, спин-волнового резонанса и неупругого рассеяния нейтронов на аморфных сплавах типа $Fe_{80}B_{20}$ показали, что хотя в области длинных спиновых волн закон дисперсии квадратичен, плотность обычных спин-волновых состояний оказывается недостаточной для объяснения большой скорости спада макроскопической низкотемпературной намагниченности аморфных магнетиков. Оценка, сделанная Койя ¹⁶, показывает, что указанная плотность состояний примерно на 30 % меньше необходимой для объяснения экспериментально измеренных величин коэффициента B в соотношении (4.6). Сейчас нет хорошо обоснованного мнения о том, какие другие магнитные возбуждения ответственны за увеличение B в аморфных ферромагнетиках. Однако имеется предположение, впервые сделанное Мизогучи ¹⁴, что необходимо

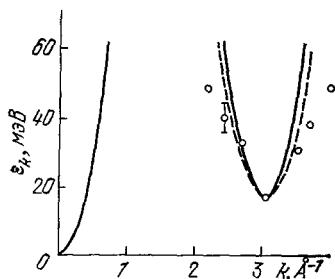


Рис. 14. Спектр спиновых волн аморфного $Fe_{0,75}P_{0,15}C_{0,10}$. Сплошная линия $\varepsilon_k = 120 k^2$, штриховая линия — теория Такахаси, Шимизу ¹¹².

учитывать диффузионные типы колебаний. Такие колебания образуются за счет продольных спиновых отклонений, и их существование есть результат неколлинеарности структуры неупорядоченного аморфного ферромагнетика ¹¹⁶.

г) Локальные магнитные возбуждения

Особый класс аморфных магнетиков представляют сплавы, одной из компонент которых является редкоземельный металл. Эти материалы привлекают внимание исследователей не только интересными магнитными свойствами ¹⁹, но и перспективами технических применений как потенциальные ЦМД-материалы ^{117–119}, магнитожесткие материалы ^{58, 120}, материалы для магнитооптических применений ¹²¹. Своевобразие магнитных свойств этих материалов определяется большой величиной параметра одноионной анизотропии D редкоземельных ионов.

Измерения низкотемпературной теплоемкости на $DyCu$ ¹⁶ (рис. 15) показали линейную ее зависимость от температуры. Кой ¹⁶ высказывал предположение, что такая зависимость есть следствие локальных магнитных возбуждений, которые возникают из-за специфики электронной структуры редкоземельных ионов и атомной неупорядоченности аморфного вещества. Теория локальных магнитных возбуждений и термодинамические свойства таких аморфных магнетиков развиты в работах ^{99, 100}. Она основывается на рассмотрении гамильтониана (3.1) в приближении молекулярного поля. Харрис и др. ⁴⁷ показали, что в системах с сильной одноионной анизотропией ($|D| \sim |J|$) устанавливается основное магнитное состояние с флюкутирующими по направлению спинами редкоземельных ионов. Это приводит к тому, что молекулярное поле, действующее

на ион в аморфном сплаве, имеет случайную ориентацию. Для спинов, локальная ось анизотропии которых почти перпендикулярна молекулярному полю, основной спиновый дублет редкоземельного иона расщепляется компонентой молекулярного поля, перпендикулярной оси анизотропии, причем это расщепление Δ мало не только по сравнению с расщеплением в кристаллическом поле ($\sim DS^2$), но и по сравнению с энергией молекулярного поля ($\sim HS$). Коренблит и Шендер¹⁰⁰ нашли, что

$$\Delta \sim DS^2 \left(\frac{H \sin \theta}{DS} \right)^{2S}, \quad (4.12)$$

где H — молекулярное поле, θ — угол между локальной осью анизотропии и молекулярным полем.

Наличие локальных возбуждений с малой энергией, плотность которых почти не зависит от энергии, приводит к линейно зависящей от температуры теплоемкости магнитной системы. Намагниченность в таких системах зависит от температуры квадратично.

5. КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АМОРФНЫХ МАГНЕТИКАХ

В связи с общим интересом к аморфным веществам в последние несколько лет были проделаны исследования критических свойств «случайных» магнетиков *). Неупорядоченность атомной структуры таких магнетиков сильно усложняет как теоретический анализ, так и получение надежных экспериментальных результатов. Видимо, этим можно объяснить, что пока не существует сколько-нибудь полного цикла исследований критических явлений в аморфных магнетиках. Ряд теоретических работ выполнен для атомно-неупорядоченных систем типа диамагнитно-разбавленных ферро- и антиферромагнетиков. В таких работах предполагается, что кристаллическая решетка сохраняется, а беспорядок возникает либо в результате беспорядочного замещения парамагнитных ионов диамагнитными, либо в результате разрыва обменных связей в случайных местах решетки. Обзор теоретических работ для неупорядоченных магнетиков сделали Коренблит, Шендер¹²² и Уортис, Япрокаш, Ридель¹²³. Теории фазовых переходов в подобных системах посвящены также работы¹²⁴⁻¹²⁶. Экспериментальные исследования критических явлений в аморфных магнетиках выполнены в работах^{14, 127-129}.

