

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ЗАДАЧА

ЭФФЕКТ ХОЛЛА

СПЕЦПРАКТИКУМ КАФЕДРЫ МАГНЕТИЗМА

МОСКВА

Для студентов специализации Наносистемы и наноустройства.

## Электропроводность в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Эффект Холла относится к гальваномагнитным эффектам, которые возникают при воздействии магнитного поля  $B$  на упорядоченно движущиеся в электрическом поле  $E$  носители заряда.

Если электропроводность материала будет  $\sigma$ , плотность электрического тока  $j$ , то в соответствии с законом Ома

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1)$$

Следует отметить, что электропроводность является тензорной величиной, которая в общем виде имеет компоненты, не равные нулю:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (2)$$

В изотропной среде имеют место быть соотношения  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz}$ . При движении носителей в скрещенных электрическом и магнитном полях на носители заряда действует сила

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}\vec{B}] \quad (3)$$

Под действием этой силы носители дрейфуют в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям.

В реальных кристаллах, когда свободный пробег (расстояние, которое носитель проходит между двумя последовательными соударениями) носителей ограничен, в слабом магнитном поле соударения не дают возможности завершить движение по циклоиде.

Уравнение движения носителей в этом случае имеет вид:

$$\frac{\partial(m\vec{v})}{\partial t} = q\vec{E} + q[\vec{v}\vec{B}] - m\vec{v}/\langle \tau \rangle, \quad (4)$$

где  $m$  - эффективная масса носителей,  $\langle \tau \rangle$  - среднее время свободного пробега.

Решая уравнение движения, получаем

$$v_y / v_x = \left( \frac{q}{m} \right) \langle \tau \rangle B_z \equiv \mu B_z, \quad (5)$$

где  $\frac{q}{m} \langle \tau \rangle$  - дрейфовая подвижность носителей тока.

Из последнего соотношения следует, что угол  $\theta$  между направлением дрейфа носителя и направлением электрического поля  $E_x$  определяется равенством:

$$\operatorname{tg} \theta = \mu B_z \quad (6)$$

Значение  $\theta = \pi/4$ , при котором  $\mu B = 1$ , считается критическим, разделяющим области слабых и сильных магнитных полей.

В сильных магнитных полях  $\mu B \gg 1$ , например,  $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ , траектория движения носителей совпадает с траекторией движения без соударений.

В слабых магнитных полях, когда сила Лоренца незначительно влияет на движение носителей заряда, гальваномагнитные эффекты в однородной среде зависят в основном от деталей доминирующих механизмов рассеяния. В сильных же магнитных полях гальваномагнитные эффекты определяются главным образом топологией поверхности Ферми.

При наличии магнитного поля в тензоре электропроводности (2) появляются недиагональные компоненты, обусловленные несовпадением направлений результирующих электрического поля и тока. В этом случае связь тока с электрическим полем описывается тензорным уравнением :

$$j_i = \sum_j \sigma_{ij}(B) E_j \quad (7)$$

С учетом принятых ранее направлений внешних полей имеем:

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_{xx}(B) E_x + \sigma_{xy}(B) E_y \\ j_y &= \sigma_{yx}(B) E_x + \sigma_{yy}(B) E_y \\ j_z &= \sigma_{zz}(B) E_z \end{aligned} \quad (8)$$

Для изотропной среды

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}(B) &= \sigma_{yy}(B) = \langle \mu(B) \rangle qn \\ \sigma_{xy}(B) &= -\sigma_{yx}(B) = \langle \mu^2(B) \rangle qn B_z \\ \sigma_{zz}(B) &= \langle \mu \rangle qn, \end{aligned} \quad (9)$$

где дрейфовая подвижность носителей заряда  $\langle \mu(B) \rangle = \left\langle \frac{\mu}{1 + \mu^2 B^2} \right\rangle$ ,

$$\langle \mu^2(B) \rangle = \frac{\mu^2}{1 + \mu^2 B^2}$$

В ряде случаев измерения выполняются при условии, что  $j$  - независимая переменная, тогда целесообразно инвертировать (7) с заменой тензора электропроводности тензором удельного сопротивления:

$$E_i = \sum_k \rho_{ik}(B) j_k \quad (10)$$

Уравнение (10) может быть представлено в развернутом виде

$$\begin{aligned} E_x &= \rho_{xx}(B) j_x + \rho_{xy}(B) j_y \\ E_y &= \rho_{yx}(B) j_x + \rho_{yy}(B) j_y \\ E_z &= \rho_{zz}(B) j_z \end{aligned} \quad (11)$$

В результате из (8), (11), с учетом (9) получим связь между компонентами тензоров электропроводности и удельного электрического сопротивления:

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \quad \sigma_{zz} = \frac{1}{\rho_{zz}} \quad (12)$$

Для обратной зависимости  $\rho_{ij} = f(\sigma_{ij})$  формулы аналогичны.

