


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ



ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА ПО ФИЗИКЕ

Работа № 3.4.2

«Закон Кюри-Вейсса»

Студента 2 курса группы Б02-005
Гусарова Николая

Долгопрудный, Ноябрь 2021

1. Аннотация

Цель работы: изучение температурной зависимости магнитной восприимчивости ферромагнетика выше точки Кюри.

В работе используется: катушка самоиндукции с образцом из гадолиния, термостат, частотомер, цифровой вольтметр, LC-автогенератор, термопара медь-константан.

2. Теоретическая часть

2.1. Магнитное поле в веществе

Известно, что вещество может обладать как собственной намагниченностью, так и изменять свою намагниченность при помещении во внешнее магнитное поле. Микроскопическими источниками магнитного поля в среде являются орбитальное движение электронов в молекулах и атомах, а также собственное вращение (спин) электронов и ядер. При макроскопическом описании свойств среды можно считать, что каждый элемент объёма среды может являться элементарным источником магнитного поля — магнитным диполем. Для описания усреднённых свойств среды используют **вектор намагниченности** \vec{M} , равный магнитному моменту единичного объёма вещества (объёмная плотность магнитного момента, размерность в системе СИ $[M] = \frac{A \cdot m^2}{m^3} = \frac{A}{m}$).

Магнитное поле на микроскопическом уровне (на масштабах атомов) $B_{\text{микро}}$ испытывает резкие изменения в пространстве. Величина магнитного поля B в данной точке среды определяется как значение микрополя, усреднённое по малому (элементарному) объёму, содержащему при этом большое количество частиц: $\vec{B} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \iiint_{\Delta V} \vec{B}_{\text{микро}} dV$. Вектор \vec{B} называют **индукцией поля** (размерность $[B] = \frac{H}{m \cdot A} \equiv \text{Тл}$).

Помимо этого, \vec{H} называется напряжённостью поля, размерность в системе СИ $[H] = \frac{A}{m}$, определяемый из соотношения:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}), \text{ где } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2} \text{ магнитная постоянная}$$

В простейшем практически важном случае намагниченность \vec{M} в каждой точке среды прямо пропорциональна вектору напряжённости магнитного поля \vec{H} в этой же точке

$$\vec{M} = \chi \vec{H}. \quad (1)$$

Коэффициент χ называют **магнитной восприимчивостью** среды. Вещества, для которых закон (1) выполняется с хорошей точностью, называют **парамагнетиками** ($\chi > 0$) и **диамагнетиками** ($\chi < 0$). В парамагнетиках элементарные диполи ориентированы в основном по приложенному полю, а в диамагнетиках — против него.

Если закон (1) применим, то можно записать

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad (2)$$

где $\mu = 1 + \chi$ — **магнитопроницаемость** вещества.

В системе СГС имеют место соотношения:

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} = \mu\vec{H}, \quad \mu = 1 + 4\pi\chi$$

В общем случае зависимость $M(H)$ может быть нелинейной, а также зависеть от «предыстории» образца, то есть значений полей в предыдущие моменты времени — явление **гистерезиса** в ферромагнетиках.

2.1.1. Свойства магнитных сред. Парамагнетизм

Парамагнетизм ($\chi > 0$) характерен для веществ, микроскопические частицы которых (атомы, ионы, молекулы) обладают собственным магнитным моментом в отсутствие внешнего магнитного поля. В парамагнетиках энергия взаимодействия между соседними магнитными моментами атомов мала по сравнению с тепловой энергией, поэтому в отсутствие внешнего магнитного поля микроскопические магнитные моменты полностью разупорядочены, и намагниченность среды равна нулю. При помещении во внешнее поле магнитным моментам энергетически выгодно ориентироваться преимущественно по полю, что и приводит к парамагнитному эффекту.

Оценим температурную зависимость магнитной восприимчивости парамагнетика в классической модели. Пусть среднее число атомов в единице объёма равно n , а абсолютная величина магнитного момента атома m_a . В магнитном поле с индукцией B энергия магнитного диполя, составляющего с направлением поля угол α , равна

$$U = -m_a B \cos \alpha$$

и может меняться в диапазоне от $-m_a B$ до $+m_a B$.

