

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет

Кафедра магнетизма

**В.Н. Прудников, Н.С. Перов,
М.В. Прудникова**

ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Спецпрактикум

Учебное пособие



МОСКВА – 2012

УДК 537(075.8)
ББК 22.334я73
П85

Рецензенты:
профессор *А.Б. Грановский*;
профессор *А.В. Ведяев*

Прудников В.Н., Перов Н.С., Прудникова М.В.

П85 **Эффект Холла:** Спецпрактикум: Учебное пособие. – М.:
МАКС Пресс, 2012. – 28 с.
ISBN 978-5-317-04286-8

Рассматриваются природа и основные методы изучения эффекта Холла в ферромагнетиках. Приведено описание установки для изучения зависимости намагниченности от механических напряжений. Изложен порядок выполнения измерений и обработки результатов. Имеется список вопросов для проверки усвоения материала.

Для студентов старших курсов бакалавриата и магистрантов по специальностям «Физика магнитных явлений» и «Физика конденсированного состояния».

УДК 537(075.8)
ББК 22.334я73

*Печатается по решению
учебно-методической комиссии кафедры магнетизма*

ISBN 978-5-317-04286-8

© Прудников В.Н., Перов Н.С.,
Прудникова М.В., 2012
© Физический факультет МГУ
имени М.В. Ломоносова, 2012

Оглавление

Электропроводность в скрещенных электрическом и магнитном полях.	4
Эффект Холла	7
Эффект Холла в ферромагнитных материалах	8
Побочные явления.	12
Экспериментальная часть.	16
З А Д А Н И Я.....	20
Размагничивание образца	20
Измерение ЭДС Холла.....	21
Измерение намагниченности	22
Проведение измерений намагниченности	23
Обработка результатов	23
Приложение 1.	24
Дополнительные вопросы	25

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 σ , 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

$$\nu_y / \nu_x = \left(\frac{q}{m} \right) < \tau > B_z \equiv \mu B_z, \quad (5)$$

где $\frac{q}{m} < \tau >$ - дрейфовая подвижность носителей тока.

Из последнего соотношения следует, что угол θ 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

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

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:

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

Уравнение (10) может быть представлено в развернутом виде

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

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

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

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

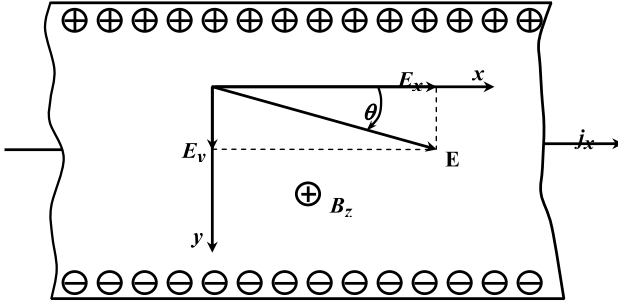


Рис.1

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.

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 θ 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

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

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

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

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

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

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

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:

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

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

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

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

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.

$$\text{Таким образом } U_y = -\left(\frac{b}{a}\right) \mu_{hall} U_x B_z = -\frac{1}{d} R_H J_x B_z \quad (23)$$

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 отсутствии 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 слабонамагниченные 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» (screw 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 ρ_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:

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

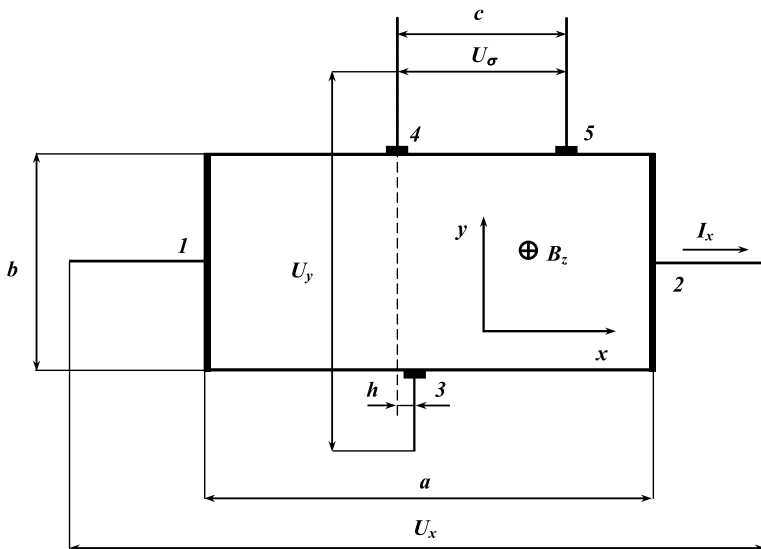


Рис.2.

