

Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского

Национальный исследовательский университет

Учебно-научный и инновационный комплекс
"Новые многофункциональные материалы и нанотехнологии"

Кудрин А.В.

Гальваномагнитные свойства ферромагнитных наноструктур
(Учебно-методическое пособие)

Мероприятие 2.2. Развитие сетевой интеграции с ведущими университетами страны, научно-исследовательскими институтами Российской академии наук, предприятиями-партнерами, создание новых форм взаимодействия

Учебная дисциплина: «Спинтроника»

Специальности, направления: «Нанотехнология», «Нанотехнология в электронике», «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», «Электроника и наноэлектроника»

ННГУ, 2010

Оглавление

Список основных сокращений и обозначений	5
1. Гальваномагнитные эффекты в немагнитных материалах.....	6
2.1. Эффект Холла в ферромагнитных материалах.....	21
2.2. Магнетосопротивление в ферромагнитных материалах.....	28
3. Диагностика ферромагнитных наноструктур методом исследования их гальваномагнитных свойств	38
3.1. Субмикронные ферромагнитные металлические структуры.....	38
3.2. Полупроводниковые ферромагнитные структуры	42
Список литературы.....	76

Введение

В настоящее время ведутся активные работы по созданию и исследованию ферромагнитных наноструктур, проявляющих уникальные свойства, которые используются для создания ряда приборов нового типа, имеющих практическое применения, например для создания датчиков магнитного поля.

Наиболее ярким примером практического применения подобных структур являются считывающие головки накопителей на жестких магнитных дисках. На протяжении последних 15 лет сменилось три поколения считывающих головок, основанных на использовании следующих эффектов: анизотропии магнетосопротивления, гигантского магнетосопротивления, туннельного магнетосопротивления. Основная функциональная часть этих приборов состоит из металлических ферромагнитных слоев толщиной несколько нанометров.

В ферромагнитных металлических слоях наблюдается ряд специфических гальваномагнитных явлений, таких как аномальный эффект Холла, планарный эффект Холла, эффект анизотропии магнетосопротивления. Эти эффекты могут быть непосредственно использованы в приборных структурах, а также могут использоваться для диагностики магнитных свойств ферромагнитных металлических пленок. При этом ввиду специфики гальваномагнитных свойств тонких ферромагнитных слоев изучение вышеназванных эффектов может быть наиболее результативным способом определения магнитных характеристик исследуемых слоев. Исследования магнитных свойств тонких ферромагнитных слоев прямыми методами измерения намагниченности могут быть трудно реализуемыми, поскольку регистрируемый отклик от тонких слоев слаб, трудно отделяем от шумов и фонового сигнала, создаваемого подложкой.

Свою специфику гальваномагнитных свойств имеют ферромагнитные полупроводниковые материалы, что позволяет рассматривать такие материалы как основу для создания новых приборов, в том числе приборов спиновой электроники (спинтроники). Исследования гальваномагнитных эффектов в ферромагнитных полупроводниках позволяют определить как электрические, так и магнитные параметры таких материалов.

Учет особенностей проявления гальваномагнитных явлений в ферромагнитных материалах позволяет определить следующее:

- наличие ферромагнитных свойств у исследуемого материала;
- температуру Кюри;
- ориентацию осей легкого намагничивания;
- тип магнитной анизотропии;
- величину коэрцитивного поля,
- величины, пропорциональные остаточной намагниченности и намагниченности насыщения;
- тип носителей тока, их подвижность и концентрацию.

Таким образом, путем исследования гальваномагнитных явлений возможно достаточно полно охарактеризовать отдельные ферромагнитные слои, на основе которых могут быть созданы различные приборные структуры, причем толщина исследуемых слоев может составлять единицы нанометров (и менее).

Список основных сокращений и обозначений

АМС – анизотропное магнетосопротивление

АЭХ – аномальный эффект Холла

МС – количество примеси в дельта-слое в единицах монослоя

ОМС – отрицательное магнетосопротивление

B – индукция магнитного поля

H – напряженность магнитного поля

H_C – коэрцитивное поле

H_{CH} – величина коэрцитивного поля, оцененная по петле гистерезиса магнитолевой зависимости сопротивления Холла

M – намагниченность

M_R – остаточная намагниченность

M_S – намагниченность насыщения

M_{RH} – величина остаточной намагниченности, определенная из магнитолевой зависимости сопротивления Холла

M_{SH} – величина намагниченности насыщения, определенная из магнитолевой зависимости сопротивления Холла

p – объемная концентрация дырок

R_H – сопротивление Холла

ρ_H – удельное сопротивление Холла

R_{PH} – сопротивление Холла в случае планарного эффекта Холла

R_0 – коэффициент нормального эффекта Холла

R_S – коэффициент аномального эффекта Холла

ρ – удельное сопротивление

T_C – температура Кюри

μ_H – холловская подвижность

1. Гальваномагнитные эффекты в немагнитных материалах

Рассмотрим ряд эффектов, связанных с влиянием магнитного поля на транспорт носителей тока в проводниках (так называемые гальваномагнитные эффекты).

В квазиклассическом приближении для электрона, движущегося в кристалле под действием внешнего электрического поля \mathbf{E} , можно записать уравнение движения:

$$m^* \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -e\mathbf{E} - m^* \frac{\mathbf{V}}{\tau}, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электрона, \mathbf{V} – дрейфовая скорость электрона, τ – среднее время свободного пробега носителя тока (время релаксации) [1].

Слагаемое $m^* \frac{\mathbf{V}}{\tau}$ соответствует силе, действующей на носитель тока со стороны кристаллической решетки и определяющей торможение носителей тока в результате их рассеяния.

В случае приложения к кристаллу внешнего магнитного поля на носитель тока начинает действовать дополнительная сила – сила Лоренца ($-e[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}]$), где \mathbf{B} – внешнее магнитное поле. Следовательно, уравнение движения заряженной частицы в кристалле во внешнем электрическом и магнитном поле будет иметь вид:

$$m^* \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -e\mathbf{E} - m^* \frac{\mathbf{V}}{\tau} - e[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}]. \quad (2)$$

Пусть магнитное поле приложено к кристаллу в направлении оси z (вектор магнитного поля имеет одну компоненту $\mathbf{B} = B_z \cdot \mathbf{k}$), а электрическое поле ориентировано произвольно ($\mathbf{E} = E_x \cdot \mathbf{i} + E_y \cdot \mathbf{j} + E_z \cdot \mathbf{k}$, где $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ единичные векторы вдоль осей x, y, z).

В равновесных условиях $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = 0$ (т.е. частица движется в кристалле без ускорения) и уравнение движения заряженной частицы примет вид:

$$m^* \frac{\mathbf{V}}{\tau} = -e\mathbf{E} - e[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}]. \quad (3)$$

Соответственно проекции данного уравнения на оси x, y, z будут иметь вид:

$$m^* \frac{V_x}{\tau} = -e E_x - e V_y B_z, \quad (4a)$$

$$m^* \frac{V_y}{\tau} = -e E_y - e V_x B_z, \quad (4б)$$

$$m^* \frac{V_z}{\tau} = -e E_z. \quad (4в)$$

Поскольку плотность тока определяется как $\mathbf{J} = -en\mathbf{V}$, где n – концентрация носителей тока, \mathbf{V} – дрейфовая скорость носителей тока, то умножением каждой части уравнений (4) на заряд электрона и концентрацию электронов, получаем выражения для компонент плотности тока:

$$J_x = \frac{e^2 n \tau}{m^*} E_x - \frac{e B_z \tau}{m^*} J_y, \quad (5a)$$

$$J_y = \frac{e^2 n \tau}{m^*} E_y + \frac{e B_z \tau}{m^*} J_x, \quad (5б)$$

$$J_z = \frac{e^2 n \tau}{m^*} E_z. \quad (5в)$$

В случае отсутствия магнитного поля компоненты вектора плотности тока связаны с компонентами вектора электрического поля через величину $\sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m^*}$, характеризующую электрическую проводимость среды.