Из термодинамики известно, что доля атомов dn , обладающих в условиях равновесия энергией $U(\alpha)$, определяется распределением Больцмана:

$$dn \propto e^{-\frac{U(\alpha)}{k_B T}} d\alpha \quad (3)$$

Пусть внешнее магнитное поле достаточно мало, так что энергия магнитных моментов атомов в нём много меньше тепловой: $m_a B$ много меньше $k_B T$. Число атомов, имеющих положительную ($\alpha > 0$) проекцию на направление B , может быть записано как (воспользовались разложением экспоненты от малого параметра):

$$n_+ = n_0 e^{\frac{m_a B}{k_B T}} \approx n_0 \left(1 + \frac{m_a B}{k_B T}\right) \quad (4)$$

Для атомов с отрицательной проекцией момента ($\alpha < 0$):

$$n_- = n_0 e^{-\frac{m_a B}{k_B T}} \approx n_0 \left(1 - \frac{m_a B}{k_B T}\right) \quad (5)$$

Из условия нормировки $n = n_- + n_+$

Величину суммарного магнитного момента единицы объёма можно оценить как

$$M \sim n_- \cdot (-m_a) + n_+ \cdot m_a \approx \frac{n m_a^2 B}{k_B T}$$

Более аккуратное усреднение по углам даст поправочный множитель порядка единицы (в классической модели получается коэффициент $1/3$). Таким образом, парамагнитная восприимчивость равна

$$\chi_{\text{пар}} \sim \propto \frac{1}{T} \quad (6)$$

Температурная зависимость восприимчивости парамагнетиков вида (6) называется **законом Кюри**.

2.1.2. Ферромагнетизм

Существуют вещества, способные сильно намагничиваться даже в небольших полях. Такие вещества относят к классу **ферромагнетиков**. Это — железо, никель, кобальт, гадолиний и их многочисленные сплавы. Ферромагнитными свойствами обладают некоторые сплавы элементов, которые порознь не являются ферромагнитными (например, сплавы меди и марганца), и ряд неметаллических веществ (ферриты). Зависимость намагниченности от напряжённости магнитного поля у всех ферромагнетиков оказывается нелинейной $M(H)$: магнитная восприимчивость χ не является константой и $\chi(H)$. По абсолютной величине восприимчивость достигает значений $10^3 - 10^4$ (ср. с парамагнетиками, для которых $\chi \sim 10^{-7} - 10^{-5}$). Кроме того, анизотропия кристаллической решётки приводит к тому, что χ может иметь тензорный характер (векторы M и H не сонаправлены).

Как и в случае парамагнетиков, атомы ферромагнетика обладают собственным магнитным моментом. Однако даже в отсутствие внешнего магнитного поля атомы ферромагнетика способны образовывать упорядоченные структуры (**домены**), в которых все магнитные моменты ориентированы практически в одном направлении. Таким образом, каждый отдельный атом испытывает влияние не только внешнего поля, но и поля, созданного коллективом его соседей.

Образование доменов.

Остановимся кратко на причине, по которой соседним магнитным моментам выгодно объединяться в домены. В первую очередь, магнитное (диполь-дипольное)

взаимодействие между атомами не может привести к упорядочению системы.

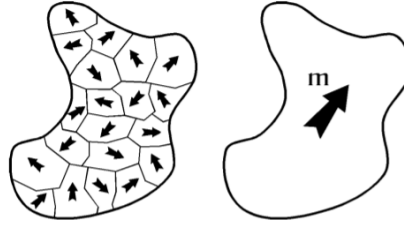


Рис. 1. Доменная структура ферромагнетика при слабом и сильном внешнем поле

Единственное взаимодействие, которое способно выстроить в ряд магнитные моменты электронов в атомах при температурах порядка комнатной, — это электростатическое взаимодействие (порядка 1 эВ). Как следует из квантовой механики, если магнитные моменты (или спины) электронов соседних атомов сонаправлены, их электростатическое отталкивание становится меньше. Таким образом, магнитным моментам атомов энергетически выгодно ориентироваться в одном направлении. Такое явление получило название **обменного взаимодействия. Модель среднего поля.**

В качестве простейшей эмпирической модели, описывающей такую ситуацию, можно рассмотреть следующую модель: предположим, что намагниченность элемента среды пропорциональна некоторому эффективному полю H_{ef} , складывающемуся из поля H в данной точке, созданного сторонними токами, и среднего «коллективного» поля, пропорционального величине намагниченности M :

$$\vec{M} = \chi_{\text{пар}} \vec{H}_{ef}, \vec{H}_{ef} = \vec{H} + \beta \vec{M} \quad (7)$$

где $\chi_{\text{пар}}$ — парамагнитная восприимчивость отдельного атома (6), β — некоторая безразмерная константа, определяемая из опыта. Модель среднего поля позволяет уточнить закон Кюри:

$$\chi \propto \frac{1}{T - \Theta} \quad (8)$$

где параметр $\Theta = \beta \mu_0 \frac{n m_a^2}{3 k_B} B$ имеет размерность температуры.