Известно, что вблизи температуры Кюри T_c ферромагнетиков должны выполняться следующие асимптотические соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \lim_{H \rightarrow 0} M &= M_s \sim (T_c - T)^\beta && \text{для } T < T_c, \\ \lim_{H \rightarrow 0} \frac{H}{M} &= \chi_0^{-1} \sim (T - T_c)^\gamma && \text{для } T > T_c, \\ M &\sim H^{1/\beta} && \text{для } T = T_c. \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

Теоретические значения¹³⁰ критических индексов для кристаллов гейзенберговских магнетиков составляют $\beta = 1/3$, $\gamma = 4/3$. Мурали и Га-

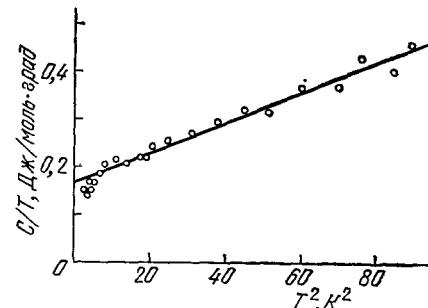


Рис. 15. Магнитная теплоемкость аморфного сплава $DyCu_{1.44}Ar_{0.05}O_{0.23}$.

*) То есть магнетиков со стохастическим распределением параметров.

так¹²⁶, используя кластерный метод молекулярного поля (метод Бете — Пайерлса — Вейсса), нашли, что для неупорядоченных ферромагнетиков получается обычный результат теории молекулярного поля $\beta = 1/2$, $\gamma = 1$.

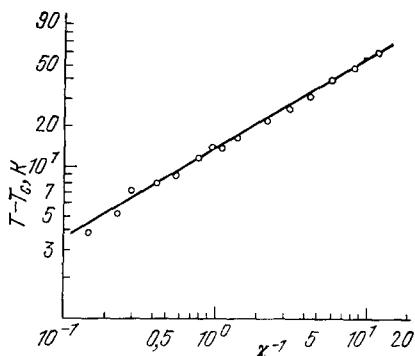


Рис. 16. Температурная зависимость начальной восприимчивости аморфного $\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{49}\text{P}_{14}\text{B}_6\text{Si}_{12}$.

показано на рис. 17 для $\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{49}\text{P}_{14}\text{B}_6\text{Si}_{12}$ ¹²⁸.

С точки зрения проблемы концентрационных фазовых переходов в аморфных магнетиках представляет интерес работа Линарда и Ребола-

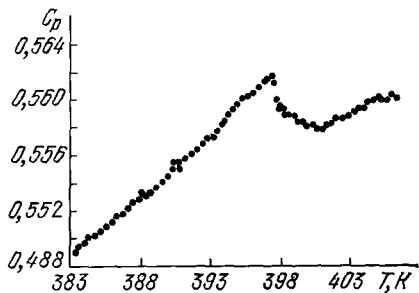


Рис. 17. Температурная зависимость теплоемкости C_p (в произв. ед.) аморфного $\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{49}\text{P}_{14}\text{B}_6\text{Si}_{12}$.

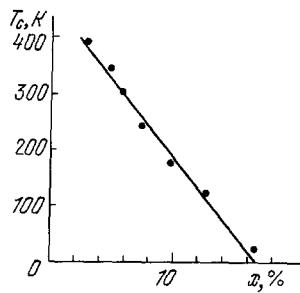


Рис. 18. Зависимость температуры Кюри аморфного ферромагнетика $\text{Y}_x\text{Ni}_{1-x}$ от содержания иттрия x .

та¹³². На рис. 18 дана зависимость температуры Кюри аморфного ферромагнетика $\text{Y}_x\text{Ni}_{1-x}$ от концентрации иттрия: она оказывается почти линейной в зависимости от $(x_c - x)$, где x_c — концентрация протекания ($x_c = 16,7$ ат. %).

6. НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МАГНЕТИКОВ

а) Анизотропия

В идеальном случае аморфное вещество макроскопически изотропно, что приводит к отсутствию макроскопической магнитной анизотропии. Но и в этом случае локальная анизотропия, например, возникающая от спин-орбитального взаимодействия и анизотропии локального кристаллического поля, оказывает важное влияние на основное состояние и коэрцитивность аморфного магнетика. Понимание этого влияния появ-

ляется в последнее время, и оно важно для создания технических материалов (ЦМД-техника, магнитомягкие и магнитожесткие материалы).

