

Московский физико-технический институт  
(государственный университет)

Устный экзамен по физике  
(электричество и магнетизм)  
Вопрос по выбору

## **Ферромагнетизм**

Талашкевич Даниил Александрович  
Группа Б01-009

Долгопрудный  
2021

# Содержание

1	Ферромагнетизм	1
2	Теория ферромагнетизма Вейсса	3
3	Антиферромагнетики	6
4	Литература	8

# 1 Ферромагнетизм

Ферромагнетиками называют твердые тела, которые могут обладать спонтанной намагниченностью, т.е. намагничены уже в отсутствии магнитного поля. Типичными представителями ферромагнетиков являются металлы: железо, кобальт, никель. Ферромагнетики способны сильно намагничиваться даже в небольших полях.

Существенным отличием ферромагнетиков от диа- и парамагнетиков является наличие у ферромагнетиков самопроизвольной (спонтанной) намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля. Наличие у ферромагнетиков самопроизвольного магнитного момента в отсутствие внешнего магнитного поля означает, что электронные спины и магнитные моменты атомных носителей магнетизма ориентированы в веществе упорядоченным образом.

Характерной особенностью ферромагнетиков является сложная нелинейная зависимость между  $\vec{I}$  и  $\vec{H}$ . По мере возрастания  $\vec{H}$  намагниченность  $\vec{I}$  сначала быстро растет, а затем становится практически постоянной:  $\vec{I} = \vec{I}_S$  (насыщение), т.е. кривая  $I = I(H)$  переходит в горизонтальную прямую. Магнитная индукция  $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{I}$  также растет с возрастанием поля  $\vec{H}$ , а в состоянии насыщения  $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{I}_S$ .

Ввиду нелинейной связи между  $\vec{I} = \chi \vec{H}$  и  $\vec{H}$  для ферромагнетиков магнитная восприимчивость  $\chi$  и магнитная проницаемость  $\mu = 1 + 4\pi\chi$  могут иметь тензорный характер (вектора  $\vec{I}$  и  $\vec{H}$  не сонаправлены). Эти функции рассматриваются как функции напряженности поля  $\vec{H}$ .

Участок 1 - область обратимого намагничивания, где  $M = \chi H$ . В этой области происходят процессы упругого смещения границ доменов: увеличивается размер тех доменов, магнитный момент которых близок к направлению магнитного поля, и уменьшаются размеры доменов с противоположным направлением магнитного момента.

Участок 2 характеризуется квадратичной зависимостью  $M$  от  $H$ . В этой области также идет процесс обратимого смещения границ, но проявляется нелинейный характер зависимости намагниченности от поля.

Область максимальной скорости роста намагниченности 3 соответствует необратимым смещениям стенок между доменами («стенки Блоха»): им приходится преодолевать «препятствия» в виде примесей, дислокаций и дефектов кристаллической решетки. Когда стенка наталкивается на такое препятствие, она останавливается и держится, пока поле не достигнет порогового значения, при котором она внезапно срывается. Таким образом, движение доменной стенки приобретает скачкообразный характер («скачки Баркгаузена»).

В достаточно сильных полях движение стенок прекращается, и энергетически выгодным становится поворот магнитных моментов тех оставшихся доменов, у которых магнитный момент не совпадает с направлением поля (область 4).

И, наконец, при некотором значении поля (участок 5) все магнитные моменты выстраиваются по полю - намагниченность образца достигает насыщения ( $M = M_s$ ).

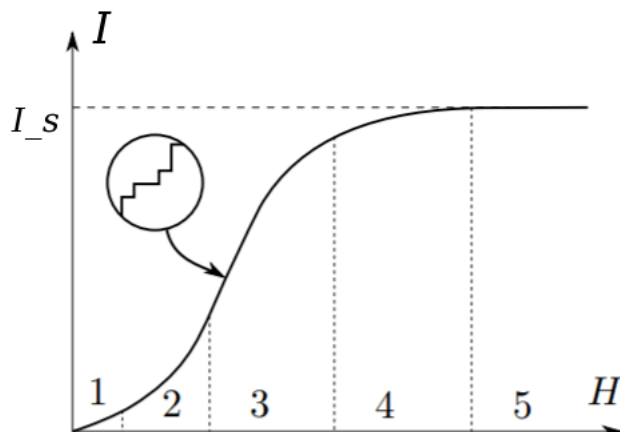


Рис. 1: Начальная кривая намагничивания ферромагнетика

Вторая характерная особенность ферромагнетиков состоит в том, что для них зависимость  $\vec{I}$  от  $\vec{H}$  не однозначна, а определяется предшествующей историей намагничивания ферромагнитного образца. Это явление называется **магнитным гистерезисом**. Благодаря гистерезису намагничивание и перемагничивание ферромагнетиков сопровождается выделением тепла, называемого теплом гистерезиса.