Соотношение называют **законом Кюри-Вейсса**.

Существует температура Θ_K , называемая **точкой Кюри**, в которой имеет место фазовый переход (2-го рода) между парамагнитным (при $T > \Theta_K$) и ферромагнитным (при $T < \Theta_K$) состояниями среды. Закон Кюри-Вейсса удовлетворительно выполняется вдали от Θ_K , однако нарушается при приближении к точке перехода, где модель среднего поля становится слишком груба. Поэтому параметр Θ несколько отличается от температуры Кюри: как правило, $\Theta_K < \Theta$.

2.1.3. Закон Кюри-Вейсса

Вещества с отличными от нуля атомными магнитными моментами обладают парамагнитными свойствами. Внешнее магнитное поле ориентирует магнитные моменты, которые в отсутствие поля располагались в пространстве хаотичным образом. При повышении температуры T возрастает дезориентирующее действие теплового движения частиц, и магнитная восприимчивость парамагнетиков убывает по закону Кюри — обратно пропорционально температуре. Температуру фазового перехода парамагнетик–ферромагнетик называют температурой Кюри Θ_K . Температурная зависимость магнитной восприимчивости у ферромагнетиков выше точки Кюри с удовлетворительной точностью описывается законом Кюри-Вейсса. Непосредственно вблизи Θ_K закон Кюри–Вейсса нарушается. На практике наблюдается зависимость.

2.1.4. Из условий экспериментальной установки

Коэффициент самоиндукции катушки L пропорционален магнитной проницаемости μ заполняющей его среды: $L \propto \mu$. Тогда разность самоиндукций катушки с образцом L и без него L_0 будет пропорциональна восприимчивости образца χ :

$$L - L_0 \propto \mu - 1 = \chi. \quad (9)$$

При изменении индуктивности образца меняется период колебаний автогенератора:

$$\tau = 2\pi\sqrt{LC} \quad (10)$$

где C — ёмкость контура автогенератора. Период колебаний в отсутствие образца определяется самоиндукцией пустой катушки:

$$\tau_0 = 2\pi\sqrt{L_0C} \quad (11)$$

Отсюда находим

$$\chi \propto L - L_0 \propto \tau^2 - \tau_0^2 \quad (12)$$

Из формул следует, что закон Кюри–Вейсса справедлив, если выполнено соотношение:

$$\frac{1}{\tau^2 - \tau_0^2} \propto T - \Theta_p \quad (13)$$

2.2. Экспериментальная установка

В работе изучается температурная зависимость $\chi(T)$ гадолиния при температурах выше точки Кюри. Исследуемый ферромагнитный образец (гадолиний) расположен внутри пустотелой катушки самоиндукции, которая служит индуктивностью колебательного контура, входящего в состав LC-автогенератора (генератора колебаний с самовозбуждением).

Масло предохраняет образец от окисления и способствует ухудшению электрического контакта между отдельными частичками образца.

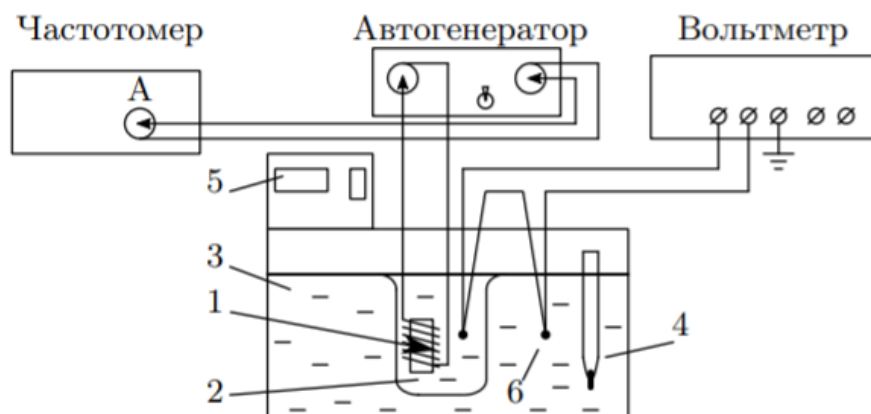


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

3. Измерения и обработка результатов

3.1. Проведение измерений

Таблица 1. Зависимость периода колебаний LC- генератора от температуры образца, без учёта значений с термодпары