Простейший модельный гамильтониан для обменно-связанной системы с флюктуирующей одноосной анизотропией имеет форму (3.1). При этом, как уже говорилось, флюктуации осей анизотропии аморфного магнетика приводят к неколлинеарности магнитной структуры. Однородный ферромагнетизм оказывается неустойчивым относительно даже слабой случайной анизотропии. Возникает так называемая стохастическая магнитная структура^{56, 87}.

Экспериментально эффекты влияния случайной анизотропии на низкотемпературное поведение магнитных свойств аморфных сплавов Tb, Dy или Ho с Fe и Co впервые наблюдали Кларк¹³³ и Райн с соавторами¹³⁴.

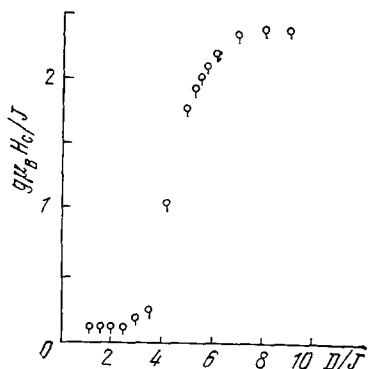


Рис. 19. Зависимость коэрцитивной силы H_c от параметра одноионной анизотропии D (J — интеграл обмена).

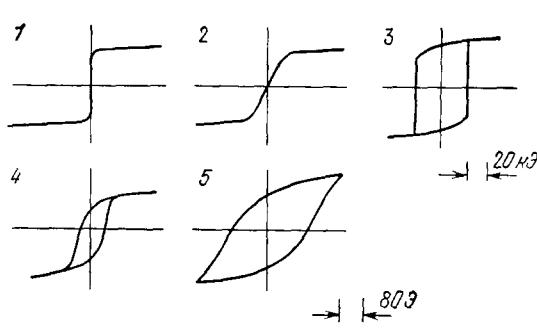


Рис. 20. Кривая гистерезиса аморфных сплавов: Fe₇₅P₁₅C₁₀ (1), Co₇₈P₂₂ (2), Tb₃₃Fe₆₇ (3) и кристаллов Fe₇₅P₁₅C₁₀ (4), Co₇₈P₂₂ (5).

Эти сплавы имели значительно более низкие магнитные моменты, чем их коллинеарные ферромагнитные аналоги, и высокую коэрцитивную силу (до 30 кЭ). Дальнейшие исследования показали, что снижение момента объясняется неколлинеарностью магнитных моментов 4f-ионов.

Локальная магнитная анизотропия оказывает важное влияние на коэрцитивную силу аморфных магнетиков. Албен и др.¹² показали, что поведение аморфного ферромагнетика изменяется очень резко от магнитомягкого к магнитожесткому, когда энергия одноионной локальной анизотропии становится сравнимой с энергией обменного взаимодействия. Это видно из рис. 19. Коэрцитивная сила H_c достигает примерно 20% величины эффективного поля обменного взаимодействия, что соответствует экспериментальным результатам. В случае мягких аморфных сплавов локальная анизотропия приводит к значениям $H_c \sim 10^{-6}$ Э, что на три порядка меньше экспериментальных значений. Последнее, видимо, связано с технологическими причинами, и следовательно, можно ожидать в дальнейшем увеличения мягкости аморфных сплавов типа 3d-металлметаллоид. На рис. 20 показаны экспериментально измеренные кривые гистерезиса для трех аморфных материалов, причем два сравниваются с кристаллическими аналогами^{134, 135}. Видно, что в случае Fe—P—C-сплава анизотропия усредняется и сплав очень мягкий. Со—P-сплав в аморфном состоянии более мягкий, чем в кристаллическом, но для его магнитного насыщения требуется значительное поле, благодаря макроскопической анизотропии технологического происхождения. Наконец, для сплава Tb — Fe при 4,2 К случайная анизотропия не усредняется.

Реальные аморфные материалы не являются макроскопически идеально изотропными из-за различных, главным образом технологических, причин. Это приводит к появлению макроскопической магнитной анизотропии. Исследования показали¹⁸, что причиной такой «технологической» анизотропии могут быть ориентированные флуктуации состава и напряжения, а также эффект магнитного отжига. Хотя техническое значение «технологической» анизотропии велико с точки зрения, например, создания ЦМД-аморфных материалов¹³⁶⁻¹⁴⁰, теоретическое обобщение этого явления находится в начальной стадии.

