

Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)
Факультет общей и прикладной физики

Лабораторная работа №6.9.1
(Основы современной физики)

Закон Кюри–Вейса и обменное взаимодействие в ферромагнетиках

Работу выполнил:
Дорогинин Демид, группа Б02-825

г. Долгопрудный
2021 год

Аннотация

В работе исследуется температурная зависимость магнитной восприимчивости ферромагнетика в парамагнитной области – выше точки Кюри. По полученной в работе температуре Кюри оценивается энергия обменного взаимодействия. Объектом исследования является металлический гадолиний.

Теория

Намагниченность вещества I связана с внешним магнитным полем H , под воздействием которого она возникает, соотношением

$$I = \kappa H,$$

где κ называется магнитной восприимчивостью. Рассмотрим, чем определяется восприимчивость парамагнитного вещества, в котором магнитный момент атома обусловлен спином одного электрона. Магнитный момент электрона μ во внешнем поле будет направлен либо по, либо против поля, поэтому в магнитном поле возникнут энергии

$$E_{\pm} = \pm \mu B,$$

причём в состоянии E_- магнитный момент параллелен полю. Отношения числа частиц на этих уровнях

$$\frac{N_+}{N_-} = \exp\left(-\frac{2\mu B}{k_B T}\right) \approx 1 - \frac{2\mu B}{k_B T},$$

здесь приближение оправдано, так как даже для $B = 10^5$ Гс при $T = 300$ К будет справедливо $2\mu B/k_B T \approx 0.05$, а значит, мы можем считать $\mu B \ll k_B T$. Соответственно, намагниченность определяется разностью чисел электронов на двух уровнях

$$\Delta N = N_- - N_+ \approx N \frac{\mu B}{k_B T},$$

где $N = N_- + N_+$ – количество неспаренных электронов в единице объёма. Отсюда, учитывая $I = \mu \Delta N$ и $H \approx B$, получаем

$$\kappa = \frac{I}{H} = N \frac{\mu^2}{k_B T}. \quad (1)$$

Для атома с более чем одним электроном и суммарным спином S , эта формула обобщается как

$$\kappa = \frac{N g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3k_B T}$$

где g – фактор Ланде.

В ферромагнетиках для описание взаимодействия соседних электронов вводится эффективное (или обменное) поле $H_{\text{эфф}}$, величина которого пропорциональна намагниченности:

$$H_{\text{эфф}} = \lambda I,$$

где λ – некоторая константа. С учётом этого поля формула (1) перепишется как

$$\kappa = \frac{I}{H} = N \frac{g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3k_B (T - \Theta)},$$

где

$$\Theta = N \frac{g^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3k_B} \lambda,$$

– параметр с размерностью температуры. В итоге получили соотношение

$$\boxed{\chi \propto \frac{1}{T - \Theta}} \quad (2)$$

называемое *законом Кюри–Вейса*. Температура Θ называется парамагнитной точкой Кюри, при стремлении температуры к ней восприимчивость неограниченно возрастает из-за того, что тепловое движение всё меньше препятствует магнитным моментам ориентироваться в одном направлении. Это не то же самое, что точка Кюри T_C , которая определяется как температура фазового перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Как правило, $\Theta > T_C$.

Теперь выясним связь обменного интеграла с Θ . Исходя из наличия эффективного поля $H_{\text{эфф}}$, получаем, что энергия, которую необходимо затратить на то, чтобы перевернуть один спин, может быть получена как

$$U_{\text{пер}} = 2\mu H_{\text{эфф}} = 2\mu \cdot \lambda I = 2\mu \frac{\lambda \mu}{V}, \quad (3)$$

где V – объём, приходящийся на один атом. В то же время, эта энергия переворота в два раза больше обменной энергии системы, так как можно показать, что энергии систем с параллельными и антипараллельными спинами отличаются знаком. Обменная энергия равна

$$U_{\text{обм}} = -2JS_i S_j,$$

где J – обменный интеграл, $\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j$ скалярное произведение векторов спинов, поэтому в итоге

$$U_{\text{пер}} = 2(2JnS^2),$$

где S – среднее значение \mathbf{S} вдоль направления намагниченности, n – число соседей. Таким образом, с учётом (3) и $\mu = gS\mu_B$, получаем

$$\lambda = \frac{2nJV}{g^2 \mu_B^2}.$$

Учитывая, что $V = 1/N$, где N – концентрация атомов, то, с учётом определения Θ получим окончательно

$$\boxed{J = \frac{3k_B \Theta}{2nS(S+1)}} \quad (4)$$

Установка

На Рис. 1 показана установка для измерения восприимчивости магнетиков. Ферромагнитный образец 1 располагается внутри пустотелой катушки 2, которая является индуктивностью колебательного контура, входящего в состав LC-генератора. Генератор собран на полевом транзисторе и смонтирован в виде отдельного блока. Катушка самоиндукции помещена в термостат, представляющий собой массивный медный цилиндр 3, расположенный в пенопластовом корпусе 4. С помощью термостата производится охлаждение образца.

Исследуемый ферромагнетик (в работе это гадолиний Gd) является проводником, а рабочая частота генератора высока, поэтому для того, чтобы не возникло токов Фуко, образец изготовлен из мелких гранул размером менее 0.1 мм. Он помещён в тefлоновую капсулу, которую с помощью штока 5 можно перемещать вдоль катушки самоиндукции.

