

# Лабораторная работа №3

## Кривая намагничивания и петля гистерезиса в ферромагнетиках

Иван Протасов  
Национальный исследовательский университет  
«Высшая школа экономики»

24 мая 2024 г.

### 1. Введение

#### 1.1. Цель работы

В этой лабораторной работе экспериментально исследуются различные свойства ферромагнетиков: кривая начального намагничивания, гистерезис намагниченности, дифференциальная магнитная проницаемость.

#### 1.2. Оборудование

Осциллограф Keysight DSOX 1102G, два щупа осциллографа, коаксиальный кабель с BNC-разъёмами на концах, переходник BNC-клеммы, клеммник или контактная макетная плата, набор соединительных проводов, резисторы номиналов 20 Ом и 910 кОм, конденсатор 1 мкФ, самодельный тороидальный трансформатор (первичная и вторичная обмотки  $N_1$  и  $N_2$  имеют по 180 витков, высота сечения  $h$  равна 0.4 см, внутренний  $a$  и внешний  $b$  радиусы сердечника равны 1 см и 1.6 см соответственно), RLC-метр.

тика означает, что магнитные моменты даже в отсутствие поля ориентированы некоторым упорядоченным образом. Максимальная намагниченность, называемая намагниченностью насыщения, достигается при параллельной ориентации всех магнитных моментов.

Как уже было упомянуто выше, намагничивание ферромагнетика происходит за счет изменения формы и ориентации доменов. Рассмотрим ферромагнетик с изначально нулевой намагниченностью в нулевом внешнем поле. При увеличении внешнего магнитного поля образец начинает немонотонно намагничиваться.

#### 2.2. Петля гистерезиса

Зависимость намагниченности от магнитного поля для ферромагнетика не является однозначной и зависит от предыстории намагничивания. На Рис. 2 изображена так называемая петля гистерезиса - зависимость  $B(H)$  для ферромагнетика.

### 2. Теоретические сведения

#### 2.1. Ферромагнетизм

Существует класс сильномагнитных материалов, в который входят ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики. Ряд отличий, которые наблюдаются в ферромагнитных материалах: Может существовать спонтанная намагниченность, то есть намагниченность может быть отлична от нуля даже в отсутствие внешнего магнитного поля. При повышении температуры выше определенного значения, называемого точкой Кюри, ферромагнитные свойства у материала пропадают. Существование спонтанной намагниченности у ферромагне-

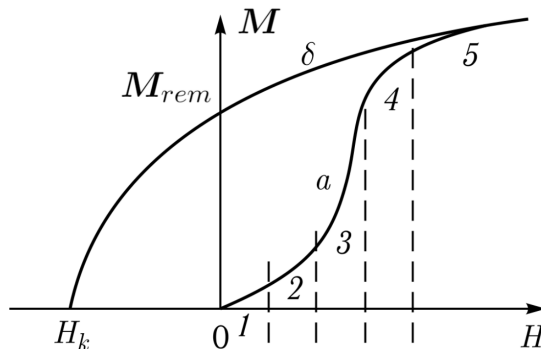


Рис. 1: Зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля или кривая намагничивания

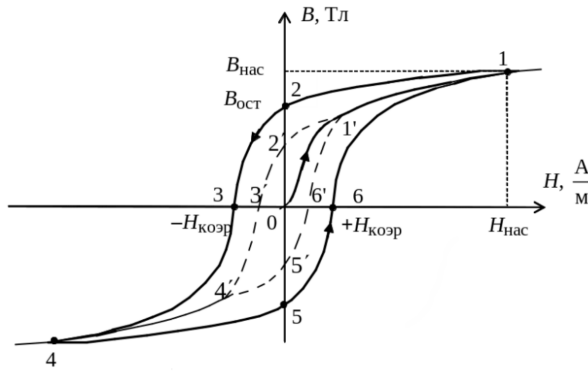
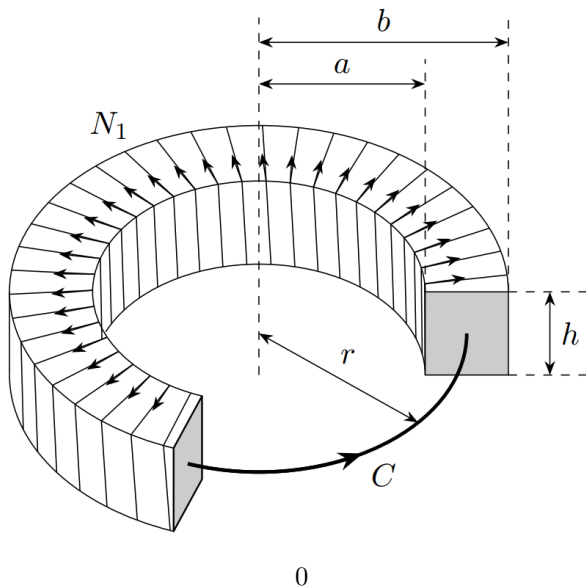


