

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее учебное пособие (практикум) является третьей частью комплекса учебно-методической литературы для изучения дисциплины «Магнитные материалы и приборы». (Первая часть: Гареев К. Г., Мирошкин В. П. Физические основы магнитных материалов, 2014; вторая часть: Гареев К. Г., Мирошкин В. П., Тестов О. А. Применение магнитных материалов, 2019.)

Учебное пособие состоит из двух частей. В первой части представлены материалы к практическим занятиям, которые включают в себя краткие теоретические сведения и необходимый математический аппарат по соответствующему разделу рабочей программы дисциплины; задачи для самостоятельной подготовки и контрольные вопросы по материалу данного раздела. В общей сложности первая часть состоит из 11 разделов, которые включают около 100 задач и 100 вопросов. Часть задач составлена авторами, другая часть заимствована из рекомендованной литературы и адаптирована к настоящему учебному пособию.

Вторая часть пособия представляет собой описание лабораторных работ (4 работы), которые выполняют студенты в процессе изучения данной дисциплины.

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлениям 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника» и 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника», а также может быть полезно студентам других направлений и специальностей, изучающим магнитные явления, материалы и их применение.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

Целями практикума являются: 1) закрепление изученного теоретического материала и его применение для решения практических задач; 2) получение навыков экспериментальной работы при выполнении лабораторных работ и обработке полученных результатов.

Прежде чем приступить к решению задач, следует изучить материал соответствующего раздела (краткие сведения и математический аппарат), а при необходимости — лекционный материал и материал, изложенный в учебных пособиях.

В каждом разделе представлена хотя бы одна задача с решением. Разберите решение данной задачи. При решении других задач, прежде всего, составьте алгоритм их решения и запишите необходимые формулы. В случае необходимости вывода той или иной формулы конечный результат проверьте с помощью Приложения 1 на соответствие системе СИ размерности величины, получаемой при расчете по данной формуле. Числовые данные (указанны в условии задачи или в Приложениях 2 и 3) необходимо подставлять в одной системе единиц (СИ). При получении числового результата его точность не должна превышать точности исходных данных, а сам ответ обязательно должен иметь размерность. После проведения вычислений сверьтесь с ответом, представленным в конце пособия.

При выполнении лабораторной работы прежде всего прочитайте вводную часть и ознакомьтесь с измерительной аппаратурой. Далее следуйте указаниям раздела «Проведение испытаний». При обработке экспериментальных данных точность вычислений, как правило, не должна быть больше двух знаков после запятой, а при больших числовых значениях можно ограничиться целочисленной величиной. Отчет по лабораторной работе должен содержать: титульный лист; цель работы; рисунок измерительной схемы; пример обработки результатов измерений; результаты измерений и вычислений в виде таблиц; графики зависимостей, полученных в работе; краткие выводы.

ЧАСТЬ 1. МАТЕРИАЛЫ К ПРАКТИЧЕСКИМ И САМОСТОЯТЕЛЬНЫМ ЗАНЯТИЯМ

1.1. Магнитные моменты элементарных частиц и атомов

1.1.1. Краткие сведения и математический аппарат^{*}

Еще в 1820 г. Ампер предположил, что магнитные свойства вещества связаны с существованием в нем незатухающих круговых токов. В **классической** модели атома, предложенной Э. Резерфордом в 1911 г., предполагается, что (в случае простейшего атома — атома водорода) электрон вращается вокруг ядра по круговой орбите радиуса r с угловой скоростью ω . Движение электрона с зарядом e можно трактовать как электрический ток, протекающий по замкнутому контуру площадью $S = \pi r^2$. В результате чего возникает орбитальный магнитный момент

$$\mu = iS = -(e\omega r^2)/2 = -(e\omega r^2 m)/2m, \quad (1.1)$$

где e и m — заряд и масса электрона.

Так как $\omega r^2 m = p_l$ — механический момент электрона (момент количества движения), то (1.1) можно представить в следующем виде:

$$\mu = -(e/2m)p_l. \quad (1.2)$$

Из (1.2) следует, что μ и p_l представляют собой векторы, направленные в противоположные стороны от плоскости орбиты электрона. Отношение

$$\gamma_l = \mu_l/p_l = e/(2m) \quad (1.3)$$

называется **гиромагнитным отношением**, его значение постоянно и не зависит от радиуса орбиты электрона.