Величина $\omega = \frac{e B_z}{m^*}$ является циклотронной частотой, т.е. частотой обращения заряженной частицы в постоянном магнитном поле. Следовательно:

$$J_x = \sigma_0 E_x - \omega \tau J_y, \quad (6a)$$

$$J_y = \sigma_0 E_y + \omega \tau J_x, \quad (6б)$$

$$J_z = \sigma_0 E_z. \quad (6в)$$

Решая эту систему относительно плотности тока, можно получить связь компонентов вектора плотности тока с компонентами вектора электрического поля:

$$J_x = \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} E_x - \frac{\omega\tau\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} E_y, \quad (7a)$$

$$J_y = \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} E_y + \frac{\omega\tau\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} E_x, \quad (7б)$$

$$J_z = \sigma_0 E_z. \quad (7в)$$

Компоненты вектора плотности тока \mathbf{J} связаны с компонентами вектора электрического поля \mathbf{E} соотношением $J_i = \sigma_{ik} E_k$, где σ_{ik} – тензор проводимости, имеющий следующий вид:

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} & -\frac{\omega\tau\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} & 0 \\ \frac{\omega\tau\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} & \frac{\sigma_0}{1+(\omega\tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (8a)$$

или

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}. \quad (8б)$$

Очевидно, что при отсутствии внешнего магнитного поля тензор проводимости будет иметь только диагональные компоненты, причем $\sigma_{xx} = \sigma_{zz}$ и соотношение $J_i = \sigma_{ik} E_k$ будет выражать закон Ома для изотропной среды.

Связь компонентов электрического поля с компонентами вектора плотности тока имеет вид $E_i = \sigma_{ik}^{-1} J_k$, где σ_{ik}^{-1} тензор, обратный тензору проводимости σ_{ik} , т.е. тензор сопротивления. Тензор σ_{ik}^{-1} имеет вид:

$$\sigma^{-1}_{ik} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_0} & \frac{\omega\tau}{\sigma_0} & 0 \\ -\frac{\omega\tau}{\sigma_0} & \frac{1}{\sigma_0} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sigma_0} \end{pmatrix} \quad (9a)$$

или

$$\sigma^{-1}_{ik} = \rho_{ik} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix}. \quad (9b)$$

Следовательно, связь компонентов вектора электрического поля и компонентов вектора плотности тока имеет вид:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Рассмотрим несколько случаев взаимной ориентации в образце вектора магнитного поля и вектора плотности тока.

Случай 1. Вектор магнитного поля имеет одну компоненту $\mathbf{B} = B_z \cdot \mathbf{k}$, вектор плотности тока направлен вдоль оси x , т.е. $\mathbf{J} = J_x \cdot \mathbf{i}$ (ток течет вдоль оси x). Такая геометрия представлена на рис. 1.

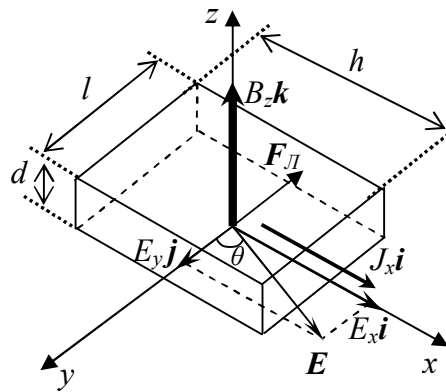


Рис. 1. Схематическое изображение образца, помещенного во внешнее магнитное поле. Магнитное поле направлено вдоль z , ток течет вдоль направления x .

В этом случае согласно (10):

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} J_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Компоненты вектора электрического поля внутри кристалла будут иметь вид:

$$E_x = \rho_{xx} J_x, \quad (12a)$$

$$E_y = -\rho_{xy} J_x, \quad (12б)$$

$$E_z = 0. \quad (12в)$$

Видно, что наличие магнитного поля, направленного перпендикулярно протекающему в кристалле току, приводит к возникновению внутри кристалла компоненты электрического поля, ортогональной направлению тока и магнитного поля, т.е. к возникновению эффекта Холла. Физический смысл данного эффекта состоит в том, что действие силы Лоренца приводит к перемещению носителей тока вдоль направления действия силы, т.е. в направлении, перпендикулярном протеканию тока. Возникающее при этом отклонение от электростатической нейтральности (в направлении перпендикулярном току) приводит к появлению электрического поля E_y , препятствующего поперечному (вдоль силы Лоренца) движению носителей и направленного перпендикулярно протекающему току.

Угол θ между компонентами электрического поля E_y и E_x – угол Холла.

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{E_x}{E_y}. \quad (13)$$

Для геометрии, представленной на рис.1, появляется компонента электрического поля E_y – поле Холла. Разность потенциалов V_H (э.д.с. Холла), возникающая на боковых гранях кристалла в результате наличия поля Холла E_y , равна:

$$V_H = E_y \cdot l, \quad (14)$$

где l – ширина кристалла. Т.е., $V_H = -\rho_{xy} \cdot J_x \cdot l = -\frac{\omega\tau}{\sigma_0} J_x l$. С учетом того, что

$\sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m^*}$ и $\omega = \frac{e B_z}{m^*}$, получается:

$$V_H = -\frac{1}{en} B_z J_x l \quad (15a)$$

или

$$V_H = R_0 \cdot B_z J_x l \quad (15b)$$

От типа носителей тока (электроны или дырки) в материале зависит направление электрического поля E_y (поля Холла), препятствующего движению носителей вдоль силы Лоренца. Следовательно, от знака носителей тока будет зависеть знак возникающей э.д.с. Холла, т.е. по знаку э.д.с. Холла возможно определения типа носителей тока.

Величина э.д.с. Холла пропорциональна напряженности магнитного поля B и плотности тока J . Коэффициент пропорциональности: $R_0 = -\frac{1}{en}$ - коэффициент Холла. Ввиду линейной зависимости э.д.с. Холла от магнитного поля при постоянном значении протекающего через образец тока, возможно определение величины коэффициента Холла в ходе экспериментальных исследований по изменению величины э.д.с. Холла с изменением магнитного поля. Определение коэффициента Холла позволяет вычислить концентрацию носителей тока ($n = -\frac{1}{eR_0}$).

Следует отметить, что рассмотрение явлений переноса носителей тока в рамках кинетической теории приводит к следующему выражению для

коэффициента Холла: $R_0 = -\frac{r_H}{en}$, где $r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}$ – холл-фактор (безразмерная

величина) [2]. Величина холл-фактора зависит от механизмов рассеяния носителей тока. В частности при рассеяниях на тепловых колебаниях решетки $r_H = 3\pi/8 = 1.18$, при рассеяниях на ионах примеси $r_H = 315\pi/512$

$=1.93 [^2, ^3]$. В случае наличия различных механизмов рассеяния носителей тока выражение для холл-фактор имеет более сложный вид и значения r_H лежат в относительно узком интервале от 1 до 2. Обычно величина r_H принимается равной 1.

Величина электропроводности материала связана с концентрацией носителей тока n через величину дрейфовой подвижности электронов μ (дрейфовой скорости, приобретаемой электроном в поле единичной напряженности) следующим образом: $\sigma = en\mu$. Следовательно, поскольку $R_0 = -\frac{1}{en}$, то можно выразить подвижность носителей тока (холловскую подвижность) через коэффициент Холла:

$$\mu_H = -R_0\sigma = -\frac{R_0}{\rho} \quad (16).$$

Следует отметить, что выражение (15b) часто представляется в следующем виде:

$$r_H = \frac{V_H}{j_x l} = R_0 \cdot B_z = r_{xy} \quad (17a),$$

где r_H удельное сопротивление Холла. Если d – толщина исследуемого образца, то сопротивление Холла:

$$R_H = \frac{r_H}{d} = \frac{R_0 \cdot B_z}{d} = R_{xy} \quad (17b).$$

Согласно (12a) компонента электрического поля вдоль направления протекания тока пропорциональна компоненте ρ_{xx} тензора проводимости. При длине образца h разность потенциалов V , возникающая на боковых гранях образца вдоль направления тока (падение напряжение на образце), равна:

$$V = E_x \cdot h \quad (18a)$$

с учетом (12a)

$$V = \rho_{xx} J_x h \quad (18b)$$

следовательно, сопротивление образца равно:

$$R = \rho_{xx} h = R_{xx} \quad (18B)$$

т.е. пропорционально величине ρ_{xx} . Компонента ρ_{xx} тензора проводимости согласно (9a) равна $\frac{1}{\sigma_0}$, т.е. в явном виде не зависит от магнитного поля.