Рис. 2: Петля гистерезиса

Кривая намагничивания на Рис. 1 соответствует кривой 0–1. Замкнутая кривая 1–2–3–4–5–6–1 называется предельной петлей гистерезиса. Если бы образец был намагничен не до насыщения, а до некоторой точки 1' на начальной кривой намагничивания, то зависимость  $B(H)$  также имела бы вид петли гистерезиса 1'–2'–3'–4'–5'–6'–1', называемой частной петлей гистерезиса. Существует бесконечное множество частных петель, все они лежат внутри предельной, а их вершины (точки, аналогичные 4' и 1') лежат на кривой намагничивания.

### 2.3. Тороидальная катушка

В работе будет использоваться трансформатор, представляющий из себя тороидальный ферромагнитный сердечник с двумя обмотками — первичной и вторичной. Пусть  $a$  — внутренний,  $b$  — внешний радиусы сердечника,  $h$  — высота сечения,  $N_1$  — число витков в первичной обмотке.



В силу симметрии ясно, что магнитное поле будет сосредоточено только внутри сердечника, а его силовые линии будут представлять из себя окружности. Кроме того, напряжённость поля может зависеть только от расстояния до оси сердечника. Для определения напряжённости поля воспользуемся теоремой о циркуляции вектора напряжённости магнитного поля в интегральной форме:

$$\oint_C \vec{H}(r) \cdot d\vec{r} = J_1,$$

где  $C$  — некоторый замкнутый контур,  $J_1$  — полный ток, втекающий в контур. Выберем контур  $C$  внутри тора в виде окружности радиуса  $r$  такого, что  $a < r < b$ . Всюду вдоль такого контура напряжённость поля одинакова по модулю и совпадает по направлению с элементом длины  $d\vec{r}$ , поэтому

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{r} = H(r) \oint_C dr = 2\pi r H(r).$$

С другой стороны, полный ток, втекающий в контур равен  $J_1 = N_1 I_1$ , где  $I_1$  — сила тока в первичной обмотке. Таким образом, напряжённость поля в катушке равна

$$H(r) = \frac{N_1 I}{2\pi r}.$$

Напряжённость поля в сердечнике пропорциональна силе тока  $I_1$  в первичной обмотке, которая пропорциональна напряжению на первом канале осциллографа:

$$H(r, t) = \frac{N_1 I_1(t)}{2\pi r} = \frac{N_1 U_1(t)}{2\pi r R_1}.$$

Выходной сигнал:

$$U_2(t) \approx -\frac{N_2 h(b-a)}{R_2 C} B(t).$$

## 3. Измерения и обработка данных

### 3.1. Петля гистерезиса

Соберём схему, представленную на Рис. 3. На тороидальный ферритовый сердечник намотаны две обмотки: первичная и вторичная. В цепь первичной обмотки включен генератор осциллографа и резистор  $R_1 = 20$  Ом. Сигнал со вторичной обмотки подаётся на вход интегрирующей цепочки, состоящей из резистора  $R_2 = 910$  кОм и конденсатора  $C = 1$  мкФ. Первый канал осциллографа снимает напряжение с резистора  $R_1$ , а второй канал

осциллографа снимает напряжение с выхода интегрирующей цепочки. С генератора сигналов на вход цепочки подаётся синусоидальный сигнал частотой 100 Гц.