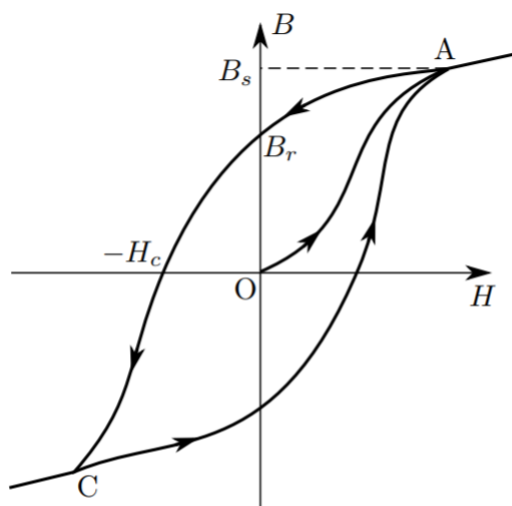


Рис. 2: Начальная кривая намагничивания (ОА) и предельная петля гистерезиса

Третья характерная особенность ферромагнетиков, состоит в том, что для любого ферромагнетика существует определенная температура  $T = T_K$  называемая температурой или точкой Кюри, при переходе через которую вещество ферромагнетика претерпевает фазовый переход второго рода. Вещество является ферромагнетиком только при  $T < T_K$ . При  $T > T_K$  вещество становится парамагнетиком. Магнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри-Вейсса

$$\chi = \frac{Const}{T - T_K}$$

## 2 Теория ферромагнетизма Вейсса

В теории Вейсса силы взаимодействия между атомами формально сводятся к "эффективному" полю, которое и ориентирует атомы ферромагнетика. Эффективное поле складывается из обычного макроскопического поля в веществе  $\vec{H}$  и некоторого гипотетического "молекулярного поля". Согласно предположению Вейсса:

$$\vec{B}_{\text{эфф}} = \vec{H} + b \vec{I}$$

где  $b$  – некоторая положительная постоянная, характеризующая свойства различных ферромагнетиков. Она называется постоянной Вейсса.

Исходя из этих предположений, рассчитаем намагничивание ферромагнетика  $I$ . Для этого заменим в теории Ланжевена поле  $\vec{H}$  на эффективное поле  $\vec{B}_{\text{эфф}}$ .

Воспользуемся распределением Больцмана. Число атомов в единице объема ферромагнетика, угол оси которых с направлением эффективного поля  $B_{\text{эфф}}$  лежит в пределах  $\theta$  и  $\theta + d\theta$ , будет равно

$$dn = Ce^{x \cos \theta} \sin \theta d\theta$$

$$x = \frac{\mathfrak{M}B_{\text{эфф}}}{kT} = \frac{\mathfrak{M}(H + bI)}{kT}$$

Определим константу  $C$  из условия того, что общее число всех атомов должно равняться  $n$ :

$$n = \int dn = C \int_0^\pi e^{x \cos \theta} \sin \theta d\theta = \frac{C}{x}(e^x - e^{-x})$$

Получаем выражение для  $C$ :

$$C = \frac{xn}{e^x - e^{-x}}$$

Теперь определим результирующий магнитный момент единицы объема  $I$ . Вектор  $I$  считаем параллельным эффективному полю  $B_{\text{эфф}}$ . Общий момент  $dn$  атомов, оси которых лежат между  $\theta$  и  $\theta + d\theta$ , равен  $\mathfrak{M}dn$ . Проекция этого момента на направление  $B_{\text{эфф}}$  равна  $\mathfrak{M}dn \cos \theta$ . Отсюда получаем:

$$I = \int \mathfrak{M} \cos \theta dn = C\mathfrak{M} \int e^{x \cos \theta} \cos \theta \sin \theta d\theta = C\mathfrak{M} \left( \frac{e^x + e^{-x}}{x} - \frac{e^x - e^{-x}}{x^2} \right)$$