б) Магнитоупругая связь

Наиболее хорошо изученным проявлением магнитоупругой связи является линейная магнитострикция. Из общих соображений следует, что магнитострикция аморфного ферромагнетика должна быть изотропной. Что же касается ее величины, то нет причин для принципиального отличия магнитострикции аморфного магнетика от магнитострикции кристалла. Типичные экспериментальные результаты¹⁷ для квазитройной системы ($\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ — $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ — $\text{Ni}_{80}\text{B}_{20}$) показаны на рис. 21. Сплошной

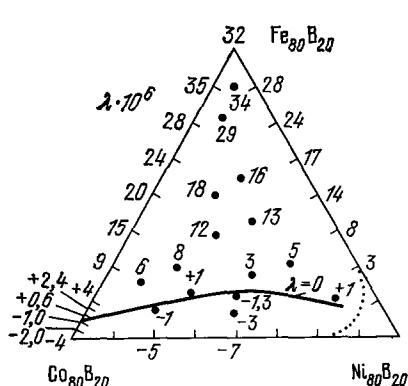


Рис. 21. Линейная магнитострикция аморфных сплавов $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ — $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ — $\text{Ni}_{80}\text{B}_{20}$.

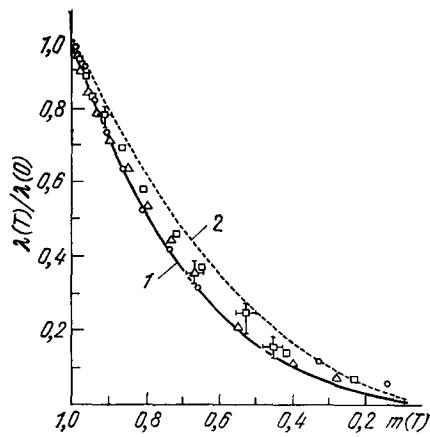


Рис. 22. Температурная зависимость магнитострикции аморфных ферромагнетиков $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ (○), $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{30}\text{B}_{20}$ (Δ), $\text{Co}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$ (□). Кривая 1 соответствует одноионной теории магнитострикции, кривая 2 — теории, основанной на механизме диполь-дипольной связи ($\lambda \sim m(T)^2$): $m(T)$ — относительная намагниченность.

линией представлена линия нулевой магнитострикции. В табл. IV собраны результаты измерений магнитострикции некоторых аморфных материалов. О'Хэндли и Шоу¹⁷ детально исследовали температурные зависимости констант магнитострикции сплавов типа $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ с целью оценки наиболее важных механизмов магнитоупругой связи. На рис. 22 показаны их результаты для $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$, $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{30}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$ вместе с теоретическими зависимостями констант магнитострикции, рассчитанными на основе одноионной теории Каллена¹⁵⁰ и в приближении диполь-дипольного механизма. Видно, что одноионный механизм является преобладающим. Подобный анализ для $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ установил одинаковую важность обоих механизмов магнитострикции.

Известным проявлением магнитоупругой связи в магнетиках является зависимость скорости звука от магнитного поля. Тсуя с соавторами¹⁵¹ обнаружили, что в магнитомягких аморфных сплавах с относительно

Таблица IV

Магнитострикция аморфных сплавов (300 К)

Состав	$k \cdot 10^6$	Лите-ратура	Состав	$k \cdot 10^9$	Лите-ратура
Co_{91}P_9	-4,3	141	$\text{Fe}_{88}\text{B}_{12}$	49	147
$\text{Fe}_3\text{Co}_{72}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	~0	142	$(\text{Fe}_{0,85}\text{Co}_{0,05})_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$	44	147
$\text{Fe}_6\text{Co}_{74}\text{B}_{20}$	0,4	143	$\text{Co}_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$	-2	148
$\text{Co}_{46,6}\text{Ni}_{31,1}\text{P}_{22,3}$	-9	144	$\text{Fe}_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$	35	148
$\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$	31	145	$\text{Co}_{39}\text{Ni}_{39}\text{Si}_8\text{B}_{14}$	1	148
$\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$	-4	146	$\text{Gd}_{22}\text{Co}_{78}$	35	149
$\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$	31	146			

большой магнитострикцией эта зависимость аномально велика (гигантский ΔE -эффект, E — модуль Юнга). Тсуя и Арай¹⁵² построили феноменологическую теорию этого эффекта. Явление гигантского ΔE -эффекта в аморфных ферромагнетиках может быть использовано для создания управляемых линий задержки.

