

Кафедра электроники и квантовой физики

Отчет по лабораторной работе №1

**Движение носителей заряда в электрических и  
магнитных полях**

Выполнили студенты 430 группы  
Карусевич А.А, Понур К.А.

Нижний Новгород, 2019

# Содержание

<b>1</b>	<b>Теоретическая часть</b>	<b>2</b>
1.1	Элементарная теория эффекта Холла . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Практическая часть</b>	<b>5</b>
2.1	Измерение вольт-амперной характеристики образца и его паразитного на- пряжения . . . . .	5
2.2	Определение типа основных носителей в образце . . . . .	6
2.3	Расчёт постоянной Холла и подвижности основных носителей . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Заключение</b>	<b>9</b>

# 1. Теоретическая часть

## Введение

Особенности движения носителей заряда в электрических и магнитных полях определяют специфику функционирования подавляющего большинства приборов современной микроэлектроники. Данное описание содержит краткое изложение элементарных основ теории явлений переноса носителей заряда в однородном полупроводниковом материале. При этом речь пойдет как о движении в электрических полях различной напряженности, однородно и неоднородно распределенных в пространстве, так и о движении в скрещенных электрических и магнитных полях, т.е. в условиях проявления эффекта Холла. Для работы любой радиолинии необходимо, чтобы ток возбуждения антенны на её передающем конце отображал передаваемый сигнал, т.е. необходимо каким-то образом «записать» его на токе высокой частоты.

### 1.1. Элементарная теория эффекта Холла

Анализ транспорта носителей в полупроводниковых структурах, представленный в предыдущем разделе, требует знания концентрации носителей заряда и их подвижности в материале. Эти характеристики являются важными физическими величинами, определяющими многие свойства полупроводников, например, электропроводность, теплопроводность, термо-ЭДС и др.

Концентрацию и подвижность в отдельности можно определить, зная соотношение между ними. В данной работе это соотношение устанавливается экспериментально при помощи эффекта Холла.

Эффект Холла представляет собой поперечный гальваномагнитный эффект, суть которого заключается в следующем: если поместить полупроводниковую пластину во внешнее магнитное поле  $\vec{B}$  (рис. 1) и пропустить вдоль нее ток, то вследствие смещения движущихся зарядов к одной из граней пластины возникает поперечная разность потенциалов, называемая *ЭДС Холла*. При этом (см. рис. 1.б, 1.в), носители различных знаков смещаются к одной и той же боковой грани полупроводника, поэтому с изменением типа электропроводности меняется и знак ЭДС.

С помощью эффекта Холла можно экспериментально определить тип носителей, концентрацию и подвижность в данном полупроводниковом образце. Другим важным практическим применением этого эффекта являются измерения силы тока и мощности в цепях постоянного и переменного тока (вплоть до очень высоких частот), напряженности постоянных и переменных магнитных полей, преобразование сигналов, анализ спектров и т.д.

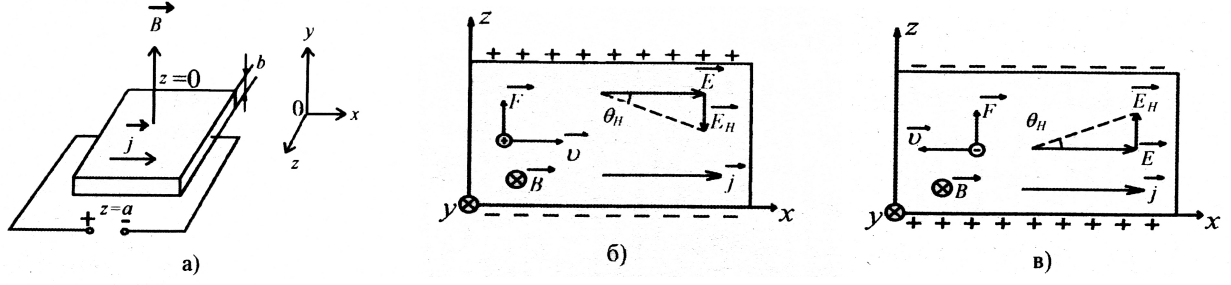


Рис. 1: Возникновение ЭДС Холла: схема эксперимента (а); смещение носителей заряда в дырочном (б) и электронном (в) полупроводниках, соответственно