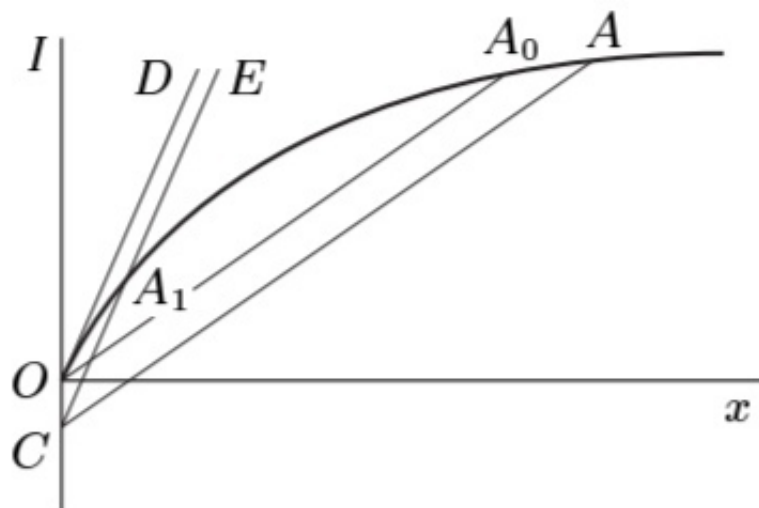
$$I = n\mathfrak{M} \left( \coth x - \frac{1}{x} \right) = n\mathfrak{M}L(x)$$

$L(x)$  – функция Ланжевена.

Заметим, что  $I_S = n\mathfrak{M}$ , тогда выразим  $I$  из предыдущих уравнений:

$$I = I_S L(x), \quad I = \frac{kTn}{I_S b} x - \frac{H}{b}$$

Исследуем эту систему графически. Будем откладывать по горизонтальной оси величину  $x$ , а по вертикальной – намагничивание  $I$ .

Рис. 3: Зависимость  $I(x)$ 

Допустим сначала, что наклон прямой  $CA$  меньше наклона кривой

$$\frac{kTn}{I_S b} < I_S \left( \frac{dL}{dx} \right)_{x=0}$$

$$T < \frac{I_S^2 b}{kn} \left( \frac{dL}{dx} \right)_{x=0} = T_K$$

Прямая пересечет прямую Ланжевена в точке  $A$ , ордината и будет намагничиванием ферромагнетика  $I$ .

Если уменьшать поле  $H$  до нуля точка  $C$  будет подниматься к точке  $O$ , а точка  $A$  – перемещаться к точке  $A_0$ . Когда поле  $H$  обратится в нуль, ферромагнетик останется намагниченным – его намагничивание представится ординатой точки  $A_0$ .

Стоит отметить, что ферромагнетик будет спонтанно намагничен и в том случае, когда он вообще не вносился ни в какое магнитное поле, потому что благодаря гипотетическому взаимодействию между атомами, введенному Вейсом, состояние спонтанного намагничивания "энергетически выгодно".

Таким образом, при  $T < T_K$  ферромагнетик должен быть спонтанно намагничен. Энергии теплового движения недостаточно, чтобы разрушить это намагничивание. Величина  $T_K$  называется температурой или точкой Кюри.

Ниже точки Кюри из-за наличия спонтанного намагничивания  $\chi$  и  $\mu$  являются функциями от  $H$ :

$$\chi = \frac{dI}{dH}, \quad \mu = \frac{dB}{dH}$$

Теперь предположим, что наклон прямой СА больше наклона кривой Ланжевена в точке О. Это означает, что  $T > T_K$ . Тогда при отсутствии магнитного поля прямая СА займет положение ОД, т.е. пересечет функцию Ланжевена только в начале координат. При этом спонтанное намагничивание не возникнет: намагничивание разрушается тепловым движением. Поэтому, чтобы намагнитить необходимо приложить магнитное поле. Прямая СА займет положение СЕ и пересечет кривую Ланжевена в точке  $A_1$ . Из экспериментов известно, что ордината  $OC = -\frac{H}{b}$  мала, а поэтому мал и участок  $OA_1$  кривой Ланжевена.