Величина $\sigma = en\mu$, характеризующая электрическую проводимость среды, пропорциональна подвижности носителей тока. Без магнитного поля носитель тока движется вдоль внешнего электрического поля и за единицу времени проходит определенный путь λ . В присутствии внешнего магнитного поля, перпендикулярного электрическому, на носитель тока действует сила Лоренца, что приводит к отклонению носителя тока от первоначальной траектории (как рассматривалось выше). Поэтому в этом случае путь, проходимый частицей за единицу времени λ_B , меньше, что равносильно уменьшению дрейфовой скорости носителя (т.е. подвижности), а, следовательно, и проводимости.

Таким образом, наличие внешнего магнитного поля, ориентированного перпендикулярно протекающему току, приводит к увеличению электрического сопротивления, т.е. возникает эффект магнетосопротивления (магниторезистивный эффект).

Более детальное рассмотрение эффекта магнетосопротивления [3] дает квадратичную зависимость изменения сопротивления от магнитного поля, т.е.:

$$\frac{R_{xx}(B) - R_{xx}(0)}{R_{xx}(0)} \sim B^2 \quad (19).$$

Случай 2. Пусть вектор магнитного поля имеет одну компоненту $\mathbf{B} = B_z \cdot \mathbf{k}$, а вектор плотности тока направлен также вдоль оси z , т.е. $\mathbf{J} = J_z \cdot \mathbf{k}$ (ток течет вдоль оси z), т.е. направления магнитного поля и тока совпадают. Такая геометрия представлена на рис. 2.

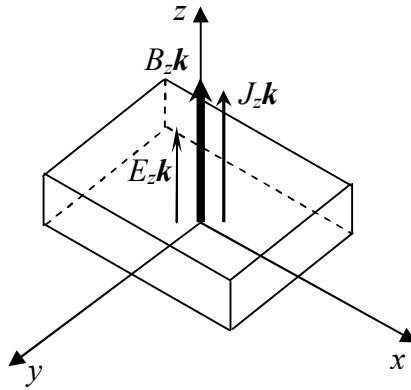


Рис. 2. Схематическое изображение кристалла, помещенного во внешнее магнитное поле. Магнитное поле направлено вдоль z , ток течет также вдоль направления z .

В этом случае согласно (10):

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ J_z \end{pmatrix} \quad (20)$$

Компоненты вектора электрического поля внутри кристалла будут иметь вид:

$$E_x = 0 \quad (21a)$$

$$E_y = 0 \quad (21б)$$

$$E_z = \rho_{zz} J_z \quad (21в)$$

В случае, когда направление магнитного поля совпадает с направлением движения носителей тока, сила Лоренца отсутствует (т.к. в этом случае векторное произведение $[\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}]$ равно нулю), следовательно, эффект Холла отсутствует. (Сила Лоренца действует также на носители тока, имеющие компоненту тепловой скорости \mathbf{v} , направленную перпендикулярно магнитному полю \mathbf{B} . Это действие магнитного поля, усредненное по распределению скоростей теплового движения, в термодинамическом равновесии равно нулю.)

Поскольку отсутствует сила Лоренца, то проводимость вдоль направления протекания тока также не зависит от магнитного поля.

Следовательно, в рамках рассматриваемой модели гальваномагнитных явлений эффект магнетосопротивления в этом случае отсутствует. Однако рассмотрение гальваномагнитных эффектов в рамках зонной теории показывает [2, 3], что в некоторых случаях возможно продольное магнетосопротивление, т.е. магниторезистивный эффект, возникающий в случае сонаправленной ориентации магнитного поля и протекающего в кристалле тока. Это связано с анизотропией изоэнергетических поверхностей для носителей тока в кристаллах.

Случай 3. Особый интерес представляет следующий случай взаимной ориентации магнитного поля и тока: вектор магнитного поля имеет одну компоненту $\mathbf{B} = B_z \cdot \mathbf{k}$, а вектор плотности тока расположен в плоскости x - z , т.е. $\mathbf{J} = J_x \cdot \mathbf{i} + J_z \cdot \mathbf{k}$. Ось y перпендикулярна плоскости образца. Такая геометрия представлена на рис. 3.

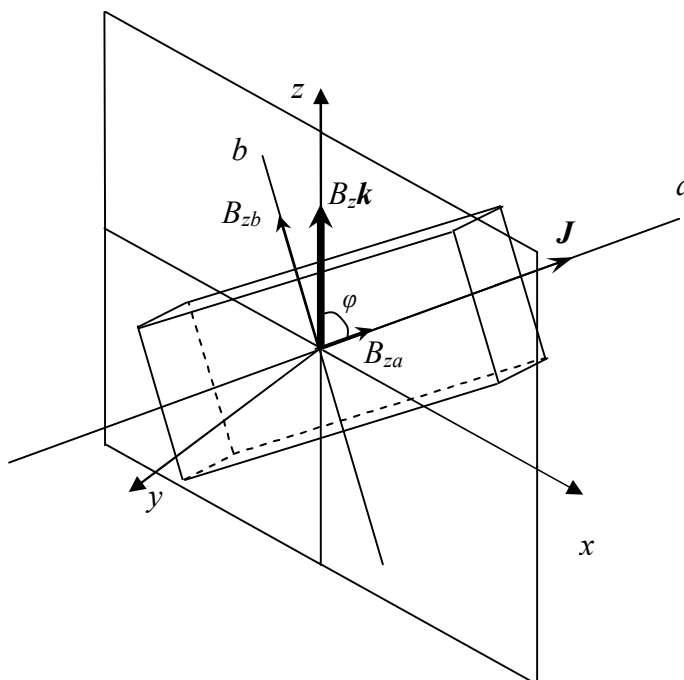


Рис. 3. Схематическое изображение образца, помещенного во внешнее магнитное поле. Магнитное поле направлено вдоль z , ток течет в плоскости x - z .

Пусть a – ось, совпадающая с направлением тока, b – ось, перпендикулярная направлению тока, φ – угол между направлением

магнитного поля и направлением протекания тока. Найдем электрическое поле вдоль направления b .

Фактически этот вариант взаимного расположения векторов магнитного поля и тока является модификацией рассмотренного выше **случая 2** взаимной ориентации в кристалле вектора магнитного поля и вектора плотности тока, с отличием в том, что кристалл повернут вокруг оси y на угол φ . Рассматриваемый случай имеет практический интерес. В условиях реального эксперимента рассматриваемая ситуация соответствует случаю, когда магнитное поле расположено в плоскости исследуемой структуры (например полупроводникового слоя), составляет с направлением пропускаемого тока угол φ , а измеряется напряжение на образце в направлении, перпендикулярном току.

С учетом рассмотренных случаев 1 и 2 взаимной ориентации в образце вектора магнитного поля и вектора плотности тока можно предположить следующее. Вектор магнитного поля B_z может быть разложен на компоненту B_{zb} , перпендикулярную направлению тока, и компоненту B_{za} , параллельную направлению тока. Компонента B_{zb} приведет к появлению э.д.с. Холла вдоль оси y и магниторезистивному эффекту в направлении протекания тока (случай 1), а компонента B_{za} не должна влиять на перераспределение электрического поля в образце (случай 2). Следовательно, электрическое поле вдоль оси b не должно появляться. Найдем выражения для компонент электрического поля в рассматриваемом случае (Рис. 4, ось y перпендикулярна плоскости рисунка).

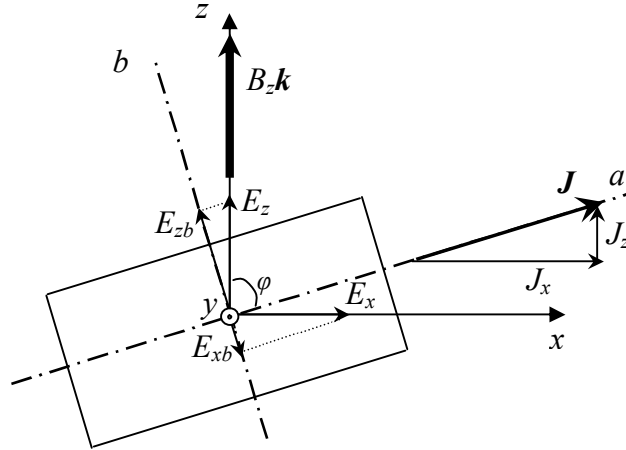


Рис. 4. Схематическое изображение образца, помещенного во внешнее магнитное поле. Магнитное поле направлено вдоль z , ток течет в плоскости x - z . Ось y перпендикулярна плоскости рисунка.