Разберем эффект Холла более подробно. На рис. 1.а показан полупроводник, две плоскости которого подключены через омические (т.е. невыпрямляющие) контакты к внешней батарее. Обозначим  $\vec{j}$  плотность тока в направлении Ох. Магнитное поле  $\vec{B}$  приложено в направлении Оу. Рассмотрим электрон, двигающийся в отрицательном направлении оси Ох со средней скоростью  $\vec{v}$ . На движущийся в магнитном поле электрон действует магнитная составляющая силы Лоренца:

$$\vec{F} = -e[\vec{v}, \vec{B}].$$

В результате действия этой силы траектория электрона будет искривляться в направлении оси z, и, поскольку в этом направлении ток протекать не может, электроны будут накапливаться на боковой поверхности ( $z = \pm a$ , см. рис. 1) до тех пор, пока не установится электрическое поле  $\vec{E}_H$ , достаточное для создания силы, равной магнитной составляющей силы Лоренца, но направленной противоположно. Приравнявая эти силы, получим:

$$\vec{E}_H = [\vec{v}, \vec{B}] \quad (1)$$

Воспользуемся законом Ома в дифференциальной форме:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (2)$$

где  $\sigma = e \cdot n \cdot \mu_n$  - удельная проводимость образца,  $\mu_n = \frac{v}{E}$  - подвижность носителей. Соотношение (2) перепишем в следующем виде:

$$\vec{j} = e \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E} = -e \cdot n \cdot \vec{v} \quad (3)$$

Исключая  $v$  из соотношения (1), получим:

$$\vec{E}_H = -\frac{1}{en}[\vec{j}, \vec{B}] = R[\vec{j}, \vec{B}] \quad (4)$$

Учитывая, что полный ток через образец  $I = j a b$ , а поперечная ЭДС  $U_H = E_H a$ , получим соотношение, связывающее ЭДС Холла с величиной электрического тока:

$$U_H = R \cdot \frac{I \cdot B}{b} \quad (5)$$

Величина  $R$  называется *постоянной Холла* и определяется как

$$R = -\frac{1}{e \cdot n} \quad (6)$$

Поперечную ЭДС  $U_H$ , ток  $I$ , напряженность магнитного поля  $B$  (для немагнитных образцов) и толщину  $b$  полупроводникового образца можно измерить. Это позволяет найти численное значение постоянной Холла.

В действительности, произведенный элементарный вывод коэффициента Холла (6) неточен: в нем не учтена разница между мгновенной скоростью электронов, входящей в выражение магнитной составляющей силы Лоренца, и дрейфовой скоростью, которую электрон приобретает под действием электрического поля. Кроме того, не учитывается распределение электронов по скоростям и механизмы рассеяния носителей. Формула (6) оказывается справедливой только для металлов и вырожденных полупроводников (вырожденным называется полупроводник с очень высокой, порядка  $10^{19}$  атом/см<sup>3</sup>, концентрацией примеси). Более строгий анализ дает для невырожденных полупроводников значение  $R$ , которое отличается от выражения (6) множителем  $A$ . Если учитывать рассеяние носителей только на кристаллической решетке (взаимодействие с фононами), то  $A = \frac{3\pi}{8}$ . В общем виде постоянная Холла может быть записана как:

$$\begin{aligned} R &= -\frac{A}{n \cdot e} \text{ (для полупроводника n-типа)} \\ R &= \frac{A}{p \cdot e} \text{ (для полупроводника p-типа)} \end{aligned} \quad (7)$$

где множитель  $A$  может принимать значения от 1 до 1.7. Знак минус в формуле (7) демонстрирует, что ЭДС Холла для электронного полупроводника имеет полярность, противоположную полярности для дырочного полупроводника.

Знание электропроводности и постоянной Холла позволяет найти как концентрацию носителей, так и их подвижность.

Обозначим через холловский угол  $\theta_H$  малый угол, который образует с осью  $x$  вектор напряженности суммарного электрического поля (см. рис. 1):

$$\theta_H \cong \operatorname{tg} \theta_H = \frac{E_H}{E} \quad (8)$$

Из 8 с учетом 2 и 4 получим:

$$\theta_H = \mu_{nH} \cdot B \quad (9)$$

где  $\theta_H$ -холловский угол в проводнике n-типа, а  $\mu_{nH}$  - так называемая *холловская подвижность* электронов (индекс  $H$  указывает на метод определения подвижности). Численное значение холловской подвижности может расходиться с величиной подвижности, определенной другими методами (например, прямым способом, основанным на измерении времени распространения носителей тока по полупроводнику на определенное расстояние с

известным ускоряющим полем). Последняя называется дрейфовой подвижностью. Дрейфовую подвижность можно определить из выражения 4, если, используя выражение 7, преобразовать его к виду:

$$\vec{E}_H = -\frac{A}{en} \cdot [\vec{j}, \vec{B}] = -A \cdot \mu_{nd} \cdot [\vec{E}, \vec{B}], \quad (10)$$

где индекс d при  $\mu_{nd}$  указывает, что это дрейфовая подвижность электронов.