## Эффект Холла

Пусть в длинном образце электрический ток направлен вдоль его длины (рис. 1). При появлении магнитного поля  $B_z$ , перпендикулярного поверхности образца, под действием силы Лоренца носители заряда будут отклоняться в направлении  $y$  к грани образца. В результате, на одной из граней образца скапливаются отрицательные заряды, а на противоположной – положительные. Возникает поперечное электрическое поле  $E_y$  (Рис. 1), уравнивающее силу Лоренца.

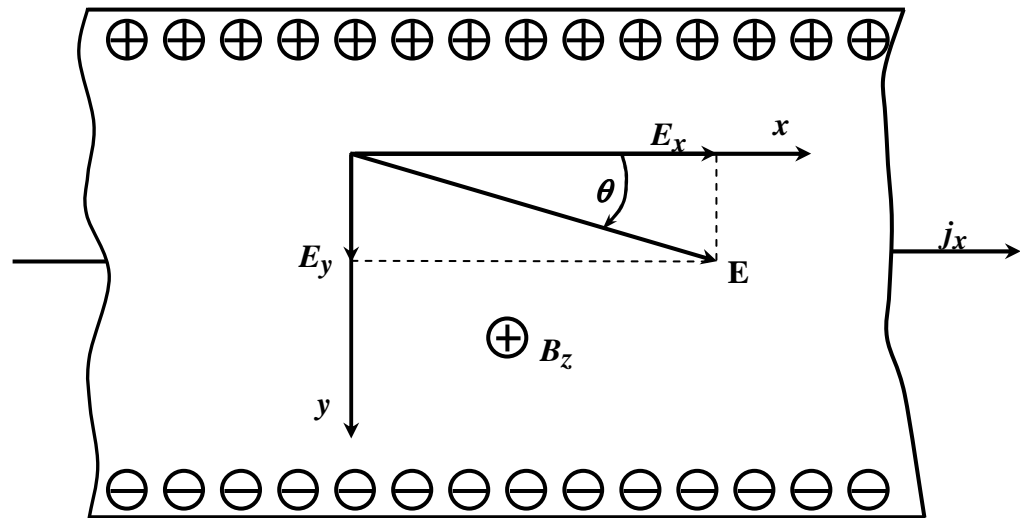


Рис.1.

В результате носители заряда будут опять двигаться вдоль направления тока  $j_x$  со средней скоростью  $v_x$ , как и в отсутствии магнитного поля, а направление электрического поля  $E$  изменится на угол Холла  $\theta$  относительно направления  $j_x$ .

В режиме ЭДС Холла ( $j_y = 0$ ) рассмотрим электропроводность и удельное электрическое сопротивление материала в магнитном поле. Из соотношений (8) и (11) получаем

$$\sigma(B) = \frac{1}{\rho(B)} = \frac{j_x}{E_x} = \frac{\sigma_{xx}(B) + \sigma_{xy}^2(B)}{\sigma_{xx}(B)} = \frac{1}{\rho_{xx}(B)} \quad (13)$$

Холловскую подвижность носителей можно оценить из соотношений (8), (9), (11):

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{E_y}{E_x} = \frac{\sigma_{xy}(B)}{\sigma_{yy}(B)} = -\frac{\rho_{xy}(B)}{\rho_{xx}(B)} = \mu_{\text{hall}}(B) B_z, \quad (14)$$

где  $\mu_{\text{hall}}(B) = \langle \mu^2(B) \rangle / \langle \mu(B) \rangle$  - холловская подвижность носителей.

Из соотношения (14) следует, что электрическое поле вдоль направления  $y$ :

$$E_y = \mu_{\text{hall}}(B) E_x B_z \quad (15)$$

Учитывая соотношения (8) и (12), имеем:

$$E_y = \frac{\sigma_{xy}(B)}{\sigma_{xx}^2(B) + \sigma_{xy}^2(B)} j_x = \rho_{yx} j_x = R_H(B) j_x B_z, \quad (16)$$

где  $R_H(B) = \frac{1}{qn} \frac{\langle \mu^2(B) \rangle}{\langle \mu(B) \rangle^2} \frac{1}{1 + \mu_{hall}^2(B_z^2)} = \frac{r_H(B)}{qn}$  - коэффициент Холла. (17)

Знаки правых сторон выражений (14) и (17) определяются типом носителей:

для электронов – «минус», для дырок – «плюс».

Сомножитель  $R_H = \frac{\langle \mu^2(B) \rangle}{\langle \mu(B) \rangle^2} \frac{1}{1 + \mu_{hall}^2(B_z^2)}$  называется фактором Холла.

### Эффект Холла в ферромагнитных материалах .

В 1879 году Эдвин Герберт Холл открыл эффект, названный его именем. В 1880 году им было обнаружено, что коэффициент Холла для железа более чем в 10 раз превышает значение коэффициента ранее исследованных образцов Ag и Au и в отличие от них положителен. Позднее Холл описал две основные особенности эффекта Холла в ферромагнетиках: ЭДС Холла не пропорциональна внешнему магнитному полю и сильно зависит от температуры.