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 подводящий 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 Пельте-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 Пельте.

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

Выполняя усреднение U_{Σ} 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_{σ} при наличии температурного поля $\frac{dT}{dx}$, особенно в высокопроводящих образцах, когда U_{σ} 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

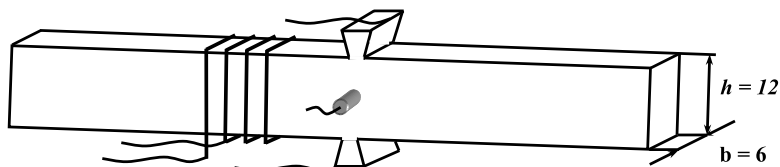


Рис.3.

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 источником постоянного тока (30В, 5А) с регулируемым выходом, что позволяет плавно изменять величину тока через соленоид от 0.1 А до 4.5 А. Величина тока контролируется по встроенным индикаторам блока питания. Наличие коммутатора K_2 позволяет изменять направление тока через соленоид, а значит и магнитное поле с $+B_z$ на $-B_z$. Кроме того, имеется блок с

автотрансформатором, с выхода которого можно подавать на соленоид регулируемое напряжение частотой 50 Гц, обеспечивающее переменный ток через соленоид. Этот переменный ток необходим для размагничивания образца. Подключение к соленоиду постоянного или переменного напряжения осуществляется коммутатором K_1 . Сила тока в соленоиде измеряется многопредельным ампервольтметром Ц - 4311. Необходимо изменять режим работы амперметра при изменении вида тока (постоянный или переменный). 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 потока магнитной индукции Ф18. 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 1×10^{-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 220V. 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.

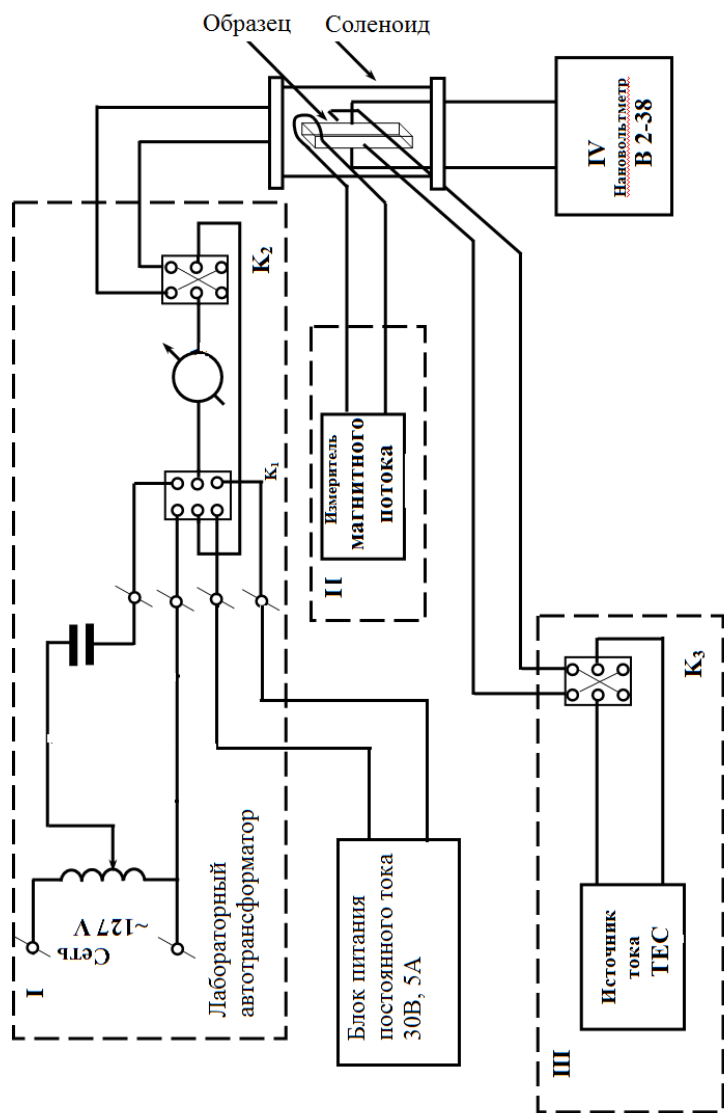


Рис.4. Блок схема установки для измерения эффекта Холла.