Из выражений (8)-(10) следует, что для электронов  $\mu_{nH} = A \cdot \mu_{nd}$ , а для дырок  $\mu_{pH} = A \cdot \mu_{pd}$ . Используя выражения (2) и (7), получим:

$$\mu_{(n,p)H} = R \cdot \sigma. \quad (11)$$

Приведенные выше выражения относились к полупроводникам, у которых концентрация неосновных носителей пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией основных (униполярная проводимость). Расчет постоянной Холла для материала со смешанной проводимостью приводит к формуле:

$$R = \frac{A}{e} \cdot \frac{n\mu_{nd}^2 - p\mu_{pd}^2}{(n\mu_{nd} + p\mu_{pd})^2}. \quad (12)$$

для собственного полупроводника ( $n = p = n_i$ ) получим:

$$R = \frac{A}{e} \cdot \frac{\mu_{nd}^2 - \mu_{pd}^2}{\mu_{nd} + \mu_{pd}} \cdot \frac{1}{n_i}. \quad (13)$$

## 2. Практическая часть

### 2.1. Измерение вольт-амперной характеристики образца и его паразитного напряжения

На рис. 2 изображена ВАХ образца. Из графика, зная закон Ома, не трудно установить значение сопротивления  $R = 3.08$  Ом. Зная размеры образца:

- длина  $l = 0.022$  м,
- ширина  $d = 0.0035$  м,
- толщина  $b = 0.00038$  м,

можем найти его удельное сопротивление  $\rho$

$$\rho = 1.86 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{м}, \quad (14)$$

а значит и обратную ей величину  $\sigma$ — удельную проводимость

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = 5.37 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}} \quad (15)$$

На рис. 3 изображена зависимость паразитного напряжения на образце от тока образца. Она понадобится нам при вычислении коэффициента Холла.