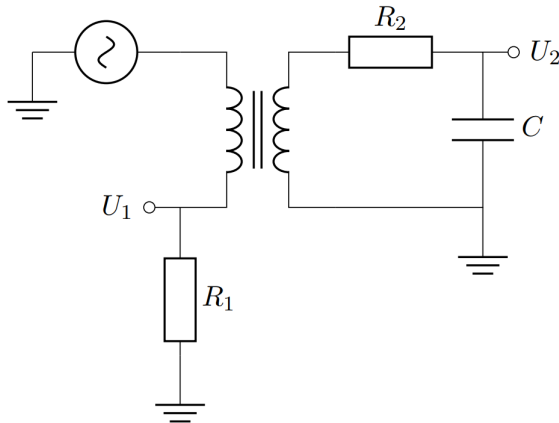


Рис. 3: Электрическая схема для наблюдения петли гистерезиса в ферромагнетике

В результате наблюдаем серию петель гистерезиса (Рис. 4):

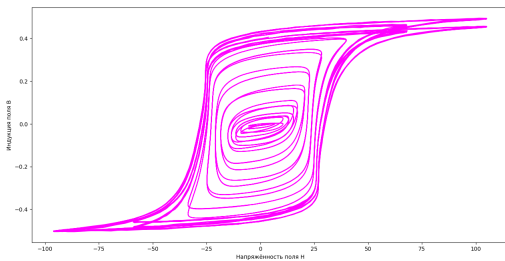


Рис. 4: Серия петель гистерезиса

В идеальной ситуации петля гистерезиса в целом и вершины петли в частности симметричны относительно начала координат. В реальном эксперименте напряжения на входных каналах всегда имеют небольшие смещения по постоянному току, поэтому петли гистерезиса и их вершины будут несимметричны относительно начала координат. Найдём координаты идеальных вершин как полуразности вершин в первом квадранте и вершин в третьем квадранте. Построим несмещённые вершины — они будут расположены на кривой начального намагничивания:

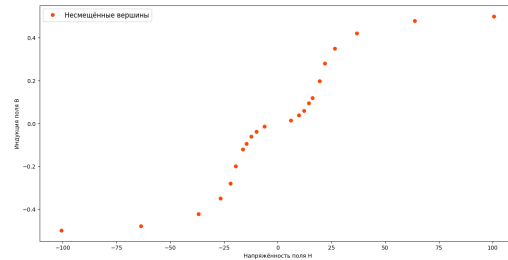


Рис. 5: Несмещённые вершины

### 3.2. Дифференциальная магнитная проницаемость

Зависимость индукции магнитного поля от напряжённости в ферромагнетике нелинейная, поэтому вместо отношения  $B$  к  $\mu_0 H$  полезнее оказывается такая характеристика магнетика как дифференциальная магнитная проницаемость:

$$\mu_d(H_0) = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}.$$

График зависимости дифференциальной магнитной проницаемости от напряжённости поля  $H_0$  (так называемая кривая Столетова) представлен на Рис. 6.

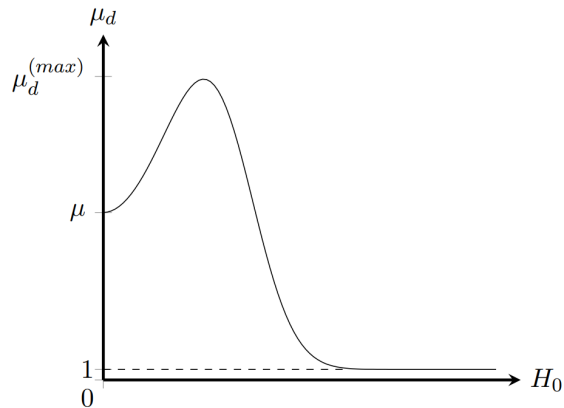


Рис. 6: Кривая Столетова

Дифференциальная индуктивность является функцией постоянного тока  $I_0$ :

$$L_d(H_0) = \frac{N^2}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{b}\right) \mu_0 \mu_d(H_0).$$

Таким образом, определив дифференциальную индуктивность катушки и зная её геометрические параметры и число витков, мы можем найти дифференциальную магнитную проницаемость  $\mu_d(H_0)$ .

Коэффициентом усиления схемы по переменному току будем называть отношение переменных составляющих напряжений  $U_2$  и  $U_1$ :

$$\hat{K}_d = \frac{\delta U_2(t)}{\delta U_1(t)}.$$