При исследовании эффекта Холла в ферромагнетиках обычно рассматривается удельное холловское сопротивление:

$$\rho_H = \frac{E_y}{j_x} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \rho_{yx} \quad (18)$$

Так как в ферромагнитных материалах индукция является суммой магнитных индукций внешнего и внутреннего магнитных полей:  $B = \mu_0(H + I)$ , где  $I$  - намагниченность, то:

$$\rho_H = R_0 \mu_0 H_z + R_A \mu_0 I = R_0 B_z + R_s \mu_0 I, \quad (19)$$

где  $R_A = R_0 + R_s$

Коэффициент  $R_s$  связан со спин-орбитальным взаимодействием и потенциалом рассеяния, образуемым примесями, дефектами кристаллической решетки, фононами, магнонами и т.д. Коэффициенты  $R_0$  и  $R_s$  существенно различаются по величине (во многих случаях  $\frac{R_s}{R_0} \approx 10^2$ ).

Окончательно для определения холловских коэффициентов можно записать:

$$E_y = R_0(H + I) + R_s I = R_0 H + (R_0 + R_s) I = R_0 H + R_A I \quad (20)$$

В общем случае  $\frac{\Delta E_y}{\Delta B_z} = R_0 + R_s \frac{\Delta I}{\Delta B_z}$  (21)

Для величин, непосредственно измеряемых при исследовании эффекта Холла, можно записать следующие соотношения:

$$U_x = aE_x, J_x = bdj_x, U_y = bE_y, \quad (22)$$

где  $U_x, U_y$  - разности потенциалов (напряжения),  $E_x, E_y$  - электрические поля,

$a, b, d$  - длина, ширина и толщина образца, который имеет форму параллелепипеда.

$j_x$  - плотность электрического тока.

$$\text{Таким образом } U_y = -\left(\frac{b}{a}\right)\mu_{\text{hall}}U_xB_z = -\frac{1}{d}R_HJ_xB_z \quad (23)$$

Вклад в эффект Холла, пропорциональный намагниченности, получил название ферромагнитного, спонтанного или аномального эффекта Холла (АЭХ). Этот вклад существует в парамагнетиках, в ферромагнетиках выше температуры Кюри, ферри- и антиферромагнетиках, в Кондо-системах. Поэтому название «аномальный эффект Холла» является наиболее общим.

В настоящее время достаточно полно разработана теория этого явления. В этом большая заслуга отечественных ученых и, в частности, сотрудников кафедры магнетизма физического факультета МГУ, принадлежащих к школе профессора Е. И. Кондорского.

Математическое описание явлений переноса связано с установлением уравнения баланса для функции распределения, описывающей вероятность нахождения частицы в любом заданном состоянии. Уравнение баланса представляет собой сумму двух членов: полевого члена, обусловленного ускорением под действием поля, и столкновительного члена, который ограничивает это ускорение. Наиболее удобной методикой, позволяющей получить необходимые уравнения для функции распределения электронов, является метод матрицы плотности, в котором уравнение движения в обычной квантовомеханической форме после некоторого анализа могут быть сведены к кинетическим уравнениям.

Одночастичный гамильтониан электронов проводимости кристаллического ферромагнетика в нерелятивистском приближении может быть записан в виде:

$$H^{(0)} = \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r}) + R(\vec{r}), \quad (24)$$

где  $U(\vec{r})$  - периодический потенциал, создаваемый как обменным взаимодействием, так и кристаллической решеткой;  $R(\vec{r})$  - потенциал рассеяния, связанный с любыми нарушениями периодичности (примеси, тепловые колебания токов, магнитные неоднородности). Если первый член гамильтониана характеризует действие силы Лоренца, то последующие свидетельствуют о том, что имеется АЭХ, пропорциональный магнитному моменту, и приводят к созданию асимметрии при рассеянии электронов проводимости, приводящей к холловскому закручиванию в отсутствие внешнего магнитного поля. Этим двум требованиям удовлетворяет спин-

орбитальное взаимодействие. К возможным типам СОВ можно отнести собственное и несобственное. Собственное спин-орбитальное взаимодействие есть взаимодействие спина самого электрона с магнитным полем, которое создается при движении электрона по орбите. Несобственное СОВ является взаимодействием орбиты  $i$ -го электрона проводимости со спином другого  $j$ -го (локализованного или коллективизированного) электрона.

Аналогично двум моделям в теории магнетизма в теории аномального эффекта Холла существуют две модели. Первая модель соответствует зонной теории магнетизма, и в ней предполагается, что носителями АЭХ являются намагниченные электроны проводимости, холловское закручивание которых связано с действием собственного спин-орбитального взаимодействия. В рамках этой теории носителями АЭФ могут быть либо намагниченные  $d$ -подобные электроны проводимости, либо слабомагниченные  $s$ -подобные электроны. Но поскольку парциальная намагниченность  $s$ -подобных электронов много меньше намагниченности  $d$ -электронов, то рассматривается АЭХ только за счет намагниченности  $d$ -подобных электронов.