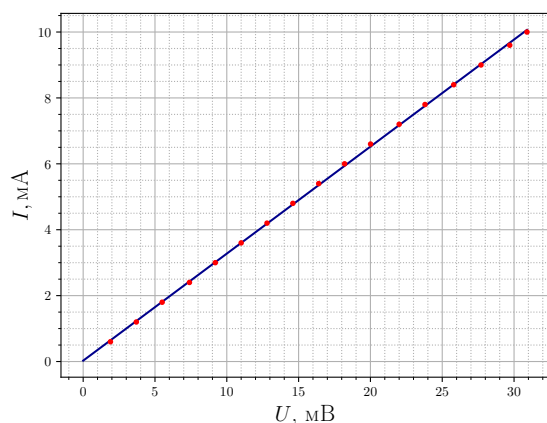


Рис. 2: Вольт-амперная характеристика образца

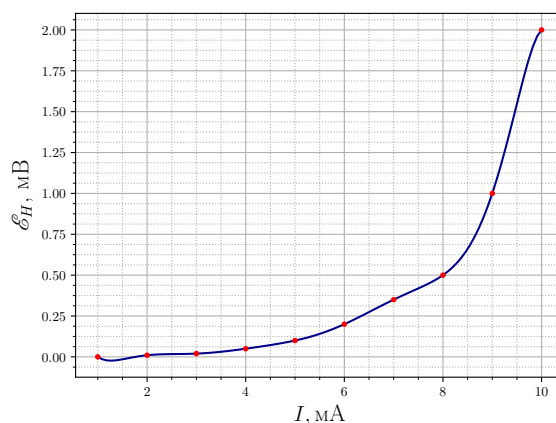


Рис. 3: Зависимость паразитного напряжения на образце от тока образца

## 2.2. Определение типа основных носителей в образце

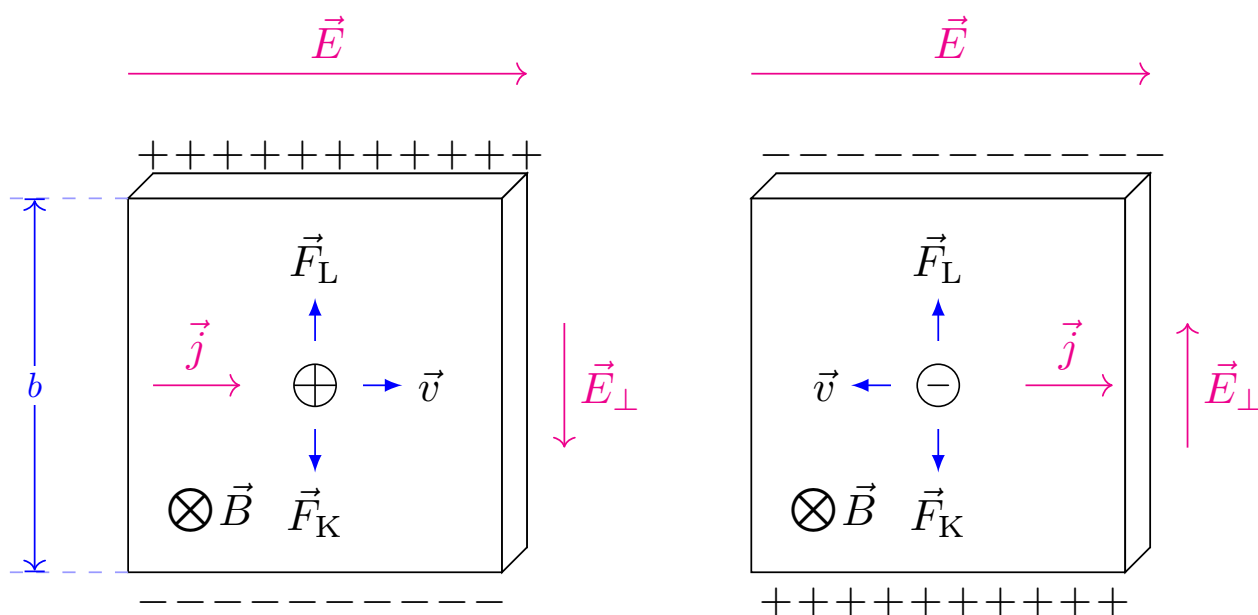


Рис. 4: Смещение носителей заряда соответственно в дырочном и электронном полупроводниках [1]

Зная направление магнитного поля и полярность клемм на ребрах образца не сложно найти тип носителей полупроводника. Рассмотрим рис. 4. Пусть поле  $\vec{B}$  направлено в плоскость рисунка, плотность тока направлена по рисунку вправо, клеммы милли-вольтметра подключены знаком «-» к нижней грани образца, а знаком «+», соответственно, к верхней грани. Тогда, если наш образец –  $p$ -полупроводник, то разность потенциалов будет положительной. В случае  $n$ -типа образца, на верхней грани потенциал станет меньше

потенциала нижней грани, а значит вольтметр покажет нам отрицательную разность потенциалов.

Эти же рассуждения можно повторить для противоположных направлений магнитного поля или плотности тока.

### 2.3. Расчёт постоянной Холла и подвижности основных носителей

Согласно формуле (5), зная величину тока или магнитного поля, можно найти<sup>1</sup> из рис.5-6 отношение постоянной Холла к его поперечному размеру.