в) Электросопротивление

Имеется две отличительные черты поведения электросопротивления аморфных металлических магнетиков: электросопротивление аморфных металлов при комнатной температуре в 2—4 раза выше электросопротивления соответствующих кристаллических металлов; температурная зависимость электросопротивления аморфных металлов, независимо от того, являются они магнитными или нет, показывает существование минимума обычно при температурах ниже комнатной. На рис. 23 показаны результаты, полученные в работе Рацца, Гринберга, Рао¹⁵³ на аморфных ферромагнитных сплавах $\text{Fe}_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ и $\text{Fe}_{60}\text{Ni}_{15}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$. Результаты хорошо описываются теорией электросопротивления аморфных сплавов, развитой Кохране и др.¹⁵⁴.

Такие особенности электропроводности аморфных сплавов, как малость температурного коэффициента сопротивления и аномально большой эффект Холла, возникают в результате сильного влияния на длину пробега электронов химического и конфигурационного беспорядка.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интенсивное развитие исследований по аморфному магнетизму в последние примерно десять лет уже привело к пониманию многих важных особенностей физических свойств аморфного вещества. Сейчас уже созда-

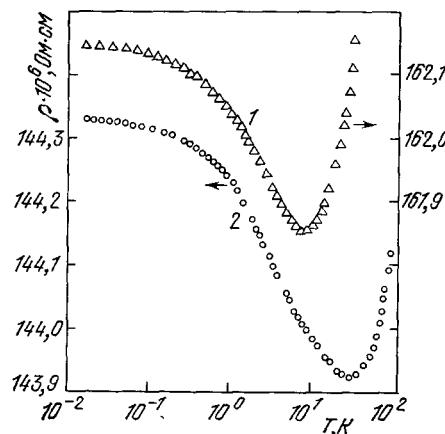


Рис. 23. Температурная зависимость электросопротивления аморфных сплавов $\text{Fe}_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ (1) и $\text{Fe}_{60}\text{Ni}_{15}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ (2).

ны основы теории основного состояния и элементарных возбуждений в атомно-неупорядоченных магнетиках. Обнаружены важные особенности магнитного поведения аморфизированных систем, в частности, роль флуктуаций параметров системы. В то же время ряд важных вопросов остается изученным недостаточно. Это относится к проблеме создания замкнутой теории магнитного состояния и магнитных свойств на основе реальной неупорядоченной атомной структуры, нет общей теории элементарных магнитных возбуждений различных видов, практически отсутствуют исследования критических явлений в аморфных магнетиках. В начальной стадии находятся исследования по динамике спиновой системы.

Проделанные к настоящему времени исследования подтвердили большую перспективность применения аморфных магнетиков в технике. Уже сейчас разработаны важные магнитомягкие и магнитожесткие материалы, перспективные аморфные сплавы для применения в качестве магнитофонных головок. Ведутся работы по созданию сред для магнитной записи информации.

Институт физики СО АН СССР,
Красноярск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Губанов А. И.—ФТТ, 1960, т. 2, с. 505.
2. Amorphous Magnetism: Proc. of Intern. Symposium on Amorphous Magnetism. 1972.—N.Y.; Lnd.: 1973.
3. Amorphous magnetism II: Proc. of Intern. Symposium on Amorphous Magnetism. 1977.—N.Y.; Lnd.: 1977.
4. Structure and Properties of Amorphous Metals: Proc. of Symposium on Structure and Properties of Amorphous Metals. 1977 — Tohoku, 1978.
5. Тезисы докладов I Всесоюзного семинара по аморфному магнетизму — Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1978.
6. Abstracts of Intern. Conference on Magnetism.—Munich, 1979.
7. Адлер Д.—УФН, 1978, т. 125, с. 707.
8. Luborsky F. E.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1769.
9. Pond R., Maddin R.—Trans. Met. Soc. AIME, 1969, v. 245, p. 2475.
10. Chandhari P., Turnbull D.—Science, 1978, v. 199, p. 11.
11. Chandhari P., Herd S.—IBM J. Res. and Dev., 1976, v. 20, p. 102.
12. Alben R., Becker J., Chi M.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1653.
13. Cargill III G. S.—Sol. State Phys. 1975, v. 30, p. 227.
14. Mizoguchi T.—AIP Conf. Proc., 1976, v. 34, p. 286.
15. Hasegawa R., O'Hanley R. C., Mendelsohn L. I.—AIP Conf. Proc., 1976, v. 34, p. 298.
16. Coey J. M. D.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1646.
17. O'Hanley R. C., Chou C. P.—Ibid., p. 1659.
18. Luborsky F. E.—In: Ferromagnetic Materials.—Amsterdam: North-Holland, 1979.
19. Петраковский Г. А., Исахаков Р. С., Саблина К. А.—В кн. Резонансные и магнитные свойства магнитодиэлектриков.—Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1978.
20. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей.—М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1959; то же: Собрание избранных трудов.—М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1953.—Т. 3, с. 356.
21. Осипов К. А. Аморфные и ультрадисперсные кристаллические материалы.—М.: Наука, 1972.
22. Waseda Y., Okazaki H., Masumoto T.—J. Mater. Sci., 1977, v. 12, p. 1927.
23. Polk D. E.—Acta Metallurgica, 1972, v. 20, p. 485.
24. Zachariasen W. H.—J. Am. Chem. Soc., 1932, v. 58, p. 3841.
25. Бернал Д., Кинг С.—В кн. Физика простых жидкостей.—М.: Мир, 1971.
26. Jones H.—Rep. on Progr. Phys., 1973, v. 36, p. 1425.
27. Liebermann H. H., Graham C. D.—IEEE Trans. Magnet., 1976, v. Mag-12, p. 921.