Вторая модель предполагает, что электроны, обеспечивающие магнитный момент материала, локализованы, и их подмагничивающим действием на электроны проводимости можно пренебречь. Ненамагниченные электроны проводимости являются носителями АЭХ в этом случае. Зависимость аномальной холловской проводимости от намагниченности появляется либо за счет несобственного СОВ (взаимодействие орбиты электрона проводимости со спином локализованного электрона), либо при рассеянии на магнитных неоднородностях и за счет собственно СОВ магнитных электронов внутри иона.

В рамках первой модели была решена задача о вычислении аномальной холловской электропроводности для газа блоховских намагниченных электронов при наличии малой концентрации примесей. Под влиянием СОВ при рассеянии электрона на примесном центре возникает асимметрия в вероятности рассеяния, приводящая к холловскому закручиванию. Это «ассиметричное рассеяние» (sew scattering) в низшем порядке по потенциалу рассеяния приводит к зависимости  $R_s \sim \lambda\rho$ , а в следующем – к зависимости  $R_s \sim \lambda\rho^2$ . Поэтому при низких температурах при ассиметричном рассеянии носителей тока для аномального коэффициента Холла имеем:

$$R_s = a\rho_0 + b\rho_0^2 \quad (25)$$

Значительная температурная зависимость аномального эффекта Холла заставила рассмотреть и другие возможные механизмы рассеяния, в частности на колебаниях кристаллической решетки (фононах) и на магнитных неоднородностях (магнонах). Было показано, что в первой модели основным механизмом рассеяния, определяющим температурную



зависимость, является рассеяние на фононах. Для температур выше дебаевской было получено, что  $R_s \sim \lambda \rho^2$ .

В модели II основным механизмом рассеяния является рассеяние на магнитных неоднородностях, которое приводит к следующей зависимости

$$R_s \sim \rho_M, \quad (26)$$

где  $\rho_M$  - магнитный вклад в сопротивление проводника, который при  $T < T_c$  монотонно увеличивается с повышением температуры, а при  $T > T_c$   $\rho_M = const$ .

### Побочные явления.

Точность данных, полученных при исследовании гальваномагнитных эффектов, зависит не только от тщательного анализа результатов измерений, но и от правильного учета влияния «побочные» явлений. Так, «побочные» явления вносят вклад в измеряемое суммарное напряжение на поперечных холловских контактах:

$$U_\Sigma = U_{hall} + \sum_i^n U_i, \quad (27)$$

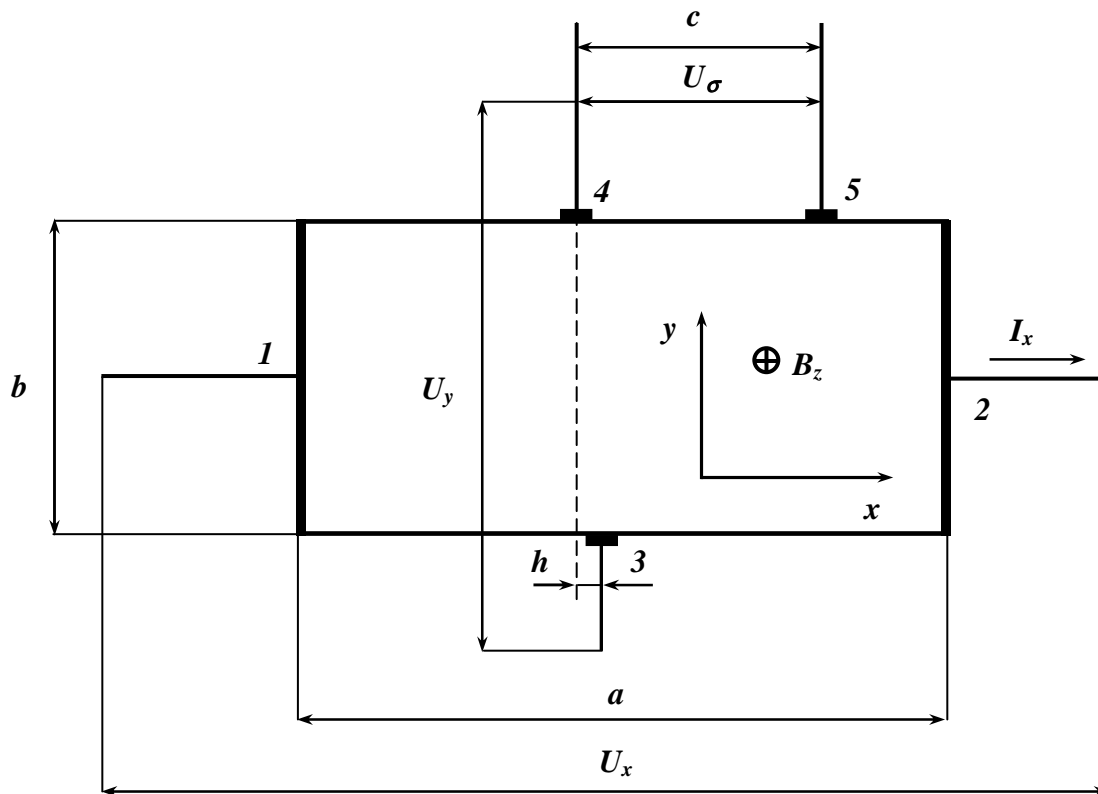


Рис.2.