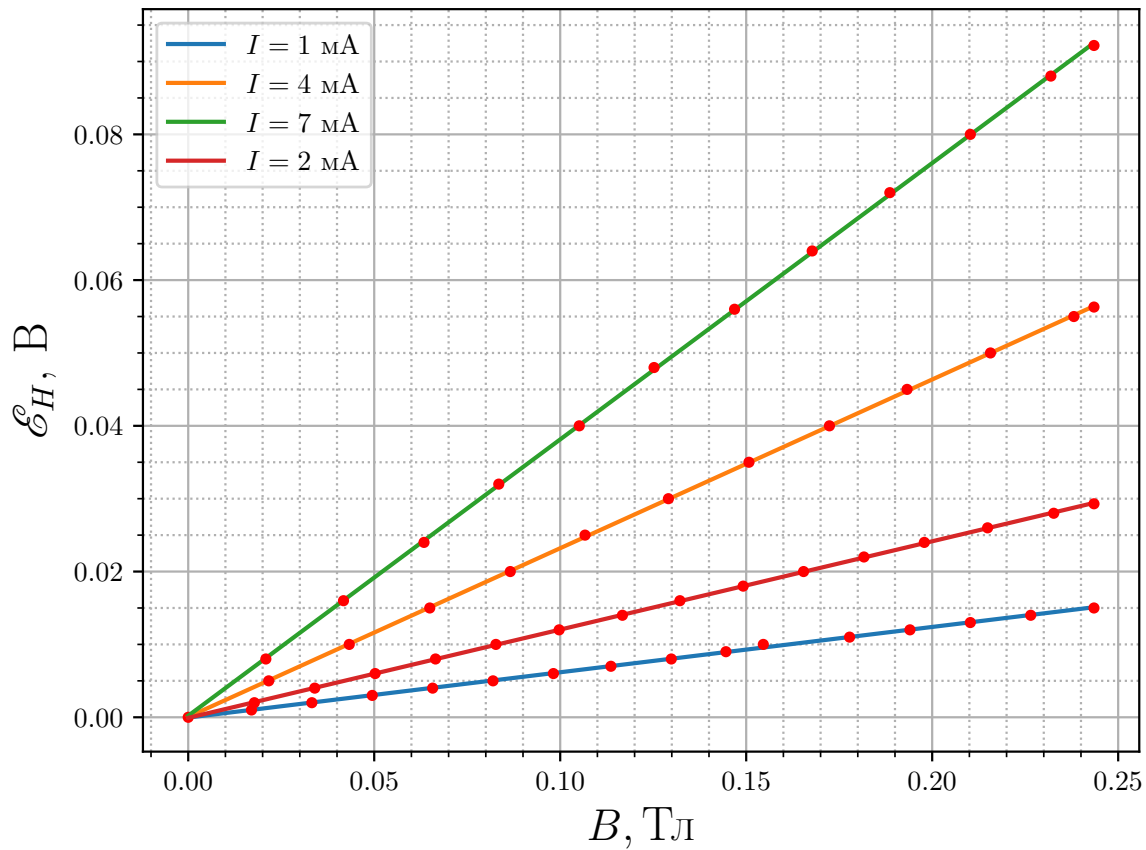


Рис. 5: Зависимость ЭДС Холла от магнитного поля при нескольких фиксированных значениях тока образца.

Из рис. 5 для четырех значений тока (индексы соответствуют значению тока):

- $R_1 = 2.36 \cdot 10^{-2} \frac{\text{м}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$
- $R_2 = 2.3 \cdot 10^{-2} \frac{\text{м}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$

<sup>1</sup>Приводить расчёты я, конечно же, не буду. Если хочется их увидеть, то они произведены в скриптах или в самом TeX-файле на моем Github'е. Очень надеюсь, ошибок в порядках нет



- $R_4 = 2.2 \cdot 10^{-2} \frac{\text{М}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$
- $R_7 = 2.06 \cdot 10^{-2} \frac{\text{М}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$ .

Чтобы точнее вычислить отношение  $\frac{\mathcal{E}_H}{I}$  в рис. 6 учитывалось паразитное напряжение, найденное выше: экспериментальные данные аппроксимировались методом наименьших квадратов с учетом веса каждой точки. Для четырех значений магнитного поля (индексы соответствуют значению магнитного поля в Гс):

- $R_{200} = 1.87 \cdot 10^{-2} \frac{\text{М}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$
- $R_{400} = 1.9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{М}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$
- $R_{600} = 1.8 \cdot 10^{-2} \frac{\text{М}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$
- $R_{900} = 1.82 \cdot 10^{-2} \frac{\text{М}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$

Посчитав значение постоянной Холла и удельной проводимости, можем оценить подвижность основных носителей в образце:

$$\mu_H = R \cdot \sigma \quad (16)$$

Усредненная по восьми значениям коэффициента Холла величина подвижности:

$$\langle \mu_H \rangle = 1.1 \cdot 10^2 \frac{\text{М}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \quad (17)$$

А из формулы (7) можем оценить концентрацию носителей:

$$\langle n \rangle = 3.61 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{М}^3} \quad (18)$$