Для развития классической модели Резерфорда Н. Бор предложил полукиантовую модель, в которой ввел понятие квантования электронных орбит, т. е. предположил, что p_l не может принимать произвольные значения, а должен быть кратным некоторой универсальной постоянной:

$$p_l = \omega r^2 m = nh/(2\pi) = n\hbar, \quad (1.4)$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, $n = 1, 2, 3, \dots$ — главное квантовое число.

Из (1.2) следует, что квантуется и орбитальный магнитный момент электрона:

$$\mu_l = -e/(2m)p_l = -e/(2m)n\hbar = n\mu_B, \quad (1.5)$$

где

$$\mu_B = e\hbar/(2m). \quad (1.6)$$

* В разделе 1.1.1 и далее в настоящем учебном пособии математический аппарат основывается на теоретических сведениях и фундаментальных понятиях, приведенных в базовых учебных пособиях, изданных авторами ранее (см. Список рекомендуемой литературы). По этой причине подробное описание и вывод формул здесь не приводятся.

Величина $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ — это магнетон Бора, т. е. наименьший орбитальный магнитный момент электрона, двигающегося по первой боровской орбите ($n = 1$).

Противоречие между значением гиromагнитного отношения, рассчитанного по (1.3), и экспериментальными значениями, определенными из гиromагнитных опытов, были устранены введением спина электрона (Гаудсмит и Юленбек, 1925). Предполагается, что электрон помимо заряда и массы обладает собственными моментом количества движения p_s и магнитным моментом μ_s . Это свойство назвали спином, поскольку согласно классической физике указанные свойства электрона можно объяснить его вращением вокруг своей оси.

Спиновое квантовое число $s = 1/2$, а проекция спина на направление магнитного поля определяется магнитным спиновым числом m_s , которое для одного электрона может принимать только два значения: $m_s = \pm 1/2$. Отсюда следует, что магнитный момент электрона в магнитном поле H равен

$$\mu_{sH} = \mu_B = 2m_s\mu_B \quad (1.7)$$

и спиновое гиromагнитное отношение

$$\gamma_s = e/m. \quad (1.8)$$

Общее соотношение можно записать следующим образом:

$$\mu/p = ge/(2m). \quad (1.9)$$

Величину g называют « g -фактором»: для орбитального гиromагнитного отношения $g = 1$, а для спинового $g = 2$.

По современным представлениям ядра атомов состоят из протонов и нейтронов, которые обладают собственными магнитными моментами. Поскольку масса протона (m_p) в 1838 раз больше массы электрона, то можно предположить, что его магнитный момент будет во столько же раз меньше:

$$\mu_{\text{яд}} = \frac{m_e}{m_p} \mu_B, \quad (1.10)$$

где m_e и m_p — массы электрона и протона соответственно.

Величина $\mu_{\text{яд}} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ — ядерный магнетон.

Однако, как следует из экспериментальных данных:

$$\mu_p \approx 2,79 \mu_{\text{яд}}. \quad (1.11)$$

Нейtron, не обладая электрическим зарядом, все же имеет свой магнитный момент:

$$\mu_n = -1,91298 \mu_{\text{яд}}. \quad (1.12)$$

Для определения полного магнитного момента многоэлектронного атома необходимо произвести векторное суммирование магнитных моментов электронной оболочки и ядра. Учитывая, что магнитный момент ядра во много раз меньше магнитного момента электронной оболочки, с достаточной степенью приближенности можно ограничиться только расчетом магнитного момента электронной оболочки. Расчет полного магнитного момента атома существенно облегчается в связи с тем, что у полностью заполненных слоев орбитальные и

спиновые магнитные моменты скомпенсированы (в сумме равны нулю). Поэтому надо учитывать только не полностью заполненные электронные слои.