где  $U_{hall}$  - ЭДС Холла,  $U_i$  - ЭДС побочных эффектов.

Рассмотрим величины, непосредственно измеряемые при исследовании эффекта Холла в режиме ЭДС Холла на примере образца, представленного на рис. 2.

Остановимся на восьми основных источниках побочных эффектов. К ним относятся:

- ЭДС асимметрии холловских контактов  $U_A$ , обусловленная падением напряжения при протекании первичного тока  $I_x$  через участок образца сопротивлением  $R_h$ , заключенного между сдвинутыми на расстояние  $h$  контактами Холла (рис. 2).
- ЭДС магниторезистивного эффекта  $U_M$ ;
- термоЭДС ( $U_T$ ), возникающая в холловской цепи на контактах подводимый провод-образец при различии температур в поперечном направлении между холловскими контактами;
- ЭДС Эттинсгаузена  $U_E$  - термо- ЭДС в цепи холловских контактов, связанная с разностью температур на холловских гранях образца, обусловленная тем, что носители, скорость которых в скрещенных полях  $E_x$  и  $B_z$  отличается от средней, отклоняются к холловским граням, причем «быстрые» носители отдают энергию решетке образца и нагревают одну холловскую грань образца, а «медленные» пополняют свою энергию за счет охлаждения решетки на другой холловской грани;
- ЭДС Нернста-Эттинсгаузена  $U_{NE}$ , отличающаяся от  $U_E$  тем, что поток носителей обусловлен не электрическим полем  $E_x$ , а тепловым  $\frac{dT}{dx}$ , причем носители, движущиеся от «горячего» токового электрода к «холодному», имеют большую энергию по сравнению с носителями, движущимися в обратном направлении;
- ЭДС Пельтье-Нернста-Эттинсгаузена  $U_{PNE}$ , отличающаяся от  $U_{NE}$  тем, что температурное поле  $\frac{dT}{dx}$  обусловлено эффектом Пельтье – выделением или поглощением теплоты при прохождении тока силы  $I_x$  через контакт токового электрода с образцом;
- ЭДС Риги-Ледюка  $U_{RL}$ , отличающаяся от  $U_{NE}$  тем, что в данном случае подразумевается термомагнитный эффект – аналог эффекта Холла, в котором продольное температурное поле  $\frac{dT}{dx}$  приводит к появлению поперечного температурного поля  $\frac{dT}{dy}$  в скрещенном магнитном поле  $B_z$ ;
- ЭДС Пельтье-Риги-Ледюка  $U_{PRL}$ , отличающаяся от  $U_{RL}$  тем, что температурное поле  $\frac{dT}{dx}$  обусловлено эффектом Пельтье.

Оценка влияния ЭДС перечисленных побочных эффектов на ЭДС Холла показывает, что самый большой вклад в измеряемую поперечную ЭДС  $U_{\Sigma}$  вносят ЭДС асимметрии  $U_A$  и термо- ЭДС  $U_T$ .

Выполняя усреднение  $U_{\Sigma}$  по двум направлениям  $E_x$  и  $B_z$ , можно исключить ЭДС всех побочных явлений, кроме трех:  $U_E$ ,  $U_{PNE}$  и  $U_{PRL}$ . Поэтому для уменьшения влияния термомагнитных эффектов, необходимо принимать тщательные меры для соблюдения изотермических условий эксперимента.

Термо- ЭДС может внести погрешность при измерении продольного напряжения проводимости  $U_{\sigma}$  при наличии температурного поля  $\frac{dT}{dx}$ , особенно в высокопроводящих образцах, когда  $U_{\sigma}$  мала.

Следует отметить, что проведенные на переходных металлах и сплавах специальные исследования показали, что  $U_E$ ,  $U_{PNE}$  и  $U_{PRL}$  составляют всего несколько процентов от ЭДС Холла. Особенно это относится к ферромагнитным металлам и сплавам.