ЗАДАНИЯ

При подготовке к выполнению задачи необходимо расчертить таблицу для записи экспериментальных данных. Общий вид таблицы показан в приложении 1.

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 приступать 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. Плавное повышение напряжения на выходе источника тока, достигнуть ограничителя, а затем также плавно снизить напряжение до нуля. После размагничивания, воспользовавшись переключателем K_1 необходимо подключить соленоид к выходу источника постоянного напряжения. 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 нановольметра В 2-38) разности потенциалов в отсутствии 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 необходимо занести в таблицу (См. приложение 1).

Измерение намагниченности

Намагниченность образца измеряется при тех же значениях напряженности магнитного поля, что и ЭДС Холла. Показания α стрелочного индикатора прибора для измерения магнитного потока Φ -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 $B = \alpha / (2 \cdot S \cdot n)$, 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 - α .

Перед измерением намагниченности необходимо размагнитить образец, как это было указано ранее. Далее необходимо подготовить прибор для измерения магнитного потока Φ -18 к измерению. 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».

Показания прибора внести в таблицу (см. приложение 1)

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 (α) стрелки от нулевого положения. Переключатель «измерение-нуль» на приборе Ф-18 поставить в положение «нуль». Полученное значение магнитного потока α 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 $300 \mu \text{ Wb}$.

Обработка результатов

После заполнения таблицы (см. приложение 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 $I=3\text{A}$, ширина пластинки $h = 12 \text{ мм}$, определить значение ферромагнитной постоянной Холла для данного сплава. Значения E_h и M взять при техническом насыщении сплава.

ТАБЛИЦА 1.

№	I (A)	+ I		- I		E _а (μV)	H (Э)	α (μВб)		В (Гс)	М (Гс)
		E ₁ +H	E ₂ -H	E ₃ +H	E ₄ -H			шкала	показания		
1	0,1										
2	0,2										
3	0,3										
4	0,4										
5	0,5										
6	0,6										
7	0,7										
8	0,8										
9	0,9										
10	1,0										
11	1,2										
12	1,4										
13	1,6										
14	1,8										
15	2,0										
16	2,5										
17	3,0										
18	3,5										
19	4,0										
20	4,5										

Дополнительные вопросы

1. Основные характеристики электропроводности проводящих материалов.
2. Уравнение движения носителей тока в проводниках.
3. От каких величин зависит величина угла между направлением дрейфа носителя и направлением электрического поля? Рассмотреть случаи слабых и сильных магнитных полей.
4. Что такое дрейфовая подвижность носителей тока в проводнике?
5. Получить уравнения, связывающие компоненты электропроводности и удельного электрического сопротивления.
6. Что такое эффект Холла в проводнике. Объяснить зависимость эффекта Холла от параметров электрического и магнитного поля.
7. Что такое холловская подвижность носителей тока?
8. Эффект Холла в ферромагнетиках. Описать особенности двух моделей эффекта Холла в ферромагнетиках.
9. Описать "побочные" явления при измерении эффекта Холла.
10. Привести блок-схему установки для измерения эффекта Холла.
11. Описать процесс измерения холловского сопротивления

Литература.

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М., Наука, 1971.
2. Ведяев А.В., Грановский А.Б., Котельникова О.А. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. - М. Издательство МГУ, 1992. - 160с.

Учебное издание

ПРУДНИКОВ Валерий Николаевич
ПЕРОВ Николай Сергеевич
ПРУДНИКОВА Мария Валерьевна

ЭФФЕКТ ХОЛЛА
СПЕЦПРАКТИКУМ

Учебное пособие

Издательство ООО “МАКС Пресс”

Лицензия ИД N 00510 от 01.12.99 г.

Подписано в печать 30.11.2012 г.

Печать офсетная. Бумага офсетная.

Формат 60х90 1/16. Усл.печ.л. 1,74. Тираж 50 экз. Изд. № 471.

119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова,
2-й учебный корпус, 527 к.

Тел. 8-495-939-3890, 8-495-939-3891. Тел./Факс 8-495-939-3891.

Напечатано с готового оригинал-макета

Типография МГУ

119991, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 15

Заказ № 1545