Согласно результатам гиromагнитных опытов, магнитный момент ферромагнетиков почти целиком определяется спиновыми магнитными моментами атомов ($g \approx 2$), а величина магнитного момента атома μ определяется одним из эмпирических правил Хунда: *основным является состояние с наибольшим при данной электронной конфигурации полным спином S* :

$$\mu = 2S\mu_B. \quad (1.13)$$

1.1.2. Задачи для самостоятельной работы

1. Вычислить величину спинового магнитного момента электрона.
2. Рассчитать магнитный момент (в магнетонах Бора) свободного атома железа.

Решение. Железо (Fe) является 26-м элементом периодической системы, относится к переходным элементам. Электронную конфигурацию атома Fe можно представить так: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^6 4s^2$. Поскольку 1, 2 оболочки атома, а также слои $3s$, $3p$, $4s$ полностью заполнены электронами, то в соответствии с принципом Паули их суммарный магнитный момент равен 0. Казалось бы, что четное число электронов в $3d$ -слое также должно привести к его нулевому магнитному моменту. Однако с учетом правила Хунда распределение электронов по энергетическим подуровням $3d$ -слоя будет выглядеть следующим образом (см. таблицу), где стрелки указывают направление спинового магнитного момента.

| Элемент | 3d-слой | | | | | 4s-слой |
|---------|----------------------|------------|------------|------------|------------|----------------------|
| Fe | $\uparrow\downarrow$ | \uparrow | \uparrow | \uparrow | \uparrow | $\uparrow\downarrow$ |

Видно, что 4 электрона имеют параллельное направление магнитных моментов. Учитывая, что спин электрона $s = 1/2$, суммарное спиновое число атома железа $S = 4s = 2$. Пользуясь формулой (1.13), получаем $\mu = 4\mu_B$.

Ответ. Магнитный момент атома железа равен 4 магнетонам Бора.

3. Рассчитать магнитные моменты (в магнетонах Бора) свободных атомов: Ni, Co, Mn, Zn.

4. Рассчитать магнитные моменты (в магнетонах Бора) катионов: Fe^{2+} , Fe^{3+} , Mn^{2+} , Ni^{2+} . Сравнить полученные результаты с величинами магнитных моментов соответствующих атомов.

5. Рассчитать значения орбитального (γ_l) и спинового (γ_s) гиromагнитных отношений, используя сведения, представленные в разделе 1.1.1, а также, при необходимости, сведения, представленные в рекомендуемой литературе. Объяснить различия между величинами.

1.1.3. Контрольные вопросы

1. Укажите квантовые числа, определяющие поведение электрона в атоме. Какой физический смысл квантовых чисел?

2. Каковы физические причины существования собственного магнитного момента у элементарной частицы (например, электрона)?
3. Какие два вида магнетизма существуют в электронной оболочке атома водорода?
4. Назовите основные причины, которые не позволяют достаточно полно описать явления магнетизма электронов без использования квантовой модели. Как это было установлено экспериментально?
5. Каковы законы заполнения электронных оболочек атома? В чем заключается причина отклонения реальной схемы заполнения электронных оболочек от идеальной? Как это сказывается на магнитных свойствах атома?
6. Могут ли магнитные моменты электронов в многоэлектронном атоме занимать произвольные направления в пространстве?
7. Кратко опишите гиromагнитные опыты. Каков их результат?
8. В чем причина «гиromагнитной аномалии», обнаруженной в опытах Эйнштейна и де Гааза?
9. Что характеризует фактор Ланде? Может ли он быть меньше единицы? Приведите примеры таких атомов (ионов).

1.2. Диамагнетизм и парамагнетизм

1.2.1. Краткие сведения и математический аппарат

Диамагнетизм. Диамагнетизм возникает за счет прецессии электронных орбиталей атомов, ионов и молекул, откуда следует, что он связан с **орбитальным движением электронов**. Явление диамагнетизма обусловлено уменьшением угловой скорости орбитального движения электрона во внешнем магнитном поле.

Существование орбитального диамагнитного эффекта следует из правила Ленца.