Окончательно, для различных комбинаций направлений магнитного поля  $(+B_z, -B_z)$  и первичного тока  $(+I_x, -I_x)$  измеряем суммарные падения напряжения  $U_1, U_2, U_3, U_4$ .

$$(+B_z, +I_x) \rightarrow U_1 \quad (-B_z, +I_x) \rightarrow U_2 \quad (+B_z, -I_x) \rightarrow U_3 \quad (-B_z, -I_x) \rightarrow U_4$$

$$\text{Из этих измерений } U_{hall} + U_e + U_{PNE} + U_{PRL} = \frac{(U_1 - U_3) + (U_4 - U_2)}{4} \quad (28)$$

### Экспериментальная часть.

В данной работе исследуется ЭДС Холла в зависимости от величины намагниченности на образце сплава  $Fe_{86.6}Al_{13.4}$ . Выбор указанного сплава связан с относительно большим значением аномального эффекта Холла. Исследуемый образец имеет форму длинного параллелепипеда размером  $6 \times 12 \times 150$  мм. Расположение токоподводящих и потенциальных

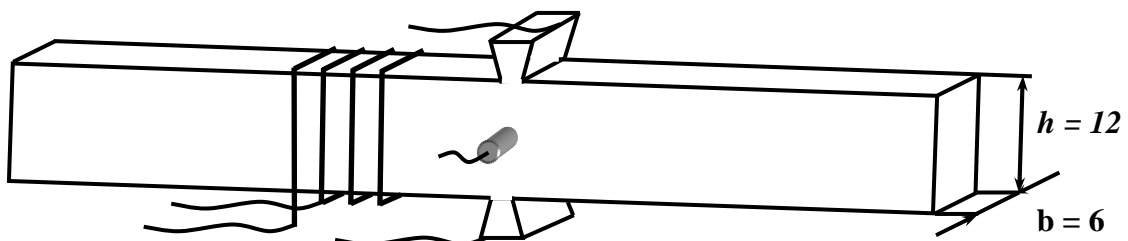


Рис.3.

электродов показано на рис. 3.

Токоподводящие и потенциальные электроды вырезаются вместе с образцом из одной пластины материала. Это обеспечивает надежность и неизменность положения контактов в процессе измерений. Столь необычная конфигурация исследуемого образца связана с измерением намагниченности образца, в частности с расположением измерительных

катушек, что позволяет измерять намагниченность на одном и том же образце что и эффект Холла.

Принципиальная схема для измерения ЭДС Холла представлена на рис. 4. Схема состоит из четырёх блоков.

Первый блок (I) необходим для создания магнитного поля  $B_z$ . Источником магнитного поля является соленоид. Постоянный ток для питания соленоида создается выпрямителем (В) с регулируемым выходом, что позволяет плавно изменять величину тока через соленоид от 0.1 А до 4.5 А. Наличие коммутатора  $K_2$  позволяет изменять направление тока через соленоид, а значит и магнитное поле с  $+B_z$  на  $-B_z$ . В выпрямителе «В» имеется отдельный выход (~), с которого можно подавать в соленоид регулируемое напряжение частотой 50 Гц. Это напряжение необходимо для размагничивания образца. Подключение к соленоиду постоянного или переменного напряжения осуществляется коммутатором  $K_1$ . Сила тока в соленоиде измеряется многопредельным ампервольтметром Ц - 4311. Величина магнитного поля внутри соленоида рассчитывается по формуле  $H = kI_x$ , где коэффициент  $K = 125$  Эрстед/Ампер.

Второй блок (II) предназначен для измерения намагниченности образца. Небольшая катушка с известным числом витков наматывается непосредственно на исследуемый образец. Намагниченность образца исследуется индукционно-импульсным методом. В качестве измерительного прибора используется измеритель Ф18 потока магнитной индукции. Намагниченность рассчитывается по формуле  $M = \frac{B-H}{4\pi}$ , где индукция магнитного поля  $B$  и напряженность  $H$  намагничивающего поля определяются экспериментально.

Третий блок (III) для создания первичного тока  $I_x$  через образец состоит из стабилизированного источника тока ТЕС – 7М с регулируемым выходом, коммутатора  $K_3$  для изменения направления тока с  $+I_x$  на  $-I_x$ . Четвёртый блок (IV) связан с измерением холловского напряжения. Основным измерительным прибором является нановольтметр В 2-38. Нановольтметр обеспечивает измерение постоянного напряжения положительной или отрицательной полярности значением от  $1 \times 10^{-9}$  В до 2 В. Клеммы, служащие для подключения нановольтметра к объекту измерения, расположены в специальном отсеке ВХОД с правой стороны передней панели. Отсек закрывается двумя створками. На передней панели нановольтметра расположены следующие переключатели и кнопки, которыми необходимо пользоваться во время измерений. Переключатель СЕТЬ для подключения прибора к питающему напряжению 220В. Переключатель имеет два положения ВКЛ и ВЫКЛ. Кнопка АВП – включение автоматического выбора поддиапазона измерения, повторное нажатие кнопки выключает этот режим. Кнопки ФИЛЬТР и ДЕМПФЕР для включения режима фильтрации сигнала и коррекции времени установления показаний.