28. Duwez P., Willens R.—Trans. Met. Soc. AIME, 1963, v. 227, p. 362.
29. Predecki P., Mullendorf A., Grant N.—Ibid., 1965, v. 223, p. 1581.
30. Pietrowsky P.—Rev. Sci. Instr., 1963, v. 34, p. 445.
31. Baker J., Mighton C., Bitler W.—Ibid., 1969, v. 40, p. 1065.
32. Cahn R. W., Krishnanand K. D., Laridjani M., Greenholtz M., Hill R.—Mater. Sci. and Eng., 1976, v. 23, p. 83.
33. Roberge R., Herman H.—Ibid., 1968, v. 3, p. 62.
34. Kumar R., Sinka A.—Trans. Ind. Inst. Metals, 1968, v. 21, p. 9.
35. Marinier R. E., Mobley C. E.—J. Vac. Sci. and Technol., 1974, v. 11, p. 1067.
36. Marinier R. E., Mobley C. E., Collings E. W.—In: Proc. of the 2nd Intern. Conference on Rapidly Quenched Metals. Cambridge Mass, The MIT Press, 1967, Sec. 1, p. 29.
37. Кузьминко В.М., Лазаров Б.С., Мельников В.И., Судовцев А.И.—УФЖ, 1976, т. 21, 883.
38. Wright J. G.—IEEE Trans. Magnet., 1976, v. Mag-12, p. 95.
39. Горбунова К.М., Никифорова А.А., Садаков Г.А., Моисеев В.П., Иванов М.В.—Физико-химические основы процесса химического кобальтирования.—М.: Наука, 1974—С. 220.
40. Brenner A.—Electrodeposition of Alloys.—N.Y.: Academic Press, 1963.
41. Phyne J. J., Pickart S. J., Alperin H. A.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1562.
42. Chandhari P., Cuomo J. J., Gambino J. J.—Appl. Phys. Lett., 1975, v. 22, p. 337.
43. Imamura N., Mimura Y., Kobayashi T.—IEEE Trans. Mag., 1976, v. Mag-12, p. 55.
44. Андреев А.Ф.—ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 786.
Андреев А.Ф., Марченко В.И.—УФН, 1980, т. 130, с. 39.
45. van Diepen A. M., Th. J. A. Rompa—Sol. State Comm., 1978, v. 27, p. 121.
46. Litterst F. G.—J. de Phys., 1975, t. 36, p. L197.
47. Harris R., Plischke M., Zuckermann M.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 160.
48. Rebouillat J. P., Liénard A., Coey J. M. D., R. Arresee-Boggiano, J. Chappert—Physica, Ser. B, 1977, v. 86—88, p. 773.
49. Boucher B.—Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1977, v. 40, p. 197.
50. Simson A. W.—Ibid. Ser. b, 1970, v. 40, p. 2.
51. Kaneyoshi T.—Lecture for «Bussei Wakate» Summer School at Nozawa. 29 July—1 August, 1977.—Nagoya, Japan, 1977.—P. 68.
52. van Diepen A. M., Rompa Th. J.—Sol. State Comm., 1978, v. 27, p. 121.
53. Meyer C. T.—J. de Phys. Ser. C, 1976, v. 6, p. 777.
54. Imshennik V. K., Suzdalev I. P.—Ibid., p. 751.
55. Пискорский В.П., Петраковский Г.А., Губин С.П.—ФТТ, 1980, т. 22, с. 1507.
56. Игнатченко В.А., Исахаков Р.С.—Препринт ИФ СО АН СССР № 81Ф.—Красноярск, 1978.
57. Montgomery C., Krugler J., Stubbs R.—Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 669.
58. Kobe S.—Phys. Stat. Sol. 1970, v. 41, p. K13.
59. Gubernatis J. E., Taylor P. L.—Phys. Rev., 1974, v. 9, p. 3828.
60. Handrich K.—Phys. Stat. Sol., 1969, v. 32, p. K55.
61. Хандрик К.—ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 1383.
62. Kaneyoshi T.—J. Phys. Ser. C, 1975, v. 8, p. 3415.
63. Handrich K., Kobe S.—Acta Phys. Polonica, 1970, v. 38, p. 819.
64. Тябликов С.В. Методы квантовой теории магнетизма.—М.: Наука, 1975. С. 193.
65. Кузьмин Е. В., Петраковский Г. А.—ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 740.
66. Саблина К. А., Петраковский Г. А., Агартанова Е. Н., Пискорский В. П.—Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 357.
67. Boucher B.—J. de Phys., 1976, v. 37, p. L345.
68. Mizoguchi T., McGuire T., Gambino R., Kirkpatrick—Physica Ser. B, 1977, v. 86—88, p. 783.
69. Severin C. S., Chen C. W.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1693.
70. Кузьмин Е. В., Петраковский Г. А.—ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 265.
71. Kaneyoshi T.—J. Phys. Soc. Japan, 1978, v. 45, p. 94.
72. De Johgh L. J., Miedema A. R.—Adv. Phys., 1974, v. 23, p. 1.
73. Lines M. E.—Phys. Rev., 1964, v. 133, p. 841.