Исходя из этого, движение электрона по орбите можно сопоставить с замкнутым контуром, по которому протекает ток. При внесении контура с током в магнитное поле в контуре возникает добавочная электродвижущая сила. В результате этого сила тока в контуре изменится и появится дополнительный магнитный момент, направленный так, чтобы препятствовать внешнему магнитному полю: т. е. направление дополнительного магнитного момента противоположно направлению магнитного поля. Поскольку структура электронных оболочек атомов, ионов и молекул практически не зависит от температуры, то и диамагнитная **восприимчивость, оставаясь отрицательной**, слабо меняется с температурой.

К диамагнетикам относятся вещества с полностью заполненными электронными оболочками и четным числом электронов. У таких веществ вследствие взаимной компенсации суммарный магнитный момент электронов равен нулю.

Исходя из теории Ланжевена электрон вращается вокруг ядра со скоростью v (круговой частотой ω_0) по круговой орбите радиуса R . При отсутствии внешнего магнитного поля на него действует центробежная сила, которая урав-

новешивается силой кулоновского притяжения электрона к ядру. Приложение внешнего магнитного поля H , перпендикулярного плоскости орбиты электрона приведет к возникновению силы Лоренца, действующей на заряженную частицу в магнитном поле (рис. 1a). Она недостаточна для изменения радиуса орбиты электрона, а поскольку сила кулоновского взаимодействия остается неизменной, то для уравновешивания действующих на электрон сил необходимо предположить изменение скорости (круговой частоты) вращения электрона по орбите до величины $\omega_1 < \omega_0$. Изменение круговой частоты электрона можно трактовать как периодическое пространственное изменение положения орбиты электрона, (прецессия орбиты) вокруг направления поля (рис. 1б).

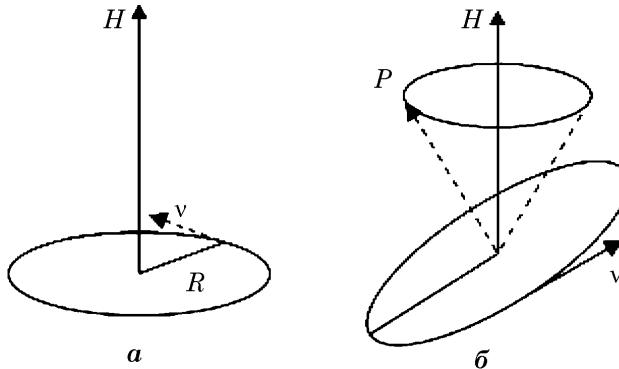


Рис. 1

Схема возникновения прецессии орбиты электрона

Из математического анализа данного процесса следует:

$$\omega_1 \approx \omega_0 - \frac{\mu_0 H e}{2m}, \quad (1.14)$$

где μ_0 — магнитная постоянная (см. Приложение 2).

Отсюда

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega_1 = \mu_0 H e / (2m) = \gamma \mu_0 H, \quad (1.15)$$

где γ — орбитальное гиромагнитное отношение.

Величина $\Delta\omega$ называется лармировской частотой или частотой лармировской прецессии.

Изменение угловой скорости вращения электрона приводит к изменению его магнитного момента:

$$\Delta\mu = -\frac{eR_{\perp}^2}{2} \Delta\omega, \quad (1.16)$$

где R_{\perp} — проекция радиуса орбиты электрона на плоскость, перпендикулярную направлению магнитного поля. Знак «минус» говорит о том, что $\Delta\mu$ антипараллельно направлению поля. В случае многоэлектронного атома орбиты имеют эллиптическую форму, т. е. переменный радиус. Для учета этих изменений можно ввести средние по времени значения \bar{R}_{\perp}^2 . При равновероятной ориентации электронных орбит атома

$$\bar{R}_\perp^2 = \frac{2}{3} \bar{R}^2, \quad (1.17)$$

где \bar{R}^2 — среднее значение квадрата радиуса орбиты.

Намагниченность вещества (изменение намагниченности под действием поля), содержащего N атомов в единице объема с количеством электронов в каждом атоме Z :

$$\Delta M = -N \frac{e^2 \mu_0 Z H}{6m} \bar{R}^2. \quad (1.18)$$

Отсюда диамагнитная восприимчивость:

$$\chi = \frac{\Delta M}{H} = -NZ \frac{e^2 \mu_0}{6m} \bar{R}^2. \quad (1.19)$$

Выражение (1.19) называется формулой Ланжевена — Паули.