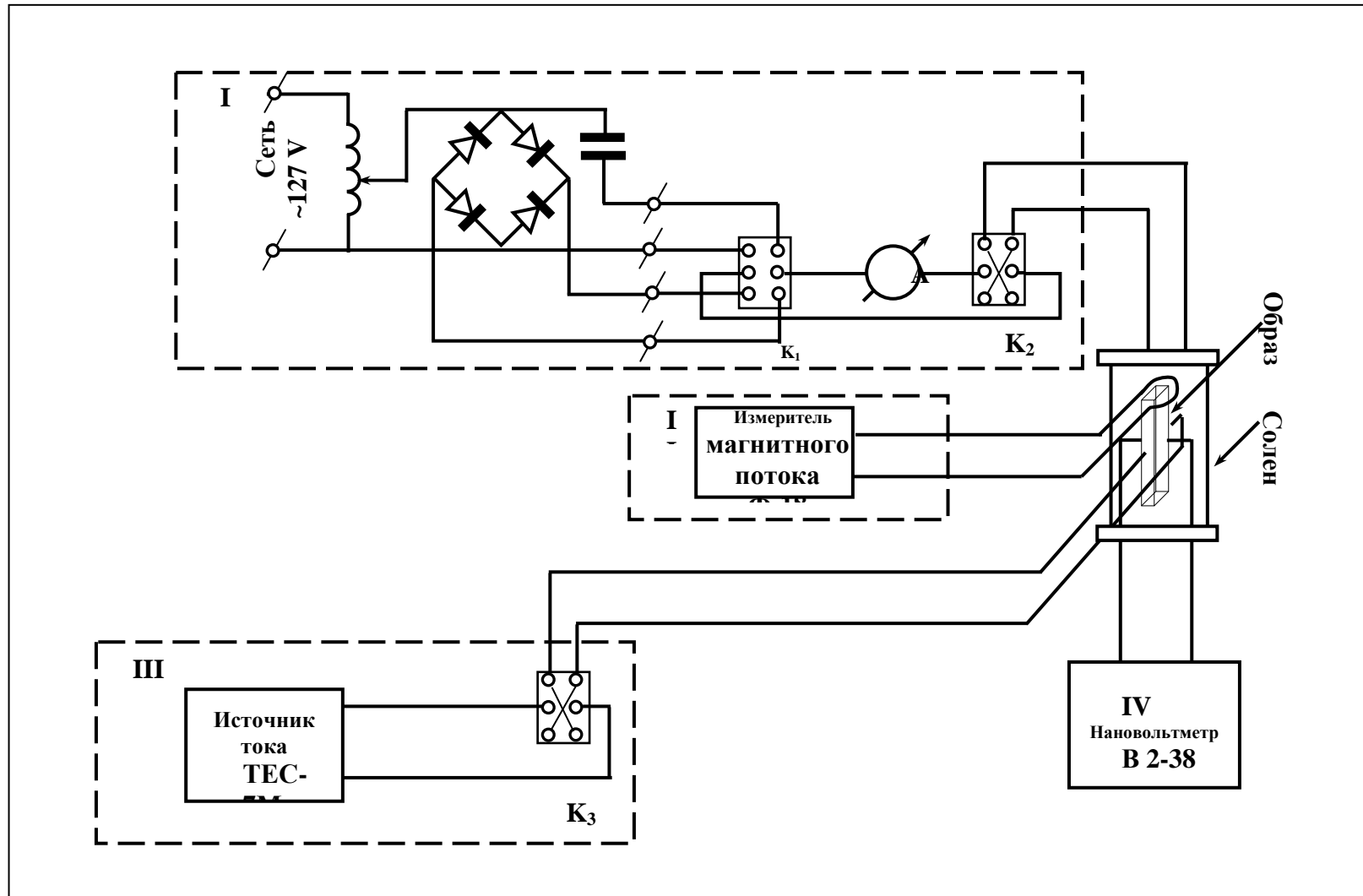


Рис.4

## ЗАДАНИЕ

Прежде чем приступить к измерениям, необходимо включить все измерительные приборы и прогреть их в течение **15** минут. Ещё через **15** минут поставить коммутатор  $K_3$ , который переключает направление первичного тока через образец, в одно из рабочих положений.

После того как все приборы прогреты и образец размагничен можно приступить к измерениям ЭДС Холла при различных значениях величины напряженности магнитного поля, начиная с 10 эрстед до 500 эрстед. Промежутки между соседними значениями магнитного поля в начале измерений должны быть не более 10 эрстед. По достижении магнитного поля в 100 эрстед промежутки между соседними значениями магнитного поля можно увеличить до 20 эрстед. Начиная с 200 эрстед, интервалы между значениями магнитного поля можно сделать равными 50 эрстед.

### **Размагничивание образца**

С помощью переключателей  $K_1$  и  $K_2$  к соленоиду необходимо подключить переменный ток (Рис 4). Амперметр Ц-4311 должен быть включен в режим измерения переменного тока. Плавно повышая напряжение на выходе источника тока, достигнуть ограничителя, а затем также плавно снизить напряжение до нуля. После размагничивания, воспользовавшись теми же переключателями ( $K_1$  и  $K_2$ ), подключить соленоид к клеммам постоянного напряжения выпрямителя. Прибор для измерения силы электрического тока Ц- 4311 переключить в режим измерения постоянного тока.