$t, ^\circ C$	τ, us	$\Delta U, mV$
10,17	10,864	-0,001
12,11	10,833	-0,008
14,12	10,770	-0,006
16,11	10,666	-0,006
18,12	10,485	-0,004
20,11	10,213	-0,008
22,09	9,836	-0,008
24,10	9,539	-0,008
26,10	9,402	-0,008
28,11	9,325	-0,005
30,09	9,280	-0,007
32,10	9,246	-0,005
34,09	9,224	-0,009
36,08	9,205	-0,008
38,08	9,191	-0,009
40,07	9,180	-0,010

3.2. Обработка результатов

Рассчитаем температуру T образца с учётом показаний термодпары с чувствительностью $24 \frac{degree}{mV}$. Измерения проводились, когда разность температур была меньше $0,25K$, то есть $|\Delta U| < 0.01mV$. Результаты приведены в таблице2,

Таблица 2. Зависимость $f(T)$

Т, К	$\tau, \mu s$
283,30	10,86
285,07	10,83
287,13	10,77
289,12	10,67
291,17	10,49
293,07	10,21
295,05	9,84
297,06	9,54
299,06	9,40
301,14	9,33
303,07	9,28
305,13	9,25
307,02	9,22
309,04	9,21
311,01	9,19
312,98	9,18

Построим график зависимости $f(T) = \frac{1}{\tau^2 - \tau_0^2}$. Используя МНК и экстраполируя полученную прямую (значения температур выше 297К) к оси абсцисс, определим парамагнитную точку Кюри Θ_p для гадолиния.

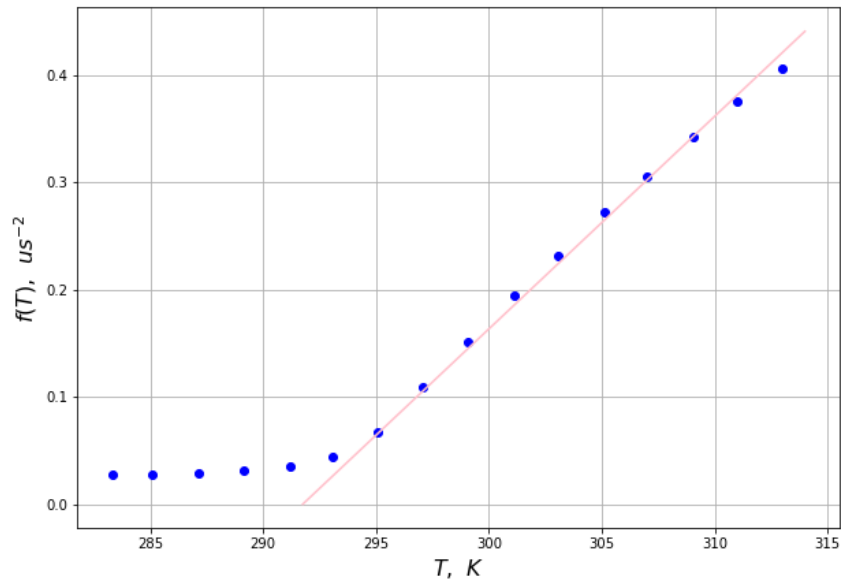


Рис. 3. Зависимость $f(T) = \frac{1}{\tau^2 - \tau_0^2}$

Получили прямую вида $y = kx + b$, где:

$$f(T) = (187 \pm 3) \cdot 10^{-4} \frac{1}{K \cdot us^2} T - (5.4 \pm 0.1) \frac{1}{us^2} \quad (14)$$

отсюда получаем, что $\Theta_p = (291 \pm 2)K$

Непосредственно вблизи точки Кюри закон Кюри-Вейсса(прямая линия) нарушается. по нашим данным $\Theta_K \approx 295K$.

4. Вывод

Точка Кюри для гадолиния 292К. В результате эксперимента получили 295К. Исследовали поведение гадолиния(зависимость Кюри-Вейсса при температуре выше, чем температура Кюри), убедились в наличие перехода между свойствами парамагнетика и ферромагнетика.