74. Medvedev M. V.—Phys. Stat. Sol., 1978, v. 86, p. 109.
75. Toulouse G.—J. Phys. Ser. C, 1977, v. 10, p. L537.
76. Derrida B., Vannimenu J., Pomeau Y.—Ibid., 1978, v. 11, p. 4749.
77. Jakubczak J., Mrozinska Z., Pekalski A.—Ibid., 1979, v. 12, p. 2341.
78. Ono J.—J. Phys. Soc. Japan, 1976, v. 41, p. 1425; 1427.
79. Kirkpatrick S.—Phys. Rev., 1977, v. 16, p. 4630.
80. Edwards E., Anderson P.—J. Phys. Ser. F, 1975, v. 5, p. 965.
81. Velicky B., Kirkpatrick S., Ehrenreich H.—Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 747.
82. Foo E. Ni, Bose S. M.—Ibid., Ser. B, 1974, v. 9, p. 347.
83. Tugay I. S., Kishore R., Joshi S. K.—Sol. State Comm., 1976, v. 18, p. 1145.
84. Richter J., Kobe S.—Phys. State Sol. Ser. b, 1978, v. 85, p. 223.
85. Лифшиц И. М.—УФН, 1964, т. 83, с. 617.
86. Henderson R., de Graaf A.—In: Amorphous Magnetism/Ed. H. Hooper, A. de Graaf.—N.Y.: Lnd.: 1973.—P. 331.
87. Игнатченко В. А., Исхаков Р. С.—ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1005.
88. Волков Д. В., Желтухин А. А., Блиох Ю. П.—ФТТ, 1971, т. 13, с. 1668.
89. Волков Д. В., Желтухин А. А.—ФНТ, 1979, т. 5, с. 1359.
90. Cochrane R. W., Cargill G. S.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 476.
91. Chien C., Hasegawa R.—AIP Conf. Proc., 1976, v. 31, p. 366.
92. Axe J., Shirane G., Mizoguchi T., Yamachi K.—Phys. Rev., 1977, v. 15, p. 2763.
93. Chien C., Hasegawa R.—Ibid., 1977, v. 16, p. 3024.
94. Tsuei C. C., Lilienthal H.—Ibid., 1976, v. 13, p. 4899.
95. Chien C., Hasegawa R.—Ibid., 1977, v. 16, p. 2115.
96. Chien C., Hasegawa R.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1721.
97. Watanabe H., Masumoto T., Kamada M., Kazama N., Yamachi H.—Physica Ser. B, 1977, v. 86—88, p. 801.
98. Hasegawa R., Ray R.—Phys. Rev., 1979, v. 20, p. 211.
99. Coey J., van Molnar S.—J. de Phys. Lett., 1978, t. 39, p. 327.
100. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.—ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 1862.
101. McColl J. R., Murphy D., Cargill III G. S., Mizoguchi T.—AIP Conf. Proc., 1976, v. 29, p. 171.
102. Suran G., Daver H., Sztern J.—Ibid., 1976, v. 34, p. 310.
103. Игнатченко В. А., Исхаков Р. С., Чеканова Л. А., Чистяков Н. С.—ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 653.
104. Bhagat S. M., Lloyd J. N., Heiman N.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1683.
105. Mook H. A., Wakabayashi N., Pan D.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1029.
106. Axe J. D., Parsell L., Tsuei C. C.—AIP Conf. Proc., 1974, v. 24, p. 149.
107. Mook H. A., Axe J. D., Parsell L.—Ibid., p. 112.
108. Lynn J. W., Chirane G., Birgeneau R., Chen H.—Ibid., 1976, v. 34, p. 343.
109. Axe J. D.—Ibid., 1976, v. 29, p. 146.
110. Mook H. A.—J. Appl. Phys., 1978, p. 49, p. 1665.
111. Feynman R. P.—Phys. Rev., 1954, v. 94, p. 262.
112. Takahashi Y., Shimizu M.—Phys. Lett., Ser. A, 1976, v. 58, p. 419.
113. Roth L., Singh V.—Ibid., 1976, v. 59, p. 49.
114. Singh V., Roth L.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1642.
115. Alben R.—AIP Conf. Proc., 1976, v. 29, p. 136.
116. Continentino M. A., Rivier N.—In: Munich—79.—P. 112.
117. Heiman N., Lee K.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 778.
118. Schneined J.—IBM Res. and Dev., 1975, v. 19, p. 587.
119. Herd S. R.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1744.
120. Chi M. C., Alben R.—Ibid., 1977, v. 48, p. 2987.
121. Chandhari P., Cuomo J., Gambino R.—Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, p. 337.
122. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.—УФН, 1978, т. 126, с. 223.
123. Wortis M., Jayaprakash C., Riedel E.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1335.
124. Вакс Б. Г., Зейн Н. Е.—ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 1082.
125. Шендер Е. Ф.—ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 352.
126. Moogjani K., Ghatak S. K.—J. Phys. Ser. C, 1977, v. 10, p. 1027.