### **Измерение ЭДС Холла.**

Перед началом измерений необходимо убедиться, что величина первичного тока, источником которого является ТЕС - 7М, составляет **3** ампера. Если величина тока отлична от 3А, то необходимо регулировкой тока на передней панели прибора ТЕС-7М добиться искомого значения. Как было отмечено ранее, значительный вклад (побочный) в измеряемую величину холловского напряжения вносит напряжение, возникающее за счёт несимметрии холловских контактов. Чтобы в этом убедиться экспериментально, необходимо провести измерения (с помощью нановольтметра В 2-38) разности потенциалов в отсутствие магнитного поля ( $H=0$ ). Хотя эта разность потенциалов не используется при обработке экспериментальных данных, тем не менее, интересно сравнить полученную величину со значениями холловского напряжения в максимальном поле 500 эрстед. Легко можно будет убедиться, что они одного порядка величины.

Затем, установить первое значение тока в соленоиде, соответствующее величине магнитного поля **10** эрстед. После проведения магнитной подготовки, которая заключается в коммутации (не менее 4 позиций) тока в соленоиде при помощи коммутатора  $K_2$ , можно приступить к измерению холловского напряжения ( $E$ ). Направление магнитного поля, первичный ток через образец и напряжение  $E_1$  можно считать условно положительными, если коммутаторы  $K_2$ ,  $K_3$  зафиксированы в положениях (+), соответственно. После этого необходимо изменить направление магнитного поля на противоположное (коммутатор  $K_2$  зафиксировать в положении (-) и определить величину и знак холловского напряжения  $E_2$ . Переходя к следующим значениям магнитного поля в соленоиде, получить остальные значения измеряемой зависимости  $E = f(H)$ .

Те же самые измерения провести при другом направлении тока через образец (коммутатор  $K_3$  поставить в другое фиксированное положение) и получить соответствующие значения напряжения  $E_3$  и  $E_4$ .

Результаты измерений удобно представить в виде таблицы

### Измерение намагниченности

Намагниченность образца измеряется при тех же значениях напряженности магнитного поля, что и ЭДС Холла. Показания  $\alpha$  стрелочного индикатора прибора для измерения магнитного потока  $\Phi$ -18 внести в таблицу 1. Намагниченность образца рассчитывается по формуле

$$M = 1/4\pi (B - H) \quad (29)$$

Величина индукции магнитного поля рассчитывается из соотношения  $B = \alpha / (2 * S * n)$ , где площадь сечения измерительной катушки  $S = 0,75 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ , число витков измерительной катушки  $n = 6$ , показания прибора для измерения магнитного потока -  $\alpha$ .

Перед измерением намагниченности необходимо размагнитить образец, как это было указано ранее. Далее необходимо подготовить прибор для измерения магнитного потока  $\Phi$ -18 к измерением. Для этого необходимо переключатель рода работ поставить в положение (Ф) измерения магнитного потока. Проверить нулевое положение стрелки прибора, если стрелка указывает не нуль, то с помощью ручек «Коррекция» добиться правильного положения стрелки. После этого поставить переключатель пределов измерения в положение  $15 \mu \text{ Wb}$ , а переключатель «измерение-нуль» в положение «измерение». Если стрелка прибора начнёт дрейфовать от нулевого положения включить переключать «сухой элемент» и с помощью переменных сопротивлений коррекции «грубо» и «точно» добиться остановки движения стрелки в положении «0».

### Проведение измерений намагниченности

Включить амперметр Ц-4311 в режим измерения постоянного тока и установить первое значение постоянного тока, соответствующее значению напряженности магнитного поля 10 Э. Провести магнитную подготовку образца. Для этого коммутатором  $K_2$  произвести несколько (четыре) переключений. Далее переключатель «измерение-нуль» поставить в положение «измерение» (стрелка прибора должна располагаться в нулевом положении) и произвести переключение направления постоянного тока коммутатором  $K_2$ . Зафиксировать максимальный отброс ( $\alpha$ ) стрелки от нулевого положения. Переключатель «измерение-нуль» на приборе Ф-18 поставить в положение «нуль». Полученное значение магнитного потока  $\alpha$  записать в таблицу 1. Далее провести аналогичные измерения магнитного потока при других значениях постоянного электрического тока в соленоиде. Размеры образца и чувствительность измерительного прибора не позволяют при измерениях воспользоваться одним пределом измерений  $15 \mu \text{ Wb}$ . Поэтому в процессе измерений необходимо переключать Ф-18 на более грубые пределы измерений 75 или  $300 \mu \text{ Wb}$ .

После заполнения таблицы 1 необходимо построить графики зависимостей  $E_h = f(H)$ ,  $M = f(H)$  и  $E_h = f(M)$ . Используя соотношение (16) и выражение для плотности тока  $j = I/h$ , где  $I = 3 \text{ A}$ , и ширину пластинки  $h = 12 \text{ мм}$ , определить значение ферромагнитной постоянной Холла для данного сплава. Значения  $E_h$  и  $M$  взять при техническом насыщении сплава.