В этом случае согласно (10):

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} J_x \\ 0 \\ J_z \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Компоненты вектора электрического поля внутри образца будут иметь вид:

$$E_x = \rho_{xx} J_x \quad (23a)$$

$$E_y = -\rho_{xy} J_x \quad (23б)$$

$$E_z = \rho_{zz} J_z \quad (23в)$$

Компонента E_y , соответствует полю Холла, возникающему в направлении (в данном случае вдоль оси y) перпендикулярном направлениям электрического и магнитного поля. Поскольку $J_x = J_a \sin \varphi$, то $E_y = -\rho_{xy} J_a \sin \varphi$.

Компоненты электрического поля E_x и E_z могут быть спроецированы на ось b :

$$E_{xb} = E_x \cos \varphi = \rho_{xx} J_x \cos \varphi \quad (24a)$$

$$E_{zb} = E_z \sin \varphi = \rho_{zz} J_z \sin \varphi \quad (24б)$$

Таким образом, вдоль оси b возникает электрическое поле E_b равное $E_{zb} - E_{xb}$, т.е.:

$$E_b = E_{zb} - E_{xb} = \rho_{zz} J_z \sin \varphi - \rho_{xx} J_x \cos \varphi \quad (25)$$

С учетом того, что $J_x = J_a \cdot \sin \varphi$ и $J_z = J_a \cdot \cos \varphi$:

$$E_b = (\rho_{zz} - \rho_{xx}) J_a \sin \varphi \cos \varphi \quad (26)$$

Если $\rho_{xx} = \rho_{zz}$, то согласно (25) электрическое поле в направлении, перпендикулярном направлению протекания тока (вдоль оси b), равно нулю. Однако, наличие магниторезистивного эффекта приводит к различию в компонентах тензора сопротивления ρ_{xx} и ρ_{zz} , и, следовательно, к появлению электрического поля вдоль оси b .

Таким образом, подобно эффекту Холла, в рассматриваемом случае (магнитное поле расположено в плоскости протекания тока) возникает разность потенциалов в направлении, перпендикулярном направлению тока. Данный эффект получил название *планарного* эффекта Холла. В отличие от эффекта Холла, возникающая в этом случае э.д.с. (пропорциональная полю E_b) не является линейной функцией магнитного поля (15). Характер магнитолевой зависимости э.д.с. планарного эффекта Холла определяется эффектом магнетосопротивления, в частности, э.д.с. планарного эффекта Холла может быть пропорциональна квадрату магнитного поля (см. выражение (19)).

Найдем величину электрического поля в направлении оси a . Проекции компонентов электрического поля E_x и E_z на ось a равны:

$$E_{xa} = E_x \sin \varphi = \rho_{xx} J_x \sin \varphi \quad (27a)$$

$$E_{za} = E_z \cos \varphi = \rho_{zz} J_z \cos \varphi \quad (27b)$$

Таким образом, вдоль оси a возникает электрическое поле E_a , равное $E_{za} + E_{xa}$, т.е.:

$$E_a = E_{za} + E_{xa} = \rho_{zz} J_z \cos \varphi + \rho_{xx} J_x \sin \varphi \quad (28)$$

Т.к. $J_x = J_a \cdot \sin \varphi$ и $J_z = J_a \cdot \cos \varphi$:

$$E_a = \rho_{zz} J_a \cos^2 \varphi + \rho_{xx} J_a \sin^2 \varphi \quad (29a)$$

или

$$E_a = \rho_{zz} J_a + (\rho_{xx} - \rho_{zz}) J_a \cos^2 \varphi \quad (29б)$$

Выражение (29) определяет магниторезистивный эффект в направлении протекания тока для рассмотренного случая (т.к. падение напряжения вдоль протекания тока пропорционально полю E_a).

2. Гальваномагнитные эффекты в ферромагнитных материалах

При движении внутри кристалла носители тока взаимодействуют с кристаллической решеткой, что приводит к их рассеянию и возникновению электросопротивления. Основными механизмами рассеяния носителей являются: рассеяние на ионах примеси (ρ_I – вклад в величину удельного сопротивления от этого механизма) и рассеяние на фононах, т.е. на тепловых колебаниях решетки (ρ_{Ph}). Для металлов эти компоненты аддитивно складываются [4] и справедливо следующее приближенное выражение:

$$\rho(T) = \rho_I + \rho_{Ph}(T) \quad (30)$$

В магнитоупорядоченных материалах также существует значительный вклад в сопротивление (ρ_M), связанный с рассеянием носителей тока на магнитных рассеивающих центрах. Такой тип рассеяния имеет квантовомеханическую природу и связан с взаимодействием спинового момента электрона проводимости с орбитальным моментом другого электрона, т.е. связан со спин-орбитальным взаимодействием.

Поскольку величина ρ_M связана с магнитными свойствами материала, то она является функцией температуры и внешнего магнитного поля. Таким образом, для магнитных материалов:

$$\rho(T) = \rho_I + \rho_{Ph}(T) + \rho_M(B, T) \quad (31)$$

Для ферромагнитных материалов компонента ρ_M преимущественно определяется не магнитным полем, а собственной намагниченностью M материала, т.е. $\rho_M = \rho_M(M)$, которая, в свою очередь является функцией внешнего магнитного поля и температуры.

Если обозначить $\rho_I + \rho_{Ph}(T) = \rho_0$, то удельное сопротивление ферромагнетика может быть представлено в виде:

$$\rho = \rho_0 + \rho_M(M) \quad (32a)$$

Как обсуждалось выше, удельное сопротивление является тензорной величиной, и в магнитном поле компоненты тензора сопротивления зависят

от величины магнитного поля, что связано с появлением эффекта Холла и эффекта магнетосопротивления ($\rho_0 = \rho_0(B)$). Следовательно, для ферромагнитного материала:

$$\rho = \rho_0(B) + \rho_M(M) \quad (32б)$$

Тензор сопротивления в магнитном поле будет иметь вид:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{xx}(B_z) + \rho_{xx}(M_z) & \rho_{xy}(B_z) + \rho_{xy}(M_z) & 0 \\ -(\rho_{xy}(B_z) + \rho_{xy}(M_z)) & \rho_{xx}(B_z) + \rho_{xx}(M_z) & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz}(B_z) + \rho_{zz}(M_z) \end{pmatrix} \quad (33)$$

Используемый вид тензора сопротивления получен для случая ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси z . В общем случае в ферромагнетике направление вектора намагниченности может не совпадать с направлением вектора внешнего магнитного поля, что может привести к появлению дополнительных ненулевых компонент в тензоре сопротивления даже для случая, когда направление внешнего магнитного поля совпадает с осью z . Будем считать, что направление вектора намагниченности также совпадает с осью z .

2.1. Эффект Холла в ферромагнитных материалах

Как рассматривалось выше, при протекании тока вдоль оси x и ориентации магнитного поля вдоль оси z , в кристалле возникает электрическое поле (поле Холла), равное $E_y = -\rho_{xy}J_x$, следовательно, для ферромагнитного материала с учетом (32) поле Холла будет иметь вид:

$$E_y = -\rho_{xy}J_x - \rho_{xy}(M)J_x \quad (34)$$

Величина $-\rho_{xy}$ пропорциональна внешнему магнитному полю ($-\rho_{xy} = R_0B_z$, см. выражения (14) и (15)), коэффициент пропорциональности – это коэффициент Холла R_0 . Экспериментальные исследования показали, что добавочное слагаемое $\rho_{xy}(M)$ в диагональную компоненту тензора проводимости ферромагнетика пропорционален намагниченности материала.

Величина $-\rho_{xy}(M)$ по аналогии с величиной $-\rho_{xy} = R_0 B_z$ может быть представлена в виде:

$$-\rho_{xy}(M) = R_S M, \quad (35)$$

где R_S коэффициент пропорциональности.

Таким образом, выражение для поля Холла в ферромагнетике имеет вид:

$$E_y = R_0 B_z J_x + R_S M J_x. \quad (36)$$

Выражение для сопротивления Холла согласно (17b) будет иметь вид:

$$R_H = \frac{R_0 B_z}{d} + \frac{R_S M}{d} \quad (37a)$$

или для удельного сопротивления Холла:

$$r_H = R_0 B_z + R_S M \quad (37b).$$

Таким образом, в зависимости сопротивления Холла от магнитного поля в ферромагнитных материалах наряду со слагаемым, соответствующим обычному (нормальному) эффекту Холла, имеется слагаемое, пропорциональное намагниченности материала и соответствующее так называемому *аномальному* эффекту Холла. В этом случае R_S – коэффициент аномального эффекта Холла. Коэффициенты нормального R_0 и аномального R_S эффекта Холла могут иметь разные знаки. Выражение вида (37) применяется для описания эффекта Холла как в ферромагнитных металлах, так и в ферромагнитных полупроводниках.