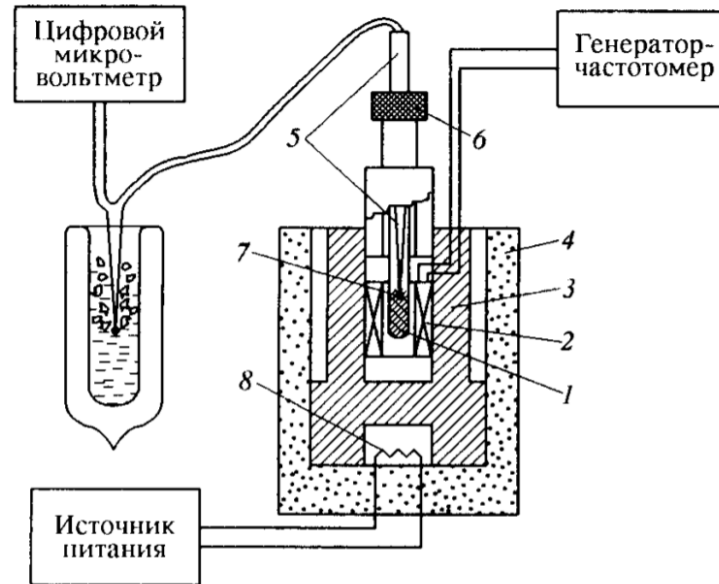


Рис. 1: Схема экспериментальной установки.

Магнитная восприимчивость образца определяется по изменению самоиндукции при его введении в катушку: пусть L – индуктивность с образцом, а L_0 – без. Тогда

$$L = \mu L_0,$$

где μ – магнитная проницаемость образца, то есть

$$\frac{L - L_0}{L_0} = \frac{\Delta L}{L_0} = \mu - 1.$$

Принимая в расчёт, что длина образца сильно больше его диаметра, можно пренебречь размагничивающим фактором, тогда

$$\frac{L - L_0}{L_0} = \frac{\Delta L}{L_0} = \mu - 1 = 4\pi\chi.$$

С учётом того, что собственная частота контура обратно пропорциональна корню из индуктивности, получим

$$\frac{1}{\chi} \propto \frac{f^2}{f_0^2 - f^2} \quad (5)$$

Выполнение и обработка данных

Исследуем зависимость частот f и f_0 от температуры, постепенно нагревая образец. Измерения проводим в интервале от 10 °C до 50 °C с шагом в примерно 3 °C, результаты представлены в Таблице 1. В качестве погрешности выбираем последний знак отображаемого прибором числа, который стабилен.

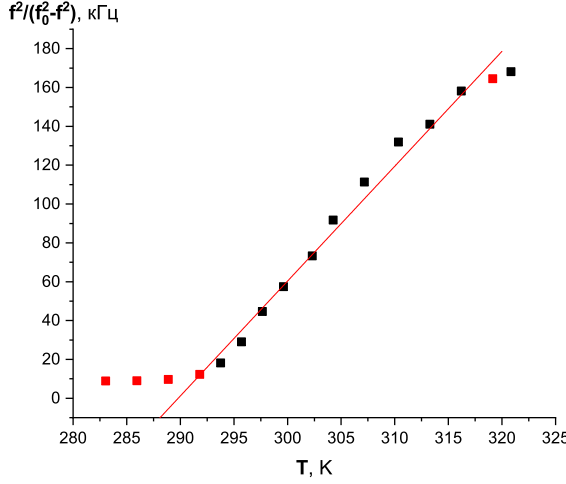


Рис. 2: Зависимость $\frac{f^2}{f_0^2 - f^2}$ от T .

U , мВ	T , °C	f , кГц	f_0 , кГц
-0.65	9.88	904.46	953.75
-0.53	12.80	905.24	954.01
-0.41	15.73	908.00	953.85
-0.29	18.66	917.42	953.91
-0.21	20.61	928.72	953.93
-0.13	22.56	938.00	954.03
-0.05	24.51	943.63	954.14
0.03	26.46	945.89	954.09
0.14	29.15	947.64	954.09
0.22	31.10	948.88	954.03
0.34	34.02	949.84	954.10
0.47	37.20	950.47	954.07
0.59	40.12	950.76	954.12
0.71	43.05	951.05	954.05
0.83	45.98	951.27	954.16
0.90	47.68	951.46	954.29

Таблица 1: Результаты измерений.

Результаты измерения изобразим на графике (Рис. 2) в координатах $\left(T, \frac{f^2}{f_0^2 - f^2}\right)$, линейный участок аппроксимируем прямой, угловой коэффициент наклона и начальная ординаты из метода наименьших квадратов равны:

$$k = 5.9 \pm 0.3 \text{ K}^{-1}.$$

$$b = -1710 \pm 80.$$

Пользуясь соотношениями (3) и (5), получаем

$$\Theta = -\frac{b}{k} = 290 \pm 20 \text{ K}.$$

Пользуясь формулой (4), оценим величину обменного интеграла, считая, что для гадолиния $n = 12$, $S = 7/2$:

$$J = 2.3 \pm 0.2 \text{ K} = 0.198 \pm 0.014 \text{ мЭВ}.$$

Обсуждение

В ходе работы была исследована температурная зависимость магнитной восприимчивости гадолиния и определена температура Кюри $\Theta = 290 \pm 20 \text{ K}$, что хорошо соответствует табличному значению 293.4 K из [1]. Тем не менее, по измеренным данным видно, что закон Кюри-Вейса не выполняется при температурах, сильно отличающихся от Θ . По полученному значению Θ был оценен обменный интеграл $J = 0.198 \pm 0.014 \text{ мЭВ}$.

Список литературы

- [1] Игошин Ф.Ф., Самарский Ю.А., Ципенюк Ю.М. *Лабораторный практикум по общей физики: Учеб. пособие для вузов. Т3. Квантовая физика.* М.: Физматкнига - 2005.