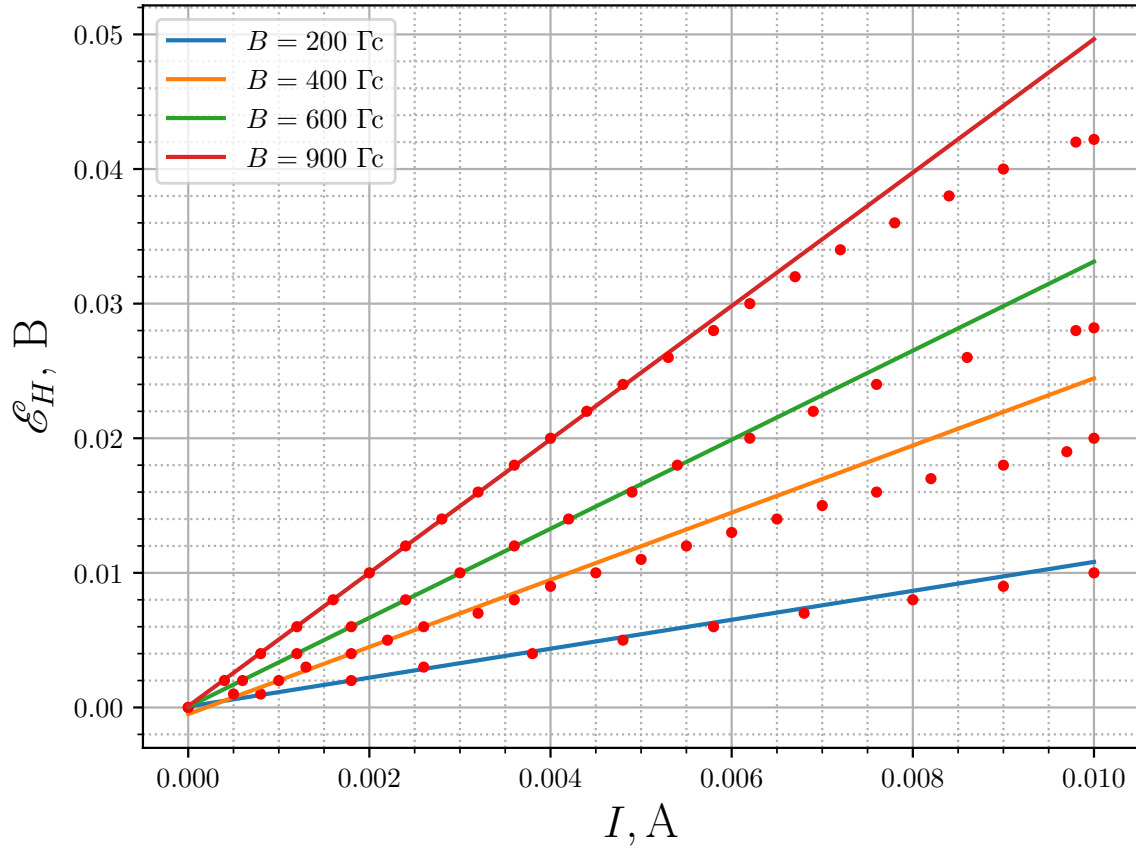


Рис. 6: Зависимость ЭДС Холла от тока образца при нескольких фиксированных значениях магнитного поля.

### 3. Заключение

В данной работе был изучен эффект Холла, определен тип носителей заряда исходного образца, а также определены следующие величины:

- $\langle R \rangle = 2.04 \cdot 10^{-2} \frac{\text{м}^3}{\text{А} \cdot \text{с}}$
- $\langle n \rangle = 3.61 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{м}^3}$
- $\langle \mu_H \rangle = 1.1 \cdot 10^2 \frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$
- $\sigma = 5.37 \cdot 10^3 \frac{\text{м}}{\text{Ом}}$ ,

где  $\langle R \rangle$  - среднее значение постоянной Холла,  $\langle n \rangle$  - среднее значение концентрации основных носителей,  $\sigma$  - удельная проводимость образца,  $\langle \mu \rangle$  - среднее значение подвижности основных носителей.

## Список литературы

- [1] Сарафанов Ф.Г. Блог «[Physics & other](#)». Н.Новгород: РФФ ННГУ, 2019.
- [2] Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
- [3] Мермин Н. Физика твердого тела. Том 1,2. М.: Мир, 1979.
- [4] Битюрин Ю.А. и др. Измерение ширины запрещенной зоны. Описание к лабораторной работе. Н.Новгород: ННГУ, 2004
- [5] Воробьев Л.Е. Механизмы рассеяния носителей заряда в полупроводниках: учебное пособие. Ленинград: ЛПИ, 1988.
- [6] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио, 1984.
- [7] Пожела. Ю. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс: Мокслас, 1989.
- [8] Бонч-Бруевич В.Л. Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.
- [9] Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа, 1976.
- [10] Кучис Е.В. Методы исследования эффекта Холла. М.: Сов. Радио, 1974.