Аномальный эффект Холла (АЭХ), в отличие от нормального эффекта Холла, не связан с действием силы Лоренца на движущиеся в магнитном поле носители заряда, а связан с особенностями взаимодействия носителей тока с кристаллической решеткой ферромагнетика и магнитными рассеивающими центрами [5, 6, 7].

В неферромагнитных материалах электропроводность осуществляется ансамблем носителей тока, где количество носителей с ориентацией спина в одном направлении N^+ равно числу носителей с противоположной

ориентацией спина N^- . Для ферромагнитных материалов результирующая самопроизвольная намагниченность связана со снятием вырождения по спину в системе электронов проводимости в результате наличия обменного взаимодействия [2]. Следовательно, в ферромагнитных материалах преобладают носители тока с определенной ориентацией спина, например $N^+ > N^-$, т.е. электропроводность в ферромагнетиках осуществляется поляризованными по спину носителями тока.

В ферромагнетиках возможны механизмы отклонения и рассеяния спин-поляризованных носителей тока, которые приводят к их движению в направлении, перпендикулярном протеканию тока, причем движение носителей тока с различной спиновой поляризацией происходит в противоположные направления [6, 7]. Возможны несколько механизмов отклонения носителей тока:

1. *Собственный* механизм отклонения носителей (intrinsic deflection). Спин-орбитальное взаимодействие носителей с периодическим полем ферромагнитного кристалла приводит к возникновению компоненты их скорости, перпендикулярной приложенному внешнему электрическому полю (рис. 5а). Теоретические расчеты показывают, что для этого механизма коэффициент аномального эффекта Холла R_S пропорционален квадрату удельного сопротивления ($R_S \sim \rho^2$). Такой механизм отклонения носителей связан только с зонной структурой материала и в силу этого не зависит от особенностей рассеяния носителей тока.

2. *Угловое рассеяние* носителей (skew scattering). Возможно асимметричное рассеяние носителей на примесях в материале вследствие присутствия спин-орбитального взаимодействия между носителями и рассеивающей примесью (рис. 5б) [8]. Величина вклада от асимметричного рассеяния зависит от типа рассеивающего потенциала. Было показано, что в этом случае коэффициент R_S пропорционален первой степени удельного сопротивления ($R_S \sim \rho$).

3. *Боковое рассеяние* (side-jump scattering). При данном механизме рассеяния происходит смещение траектории носителей при рассеянии на примеси, но направление траектории сохраняется (рис. 5в) [8]. Механизм также связан со спин-орбитальным взаимодействием. В этом случае коэффициент аномального эффекта Холла пропорциональна квадрату удельного сопротивления ($R_S \sim \rho^2$).

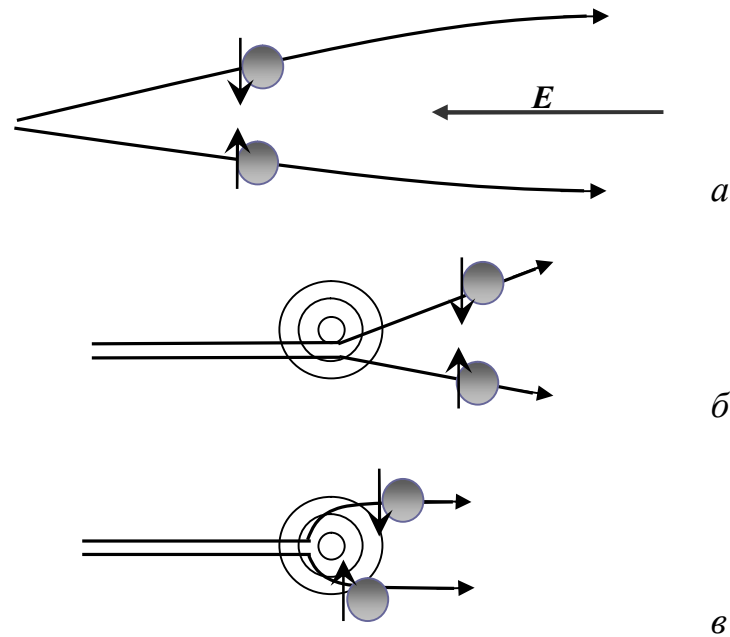


Рис. 5. Иллюстрация механизмов рассеяния носителей с различной спиновой поляризацией, приводящих к возникновению аномального эффекта Холла: *а* – собственное отклонение носителей, *б* – угловое рассеяние носителей, *в* – боковое рассеяние носителей.

Поскольку в ферромагнетике имеется различие в количестве носителей заряда с разными ориентациями спинов (например, носителями тока являются электроны и $N_e^+ > N_e^-$), то в результате таких отклонений носителей тока в материале происходит разделение зарядов и, следовательно, возникает электрическое поле, перпендикулярное направлению протекания тока – поле Холла (рис. 6).

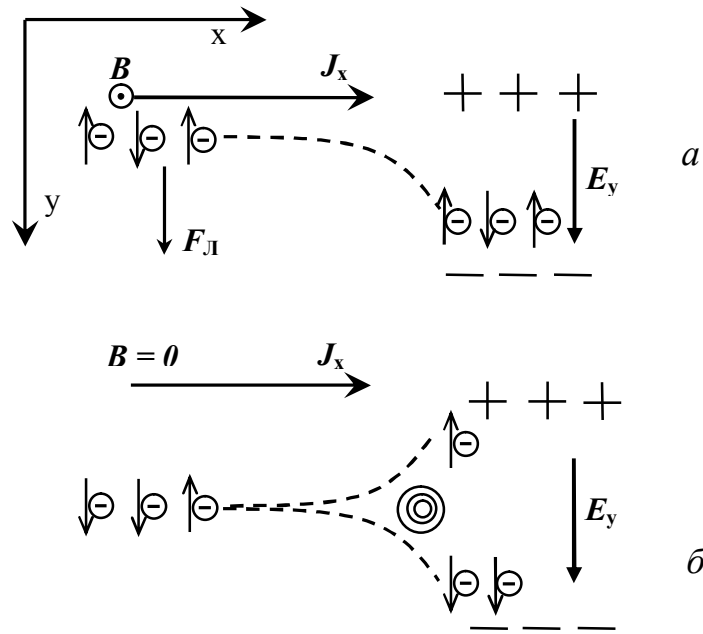


Рис. 6. Иллюстрация возникновения поля Холла в случае нормального и аномального эффекта Холла. *a* – нормальный эффект Холла. *б* – аномальный эффект Холла.

В общем случае коэффициент аномального эффекта Холла связан с удельным сопротивлением структуры (ρ) следующим соотношением:

$$R_S = c \cdot \rho^n, \quad (38)$$

где c – константа. Показатель степени n зависит от механизма рассеяния носителей заряда. Обычно при анализе экспериментальных данных значение n принимается равным 1 или 2.

В системе СИ напряженность магнитного поля H (внешнее поле) и магнитная индукция B (поле внутри материала) имеют различную размерность. Размерность H - [А/м], размерность B - [Тл] (Тесла). Напряженность и индукция связаны соотношением $B = \mu\mu_0 H$, где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м), μ – магнитная проницаемость материала (безразмерная величина). Для немагнитных материалов, в том числе полупроводников, $\mu \approx 1$. Для ферромагнитных металлов μ может значительно отличаться от единицы. Для магнитных полупроводников (речь о которых пойдет ниже) реальные значения магнитной

проницаемости обычно неизвестны и принимается $\mu \approx 1$, следовательно, в этом случае $B = \mu_0 H$. Следовательно, выражение для сопротивления Холла имеет вид $R_H = \frac{R_0 B}{d} + \frac{R_S M}{d} = \frac{R_0 \mu_0 H}{d} + \frac{R_S M}{d} = R_H(H)$. В ходе экспериментов величина сопротивления Холла измеряется в [Ом], величина магнитного поля в [Тл], а размерность коэффициента Холла R_0 - [$\text{м}^3/\text{Кл}$].)

На рис. 7 представлен типичный для ферромагнетика вид зависимости намагниченности M от внешнего магнитного поля H .