Парамагнетизм. Парамагнетизмом обладают все атомы, ионы и молекулы, имеющие в оболочке нечетное число электронов, так как при этом полный спин электронной системы всегда отличен от нуля. Таким образом, необходимым признаком парамагнитного состояния вещества является наличие у его атомов собственных магнитных моментов μ_m .

Парамагнетизм наблюдается в тех случаях, когда концентрация магнитных атомов или ионов в веществе сравнительно мала и взаимодействием между их магнитными моментами можно пренебречь. При отсутствии внешнего магнитного поля упорядоченному расположению магнитных моментов препятствует тепловая энергия: атомы находятся в тепловом колебательном движении, а следовательно, и их магнитные моменты меняют свое направление. При наличии внешнего магнитного поля магнитные моменты получают дополнительную энергию взаимодействия с полем $\sim \mu_m H$, которая примерно в 300 раз меньше тепловой энергии при комнатной температуре и величине даже значительного поля (например, $H = 10^6$ А/м). Поэтому поле оказывает лишь очень слабое влияние на упорядоченность магнитных моментов. Появляется лишь небольшая ненулевая намагниченность.

В 1895 г. П. Ж. Кюри на основе исследований магнитных свойств газообразного кислорода, растворов некоторых солей, а также ферромагнитных металлов при температурах выше точки Кюри Θ показал, что их магнитная восприимчивость не зависит от величины магнитного поля и сильно зависит от температуры (закон Кюри):

$$\chi = C/T, \quad (1.20)$$

где C — постоянная Кюри.

Некоторые материалы имеют восприимчивость, которая может быть представлена выражением

$$\chi = C/(T - \Delta), \quad (1.21)$$

где Δ — постоянная Вейса, различная для разных веществ. Значение Δ может быть больше или меньше нуля.

Первая теория парамагнетизма была развита Ланжевеном в 1905 г. в рамках классической статистической теории. В теории рассматривался парамагнетик в виде идеального классического газа, состоящего из N атомов, обладающих магнитным моментом μ_m . Если внешнее магнитное поле равно нулю, то суммарный магнитный момент такого газа равен нулю и не изменяется в результате столкновений атомов. Внешнее магнитное поле будет ориентировать магнитные моменты атомов в одном направлении. Такое поведение системы отвечает минимальному значению энергии атома в магнитном поле: энергия тем меньше, чем меньше угол между направлением магнитного поля и его магнитным моментом. В результате намагниченность парамагнетика

$$M = \frac{\mu_0 \mu_m^2 N H}{3kT}, \quad (1.22)$$

где k — постоянная Больцмана (см. Приложение 2), а его магнитную восприимчивость можно представить как

$$\chi = M / H = \frac{\mu_0 \mu_m^2 N}{3kT} = \frac{C}{T}, \quad (1.23)$$

где постоянная Кюри

$$C = \frac{\mu_0 \mu_m^2 N}{3k}. \quad (1.24)$$

Парамагнитная восприимчивость всегда положительна, но мала по величине ($\chi \sim 10^{-6}\text{--}10^{-4}$).

1.2.2. Задачи для самостоятельной работы

1. Определить диамагнитную восприимчивость меди, если известно, что атомный номер меди 29, атомная масса 63,54 г/моль, плотность 8,94 г/см³, средний радиус орбит электронов 0,5 Å.

Решение. Для расчета диамагнитной восприимчивости воспользуемся формулой (1.19).

Концентрация атомов меди определяется как:

$$N = (\text{число Авогадро} \times \text{плотность}) / \text{атомная масса} = \\ = (6,02 \cdot 10^{23} \cdot 8,94 \cdot 10^6) / 63,54 = 8,47 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}.$$

$$\chi = -NZ \cdot \frac{e^2 \mu_0}{6m} \bar{R}^2 = -(8,47 \cdot 10^{28}) \cdot 29 \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2 \cdot (4\pi \cdot 10^{-7})}{6 \cdot (9,11 \cdot 10^{-31})} \times \\ \times (0,5 \cdot 10^{-10})^2 = -3,6 \cdot 10^{-5}.$$

Ответ. Магнитная восприимчивость меди равна $-3,6 \cdot 10^{-5}$.