$$\begin{aligned}
 L(x) &= \left( \frac{dL}{dx} \right)_{x=0} x \\
 I &= I_S L(x) = I_S \left( \frac{dL}{dx} \right)_{x=0} x \\
 T_K &= \frac{I_S^2 b}{kn} \left( \frac{dL}{dx} \right)_{x=0} \Rightarrow \left( \frac{dL}{dx} \right)_{x=0} = \frac{T_K kn}{I_S^2 b} \\
 I &= \frac{T_K kn}{I_S b} x = \frac{T_K kn}{I_S b} \frac{T}{T} x = \frac{T_K}{T} \left( I + \frac{H}{b} \right) \\
 I = \chi H &\Rightarrow \chi = \frac{T_K}{T} \left( \chi + \frac{1}{b} \right) \Rightarrow \chi \left( \frac{T}{T_K} - 1 \right) = \frac{1}{b} \\
 \chi &= \frac{T_K}{b(T - T_K)} = \frac{const}{T - T_K}
 \end{aligned}$$

Намагничивание пропорционально полю, т.е. выше точки Кюри ферромагнетик превращается в парамагнетик, причем зависимость магнитной восприимчивости от температуры определяется законом Кюри-Вейсса.

### 3 Антиферромагнетики

Выше мы рассмотрели ферромагнетики - вещества, в которых обменное взаимодействие вызывает параллельную ориентацию элементарных магнитных моментов. Однако существуют магнитоупорядоченные вещества и с другими магнитными структурами. Они могут быть коллинеарными (когда элементарные магнитные моменты параллельны или антипараллельны) и неколлинеарными, могут иметь или не иметь средний макроскопический спонтанный магнитный момент. Рассмотрим подробнее последние.



Важным классом магнитоупорядоченных веществ являются антиферромагнетики - вещества, в которых при наличии магнитного упорядочения спонтанный (без внешнего магнитного поля) магнитный момент элементарной магнитной ячейки и, следовательно, любой макроскопической области равен нулю или же имеет небольшую, по сравнению с суммой элементарных моментов, величину.

Введение в это определение величины области связано с тем, что и для ферромагнетиков средний момент достаточно большой области может быть равен нулю из-за наличия доменов. Замечание же о возможности наличия небольшого момента обусловлено тем, что обладающие таким моментом так называемые слабые ферромагнетики разумно отнести к антиферромагнетикам. Можно антиферромагнетики определить как вещества, в которых обменное взаимодействие «стремится» так сориентировать элементарные магнитные моменты, чтобы магнитный момент любой макроскопической области был равен нулю.

К таким веществам относятся некоторые переходные и редкоземельные металлы и очень многие их окислы и соли. В качестве характерных примеров можно привести окислы  $\text{MnO}$ ,  $\text{NiO}$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ ; галогениды  $\text{MnF}_2$ ,  $\text{NiF}_2$ ,  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ; карбонаты  $\text{MnCO}_3$ ,  $\text{CoCO}_3$  и многие соединения состава  $\text{Me}^+\text{Me}^{2+}\text{F}_3$  или  $\text{R}^{3+}\text{Me}^{3+}\text{O}_3$  (где  $\text{Me}^+$  - ион щелочного металла,  $\text{Re}^{3+}$  - редкоземельный ион,  $\text{Me}^{2+}$  и  $\text{Me}^{3+}$  - ионы переходных металлов).

Выше некоторой температуры  $T_N$  - температуры Нееля, все эти вещества являются парамагнетиками, и их статическая восприимчивость, как и восприимчивость ферромагнетиков выше температуры Кюри (см. 1.1), удовлетворяет закону Кюри - Вейсса. Но, в отличие от ферромагнетиков, парамагнитная температура Кюри  $T_p$  для антиферромагнетиков отрицательна (см. рис. 1.1.3). При температуре  $T_N$  имеют место "аномалии" теплоемкости и некоторых других величин, характерные для фазового перехода второго рода. Ниже температуры  $T_N$  восприимчивость антиферромагнетиков, в отличие от ферромагнетиков, остается небольшой, но обнаруживает (в монокристаллах) резкую анизотропию - быстро уменьшается с понижением температуры для одних направлений приложенного поля ( $\chi_{\parallel}$  на рис. 1.1.3) и остается постоянной или уменьшается медленно - для других ( $\chi_{\perp}$ ). Величины  $T_N$  изменяются в широких пределах - от единиц градусов (например, 4,3 К для  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) до сотен градусов (647°К для  $\text{NiO}$ , 950°К для  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ ).

## 4 Литература

1. Общий курс физики. Том 3. Электричество Сивухин Д.В.
2. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках Гуревич А.Г.
3. Электричество и магнетизм. Кириченко Н.А.