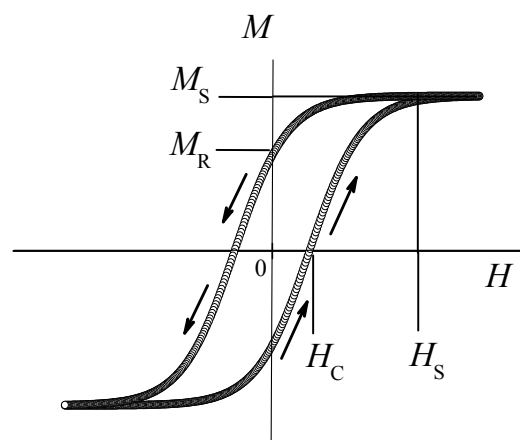


Рис. 7. Типичная зависимость намагниченности M ферромагнетика от внешнего магнитного поля H . Стрелками указано направление изменения магнитного поля H .

Для ферромагнетиков зависимость $M(H)$ имеет гистерезисный характер. Зависимость характеризуется следующими параметрами: M_S – максимальное значение намагниченности материала (**намагниченность насыщения**), M_R – величина намагниченности в нулевом внешнем магнитном поле (**остаточная намагниченность**), H_S – величина внешнего магнитного поля, при котором ферромагнетик намагничивается до насыщения, H_C – величина внешнего магнитного поля, необходимого для размагничивания ферромагнетика до нуля (**коэрцитивное поле**).

Поскольку зависимость сопротивления Холла R_H от магнитного поля содержит слагаемое, пропорциональное намагниченности структуры (слагаемое аномального эффекта Холла в выражении (37)), то зависимость

сопротивления Холла R_H от внешнего магнитного поля H обычно отражает ход магнитолевой зависимости намагниченности $M(H)$.

На рис. 8 представлено схематичное изображение зависимости удельного сопротивления Холла (очевидно, что зависимость для сопротивления Холла $R_H(H)$ имеет аналогичный вид) от магнитного поля для ферромагнитного материала. Зависимость имеет нелинейный характер и возможно появление гистерезиса, что является следствием характера зависимости намагниченности структуры от магнитного поля ($M(H)$).

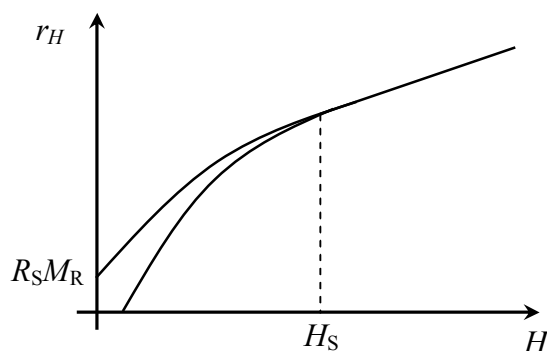


Рис. 8. Схематичное изображение зависимости $r_H(H)$ для ферромагнитного материала.

При достижении намагниченности насыщения M_S в магнитном поле H_S (рис. 8) слагаемое, соответствующее аномальному эффекту Холла в выражении (37), становится константой, не зависящей от магнитного поля $R_S M = R_S M_S$. Дальнейший ход зависимости сопротивления Холла от магнитного поля будет определяться слагаемым, соответствующим нормальному эффекту Холла, а зависимость $R_H(H)$ станет линейной. По наклону линейного участка зависимости $R_H(H)$ может быть определен нормальный коэффициент Холла.

Вычитанием линейной части, соответствующей нормальному эффекту Холла, из зависимости $R_H(H)$ можно получить магнитолевую зависимость слагаемого $R_S M$ в выражении (37), соответствующего аномальному эффекту Холла. С учетом того, что $R_S = c \cdot \rho^n$ можно определить вид магнитолевой зависимости намагниченности материала для случая магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости образца.

Значение сопротивления Холла в нулевом магнитном поле $r_H(0)$ равно $R_S M_R$, т.е., пропорционально величине остаточной намагниченности M_R (рис. 8).

Следовательно, исследования эффекта Холла в ферромагнетиках позволяют определить как электрические характеристики материала (тип носителей тока, их концентрацию и подвижность), так и магнитные свойства.

2.2. Магнетосопротивление в ферромагнитных материалах

Как отмечалось выше, в случае аномального эффекта Холла значение сопротивления Холла может отличаться от нуля даже в отсутствии внешнего магнитного поля. Поскольку компонента тензора сопротивления, отвечающая за возникновение эффекта Холла, согласно выражению (33) имеет вид $\rho_{xy} = \rho_{xy}(B) + \rho_{xy}(M)$, то в нулевом магнитном поле эта компонента тензора сопротивления определяется остаточной намагниченностью ($\rho_{xy} = \rho_{xy}(M_R) = \rho_{xy}(M_S)$). В целом тензор сопротивления для ферромагнитных материалов в отсутствии внешнего магнитного поля будет иметь вид:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{xx}(M_{Rz}) & \rho_{xy}(M_{Rz}) & 0 \\ -\rho_{xy}(M_{Rz}) & \rho_{xx}(M_{Rz}) & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz}(M_z) \end{pmatrix} \quad (39a)$$

или

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{\perp}^0 & \rho_H^0 & 0 \\ -\rho_H^0 & \rho_{\perp}^0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel}^0 \end{pmatrix}, \quad (39b)$$

где введены обозначения: $\rho_{xy}(M_{Rz}) = \rho_H^0$, $\rho_{xx}(M_{Rz}) = \rho_{\perp}^0$, $\rho_{xy}(M_{Rz}) = \rho_{\parallel}^0$. Эти обозначения символизируют то, что компонента ρ_H^0 отвечает за возникновение аномального эффекта Холла определяемого величиной

остаточной намагниченности; компонента ρ_{\perp}^0 определяет сопротивление в отсутствие внешнего магнитного поля, когда направление тока перпендикулярно направлению намагниченности; компонента ρ_{\parallel}^0 определяет сопротивление в отсутствие внешнего магнитного поля, когда направление тока совпадает с направлением намагниченности.

В случае, когда внешнее магнитное поле, намагниченность структуры и протекаемый ток направлены вдоль одной оси (например, вдоль оси z аналогично рассмотренному выше случаю 2 взаимной ориентации внешнего магнитного поля и тока в немагнитной структуре), электрическое поле вдоль оси z будет равно $E_z = \rho_{zz} J_z$. Следовательно, сопротивление структуры вдоль оси z будет определяться величиной ρ_{zz} . С учетом (33) $E_z = (\rho_{zz}(B_z) + \rho_{zz}(M_z)) J_z$. Поскольку продольное магнетосопротивление обычно мало (слагаемым $\rho_{zz}(B_z)$ можно пренебречь), то магнетосопротивление будет определяться величиной $\rho_{zz}(M_z(H_z)) = \rho_{\parallel}$. Как говорилось выше, появление дополнительных слагаемых $\rho_M(M)$ (т.е. $\rho_{xx}(M), \rho_{xy}(M), \rho_{zz}(M)$) в тензоре проводимости для ферромагнитного материала (выражения (32) и (33)) связано с особенностями рассеяния носителей тока на магнитных рассеивающих центрах. Для ферромагнетиков характерно то, что внешнее магнитное поле приводит к уменьшению величины рассеяния данного вида и, следовательно, к уменьшению величины дополнительных слагаемых $\rho_M(M)$. Поэтому для ферромагнетика внешнее магнитное поле, в отличие от немагнитного материала, приводит к уменьшению сопротивления, т.е. для ферромагнитных материалов характерно *отрицательное* магнетосопротивление (ОМС). Эффект ОМС может наблюдаться и выше температуры Кюри, поскольку внешнее магнитное поле уменьшает степень разориентации магнитных рассеивающих центров также и для парамагнетика.

Отрицательное магнетосопротивление часто качественно объясняется тем, что во внешнем магнитном поле происходит ориентирование магнитных моментов рассеивающих центров, что уменьшает рассеяние на них носителей тока. Поскольку после намагничивания ферромагнитного материала до насыщения магнитные моменты рассеивающих центров приобретают окончательную ориентацию, то влияние такого механизма ОМС должно значительно ослабевать. В определенных ферромагнитных материалах, например железе, действительно наблюдается насыщение магнитолевой зависимости сопротивления при полном намагничивании материала. На рис. 9 представлены магнитолевые зависимости намагниченности и сопротивления железа, полученные в работе [8].