2. Определить намагниченность и магнитную индукцию B (см. пояснение в Приложении 1) в медном проводе при воздействии на него магнитного поля напряженностью 1000 А/м. Магнитная восприимчивость меди $\chi = -3,6 \cdot 10^{-5}$. Определите ориентацию векторов намагниченности и магнитной индукции относительно друг друга.

3. Магнитная индукция висмута при напряженности магнитного поля 10^4 А/м составляет $12,56$ мТл. Определить магнитную восприимчивость вещества. Какова природа намагниченности висмута?

4. Определить частоту прецессии электронной орбиты в атоме в магнитном поле с индукцией 1 Тл.

5. Вычислить величину постоянной Кюри C для идеального газа, имеющего молекулы с магнитным моментом, равным μ_B . Объем одного моля идеального газа равен $22,4$ л, число Авогадро $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ моль.

Решение. Из формулы (1.24) следует:

$$C = \frac{\mu_0 \mu_M^2 N}{3k} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot (9,27 \cdot 10^{-24})^2 \cdot (6,2 \cdot \frac{10^{23}}{22,4 \cdot 10^{-3}})}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} = 7,01 \cdot 10^{-5} \text{ К.}$$

Ответ. $C = 7,01 \cdot 10^{-5}$ К.

6. Рассчитать значение намагниченности при $H = 10^5$ А/м и магнитной восприимчивости парамагнитного идеального газа при температуре 100 К, молекулы которого имеют магнитный момент равный μ_B .

7. Магнитная восприимчивость марганца $\chi = 1,21 \cdot 10^{-4}$. Вычислить намагниченность M и магнитную индукцию B в магнитном поле напряженностью 100 кА/м.

8. Магнитная восприимчивость никеля при температурах 400 и 800°C равна $1,25 \cdot 10^{-3}$ и $1,14 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Определить температуру Кюри никеля и магнитную восприимчивость при температуре 600°C .

1.2.3. Контрольные вопросы

1. Дайте объяснение существованию орбитального диамагнитного эффекта. Пользуясь периодической таблицей Д. И. Менделеева, укажите химические элементы, принадлежащие к классу диамагнетиков.

2. Пользуясь периодической таблицей Д. И. Менделеева, укажите химические элементы, принадлежащие к классу парамагнетиков.

3. Почему диамагнитная восприимчивость практически не зависит от температуры, а парамагнитная восприимчивость сильно зависит от нее?

4. Как изменяется магнитная восприимчивость парамагнетиков с увеличением температуры? Можно ли получить магнитное насыщение парамагнитных веществ?

5. Какую роль играет тепловое движение атомов парамагнитного газа в установлении намагниченности под действием внешнего поля и в противодействии установлению полного атомного магнитного порядка?

6. Можно ли получить магнитное насыщение парамагнитных веществ?

7. Объясните причину парамагнетизма электронов проводимости в металле.

8. Известно, что достижение температуры, равной 0 К, практически невозможно. Каким образом можно приблизиться к абсолютному нулю, используя свойства парамагнетиков?

1.3. Ферромагнетизм и ферримагнетизм

1.3.1. Краткие сведения и математический аппарат

Ферромагнетизм — это отличительная особенность ряда веществ и материалов, вызванная существованием в них самопроизвольной упорядоченности магнитных моментов атомов (ионов, молекул), входящих в состав данных материалов. Ферромагнитная упорядоченность соответствует параллельному расположению магнитных моментов (спиновых магнитных моментов). Результирующий суммарный магнитный момент единицы объема вещества называется спонтанной намагниченностью M_s . Для ферромагнетика, состоящего из одинаковых атомов, при $T = 0$ К

$$M_s = (n \cdot \mu_B \cdot z) / V, \quad (1.25)$$

где $n \cdot \mu_B$ — сумма спиновых магнитных моментов атома, z — количество атомов в данном объеме, V — объем.