127. Poon S. J., Durand J.—Phys. Rev., 1977, v. 16, p. 316.
128. Malmhäll R., Bäckström G., Rao K., Bhagat S., Meichle M., Salamon M.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1727.
129. Babic E., Fogarassy B., Kemény T., Marohnic Z.—In: Abstracts of ICM-79, 1979.—P. 83, Rept. 3W12.
130. Вонсовский С. В. Магнетизм.—М.: Наука, 1971.
131. Mizoguchi T., Yamashita K.—J. de Phys., 1974, v. 35, p. 287.
132. Lienard A., Rebouillat J.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1680.
133. Clark A.—Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 642.
134. Rhynne J. J., Schelling J. H., Koont N. C.—Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 10, p. 4672.
135. Cargill G. S.—AIP Conf. Proc., 1975, v. 24, p. 138.
136. Dirks A. G., Leamy H. J.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1735.
137. Graczyk J. F.—Ibid., p. 1738.
138. Herd S. R.—Ibid., p. 1744.
139. Katayama T., Hasegawa K., Kawanishi K., Tsushima T.—Ibid., p. 1759.
140. Leamy H. J., Dirks A. G.—Ibid., 1979, v. 50, p. 2871.
141. Simpson A. W., Brambley D. R.—Phys. Stat. Sol., 1971, v. 43, p. 291.
142. Sherwood R. C., Georgey E. M., Chen H. S., Ferris S. D., Norman G., Leamy H. J.—AIP Conf. Proc., 1975, v. 24, p. 745.
143. O'Hanley R. C., Mendelsohn L. I., Nesbitt E. A.—IEEE Trans. Magnet., 1976, v. Mag-12, p. 942.
144. Simpson A. W., Clements W. G.—Ibid., 1975, v. Mag-11, p. 1338.
145. Tsuya N., Arai K. I., Shiroga Y., Yamada M., Masumoto T.—Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1975, v. 34, p. 557.
146. O'Hanley R. C.—In: Amorphous Magnetism. II.—N. Y.: Plenum Press, 1977.
147. Tsuya N., Arai K. I., Ohnsaka T.—IEEE Trans. Magnet. 1978, v. Mag-14, p. 946.
148. Jagielinski P., Arai K., Tsuya N., Ohnuma S., Masumoto T.—Ibid., 1977, v. Mag-13, p. 1553.
149. Тваровски К., Лахович Г.—В кн. Тезисы Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений.—Харьков, 1979.—С. 135.
150. Кузьмин Е. В., Петраковский Г. А., Завадский Э. А. Физика магнитоупорядоченных веществ, Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1976.
151. Tsuya N., Arai K., Yamada M., Masumoto T.—Physica, Ser. B, 1977, v. 86—88, p. 775.
152. Tsuya N., Arai K.—IEEE Trans. Magnet. 1977, v. Mag-13, p. 1547.
153. Rapp O., Grinborg J., Rao K.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1733.
154. Cochrane R., Harris R., Strom-Olsen J., Zuckerman M.—Phys. Rev., 1975, v. 35, p. 676.