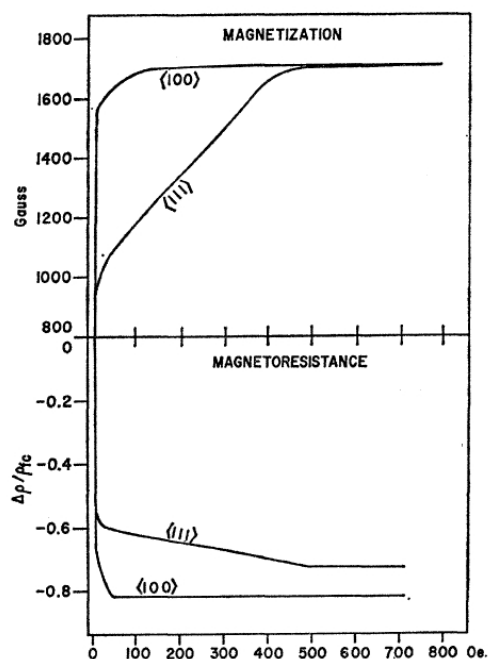


Рис. 9. Магнитолевые зависимости намагниченности и сопротивления железа для двух кристаллографических осей [8].

Также ОМС имеет объяснение в рамках зонной теории в 3d металлах (или переходных металлах, таких как Ni, Fe, Co, Cr, Mn) и сплавах на их основе. Особенностью зонной структуры таких материалов является то, что уровень Ферми расположен внутри перекрывающихся в энергетическом спектре d и s зон, следовательно, в проводимости могут участвовать носители тока как из d , так и s зоны. На рис. 10а приведено схематическое

изображение распределения электронов по энергиям для переходных металлов выше температуры Кюри.

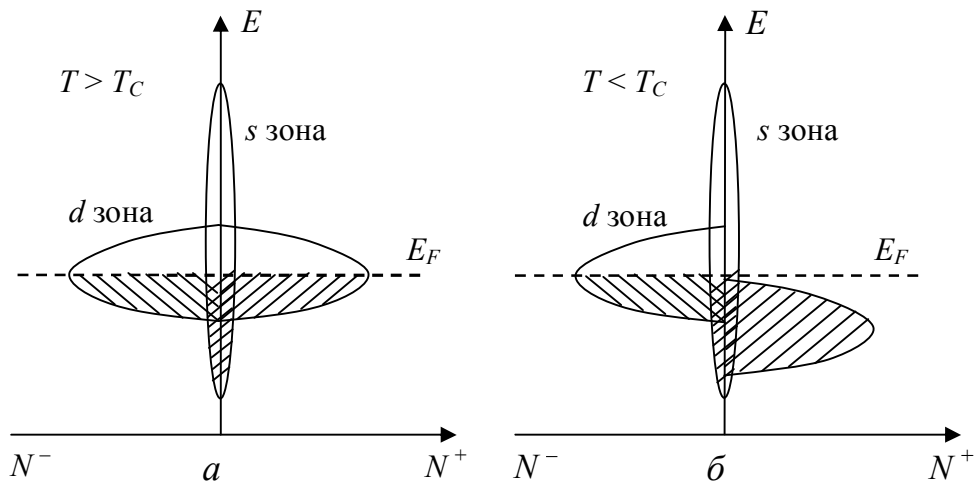


Рис. 10. Схематическое изображение распределения электронов по энергиям для ферромагнитных переходных металлов.

Энергетическая полоса для s зоны значительно шире, чем для d зоны, т.е. в s зоне могут находиться носители тока с большим разбросом по энергии, но плотность состояний для s зоны значительно меньше, чем для d зоны, т.е. фактически «вместимость» (для носителей тока) s зоны меньше. Это приводит к тому, что основная часть носителей проводимости находится в d зоне. Выражение для проводимости в рассматриваемом случае имеет вид:

$$\sigma_0 = \frac{e^2 n_d \tau_d}{m_d^*} + \frac{e^2 n_s \tau_s}{m_s^*}, \quad (40)$$

где индексы s и d относятся к носителям тока, локализованным в s и d зонах соответственно. Как обсуждалось выше, концентрация носителей в d зоне значительно выше, чем в s зоне ($n_d \gg n_s$). Однако электроны в d зоне сильнее связаны с ионным остовом, что приводит к значительно большей эффективной массе, чем у носителей s зоны ($m_d^* \gg m_s^*$). Поэтому подвижность носителей в s зоне значительно выше ($\mu_s \gg \mu_d$) и,

следовательно, проводимость определяется электронами, локализованными в

$$s \text{ зоне } \left(\frac{e^2 n_s \tau_s}{m_s^*} \gg \frac{e^2 n_d \tau_d}{m_d^*} \right).$$

В ферромагнитных переходных металлах при температурах ниже температуры Кюри обменное взаимодействие (ответственное за возникновение магнитного упорядочения) приводит к расщеплению d зоны на подзоны для электронов со спинами различной ориентации (условно со спинами $+$ и $-$). В результате этого подзона d зоны для электронов с определенной спиновой ориентации при низких температурах может оказаться полностью заполненной (рис 10б), следовательно, эта подзона перестает участвовать в переносе тока, что приводит к перераспределению электронов проводимости между s и d зонами.

Количество носителей тока в s зоне увеличивается, что вызывает увеличение проводимости материала, т.е. уменьшению его сопротивления. Подобный эффект также наблюдается в антиферромагнитном Mn: при температурах ниже температуры Нееля происходит переход к антиферромагнитному упорядочению, что сопровождается перераспределением носителей тока между s и d зонами и увеличением проводимости (рис. 11).

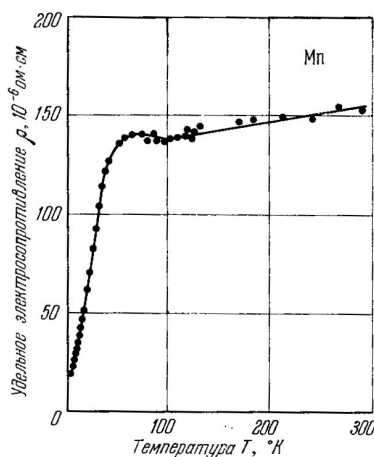


Рис. 11. Температурная зависимость удельного сопротивления марганца [4].

Аналогичное перераспределение носителей между s и d зонами происходит во внешнем магнитном поле: концентрация носителей в s зоне

увеличивается, следовательно, сопротивление уменьшается, т.е. наблюдается эффект отрицательного магнетосопротивления. Такой механизм также может приводить к ОМС при температурах выше температуры Кюри. Особенностью данного механизма магнетосопротивления является отсутствия насыщения даже в высоких магнитных полях. На рис. 12 представлены зависимости магнетосопротивления при различных температурах для сплава Гейслера Fe_2CrAl (сплавом Гейслера называется сплав, содержащий переходные металлы) при различных температурах, полученные в работе [9]. Отрицательное магнетосопротивление наблюдается также при температуре выше T_C (234 K).

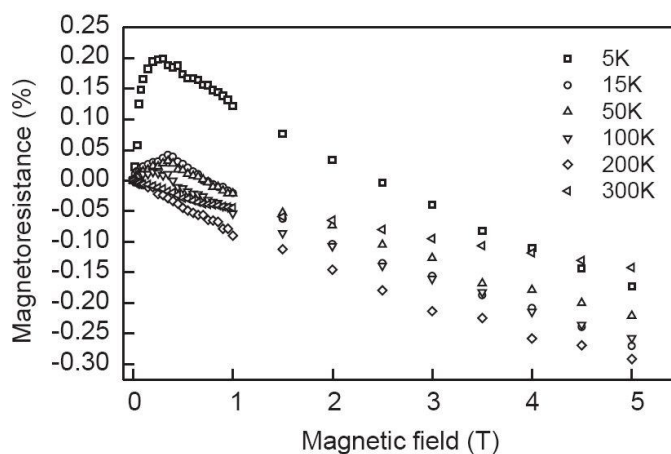


Рис. 12. Температурная зависимость удельного сопротивления марганца [9].

В случае взаимноперпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля и направления протекания тока на носители тока действует сила Лоренца, что, как рассматривалось выше, приводит к уменьшению подвижности носителей тока и, следовательно, к появлению положительного магнетосопротивления. В ферромагнитных материалах также имеется данный эффект уменьшения подвижности носителей тока в результате появления силы Лоренца, однако эффекты, вызывающие отрицательное магнетосопротивление, доминируют.