Ферромагнитный порядок существует в диапазоне температур от 0 К до температуры (точки) Кюри. Выше температуры Кюри атомный ферромагнитный порядок становится энергетически невыгоден и разрушается тепловой энергией. Вещество переходит в парамагнитное состояние.

Механизм образования самопроизвольной намагниченности в ферромагнетиках впервые объяснил П. Вейсс. Он предположил, что внутри ферромагнетика действует молекулярное поле, благодаря которому все спиновые магнитные моменты ориентируются параллельно. Для своих расчетов Вейсс ввел понятие относительной намагниченности, которую можно представить как

$$y = \frac{M(T)}{M(0)}, \quad (1.26)$$

где $M(T)$ и $M(0)$ — намагниченности при текущей температуре и при 0 К соответственно.

Вейсс предположил, что существует энергия элементарного взаимодействия между магнитными моментами $A_1 > 0$, приводящая к их параллельной ориентации ($y = \pm 1$).

Относительная намагниченность достигает максимума ($y = 1$) при $T = 0$. При повышении температуры y сначала медленно, а затем быстро спадает и при $T \geq \Theta$ $y = 0$

Тогда значение граничной температуры Θ (температуры Кюри) в точке $y = 0$:

$$\Theta = 2A_1/k. \quad (1.27)$$

Выражение (1.28), полученное в теории Вейсса, можно формально рассматривать как некоторое внутреннее молекулярное поле:

$$2A_1y / (\mu_0 \mu_m) = H_1, \quad (1.28)$$

где μ_m — магнитный момент атома.

Температурную зависимость относительной намагниченности можно представить в виде

$$y = \operatorname{th} \frac{\Theta}{T} y. \quad (1.29)$$

Экспериментальные и расчетные кривые температурной зависимости намагниченности для железа, никеля и кобальта приведены на рисунке 2.

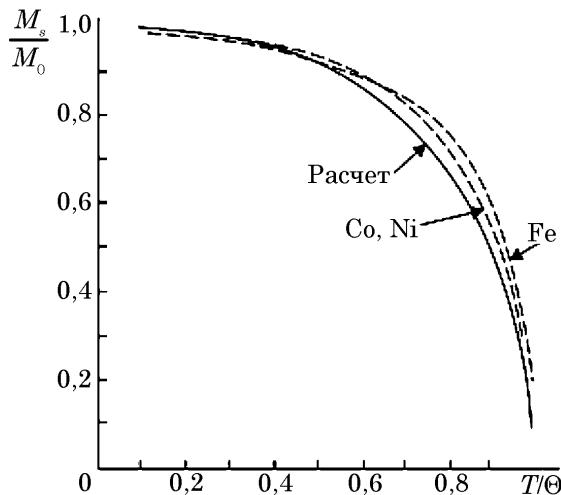


Рис. 2

Температурные зависимости намагниченности

В окрестности температуры Кюри выполняется соотношение

$$y = \alpha \sqrt{1 - T / \Theta}, \quad (1.30)$$

где α — константа для данного материала.

Происхождение энергии A_1 и природа поля, приводящего к возникновению самопроизвольной намагниченности ферромагнетиков, в формальной теории Вейсса не уточняются.

Квантовая теория самопроизвольной намагниченности показала, что энергия элементарного взаимодействия A имеет квантовую природу и возникает при обмене электронами соседних атомов, так называемый обменный интеграл или интеграл обменной энергии (обменная энергия), который может быть как больше 0 (при этом реализуется параллельная ориентация взаимодействующих спиновых магнитных моментов), так и меньше 0 (реализуется антипараллельная ориентация).

При этом

$$A_1 = Az, \quad (1.31)$$

где z — число ближайших соседей рассматриваемого атома.

$$\Theta = 2zA/k. \quad (1.32)$$

Ферримагнетизм. Это название ввел Л. Неель в 1948 г. по результатам исследований старейшего известного магнитного вещества — магнетита (Fe_3O_4) и распространил его на большой класс оксидных соединений, в состав которых входят ионы переходных металлов, имеющих сильные магнитные свойства. Эти соединения получили название «ферриты».

Конец ознакомительного фрагмента.
Приобрести книгу можно
в интернет-магазине
«Электронный универс»
e-Univers.ru