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле и намагниченность структуры направлены вдоль одной оси (пусть вдоль оси z), а протекаемый ток расположен в плоскости x - z (аналогично рассмотренному выше случаю 3

взаимной ориентации внешнего магнитного поля и тока в немагнитной структуре).

Ранее были получены выражения для электрического поля E_b в направлении, перпендикулярном направлению протекания тока (выражение (26)) и электрического поля E_a в направлении протекания тока (выражение (29)).

В ферромагнитном материале $\rho_{zz} = \rho_{zz}(B_z) + \rho_{zz}(M_z(H_z))$, $\rho_{xx} = \rho_{xx}(B_z) + \rho_{xx}(M_z(H_z))$. Как упоминалось выше, в ферромагнетике доминируют магниторезистивные эффекты, связанные со спецификой рассеяния носителей тока на магнитных центрах, следовательно, $\rho_{zz} = \rho_{zz}(M_z(H_z)) = \rho_{\parallel}$, $\rho_{xx} = \rho_{xx}(M_z(H_z)) = \rho_{\perp}$. С учетом этого выражения (26) и (29) будут иметь вид:

$$E_b = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})J_a \sin \varphi \cos \varphi \quad (41)$$

$$E_a = \rho_{\parallel}J_a + (\rho_{\perp} - \rho_{\parallel})J_a \cos^2 \varphi \quad (42)$$

Поскольку сопротивление $R \sim \frac{E}{J}$, то сопротивление в направлении тока и в направлении, перпендикулярном току, будет определяться выражениями:

$$R_b \sim \frac{(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})}{d} \sin \varphi \cos \varphi \quad (43)$$

$$R_a \sim \frac{\rho_{\parallel}}{d} + \frac{(\rho_{\perp} - \rho_{\parallel})}{d} \cos^2 \varphi, \quad (44)$$

где d – толщина исследуемого образца.

В ферромагнитных материалах величина спин-орбитального взаимодействия между носителями и рассеивающими магнитными центрами, а, следовательно, и величина рассеяния носителей, зависит от угла между намагниченностью образца и направлением протекания тока [10]. Поэтому, величины ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} в ферромагнетике значительно различаются, т.е. присутствует анизотропия сопротивления относительно направления протекания тока.

При фиксированном направлении вектора намагниченности M значения ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} зависят от величины намагниченности (следовательно, и от величины внешнего магнитного поля H). Если направление внешнего магнитного поля не совпадает с направлением намагниченности, то в этом случае с увеличением напряженности внешнего магнитного поля может изменяться ориентация намагниченности (материал намагничивается вдоль внешнего поля), что также вызовет изменение величин ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} . Также ферромагнитные материалы обычно обладают сильной магнитной анизотропией. Намагниченность $M(H)$ ферромагнитного кристалла стремится ориентироваться вдоль определенных кристаллографических направлений – осей легкого намагничивания, т.е. для намагничивания материала до насыщения вдоль таких направлений требуется меньшее внешнее поле, чем для намагничивания вдоль других кристаллографических направлений [11]. Кроме того, эквивалентных осей легкого намагничивания может быть более одной. Все это приводит к сильной анизотропии сопротивления ферромагнетика относительно ориентации направления тока и направления внешнего магнитного поля, следовательно, для ферромагнетика характерна сильная *анизотропия магнетосопротивления*. В результате этого зависимости магнетосопротивления для ферромагнетиков часто имеют два различающихся участка. На рис. 13 представлены зависимости магнетосопротивления для Ni при ориентации внешнего магнитного поля вдоль направления тока и перпендикулярно току.

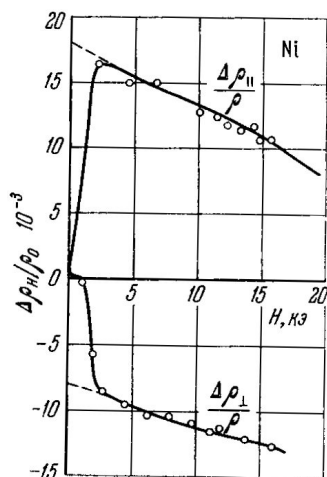


Рис. 13. Магнетосопротивление Ni. Магнитное поле направлено вдоль направления тока (верхний рисунок) и перпендикулярно току [4].

При величине внешнего магнитного поля меньше определенного значения ход зависимости магнетосопротивления для данных двух случаев значительно различается. Это связано с тем, что на этих участках внешнее магнитное поле намагничивает материал, т.е. меняются как значения величин ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} , так и их соотношение. Поскольку величины ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} различны, то ход магнитолевой зависимости для случаев различной ориентации магнитного поля и тока на данном участке различается.

После намагничивания материала до насыщения соотношение величин ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} не меняется при дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля (направление вектора намагниченности не меняется), а ход магнитолевой зависимости сопротивления определяется рассмотренным выше эффектом отрицательного магнетосопротивления (рис. 13).

Следует отметить, что в общем случае (для произвольной ориентации внешнего поля, намагниченности и тока) сопротивление материала одновременно зависит как от ρ_{\parallel} , так и от ρ_{\perp} (например, выражение (44)), и поэтому магнетосопротивление для ферромагнетиков в общем случае имеет два рассмотренных различных участка.

В частности, особенность этого типа (наличие двух различных участков) на зависимости магнетосопротивления присутствует на

зависимостях, представленных на рис. 12 для сплава Гейслера Fe_2CrAl . При температурах выше температуры Кюри эта особенность исчезает, т.к. величины ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} больше не различаются.

Наличие сильной анизотропии магнетосопротивления приводит к специфическому проявлению планарного эффекта Холла в ферромагнетиках, т.к. выражение для сопротивления Холла (43) также содержит величины ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} . Типичная зависимость сопротивления Холла планарного эффекта Холла в ферромагнетике имеет вид двух петель, симметричных относительно знака напряженности магнитного поля. На рис. 14 представлена зависимость планарного эффекта Холла для пленки CoNi , полученная в работе [12].

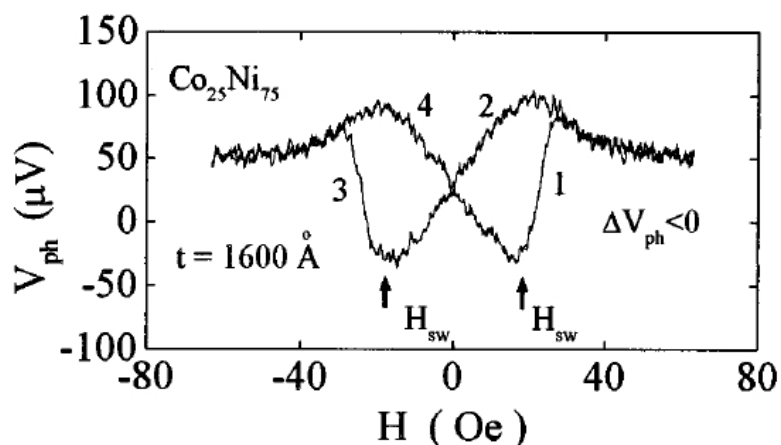


Рис. 14. Планарный эффект Холла для пленки CoNi [12]. Цифры указывают на последовательность изменения магнитного поля.

Максимумы на зависимости сопротивления Холла от магнитного поля в случае планарного эффекта Холла обычно связываются с изменением направления собственной намагниченности, например, в связи с ориентацией вдоль оси легкого намагничивания.

3. Диагностика ферромагнитных наноструктур методом исследования их гальваномагнитных свойств

3.1. Субмикронные ферромагнитные металлические структуры

Тонкие ферромагнитные металлические пленки нашли широкое применение в ряде устройств, основанных на специфике проявления гальваномагнитных свойств в таких структурах. В выражениях для эффекта Холла (37), планарного эффект Холла (43) и магнетосопротивления (44) значения соответствующих сопротивлений (Холла, планарного Холла и собственно сопротивления) обратно пропорциональны толщине исследуемых структур. Следовательно, уменьшение толщины позволяет увеличить регистрируемый отклик на изменение внешнего магнитного поля. На основе тонких ферромагнитных металлических пленок были созданы детекторы магнитного поля, основанные на планарном эффекте Холла и эффекте анизотропии магнетосопротивления (АМС) [13, 14]. В частности, широкое распространение получили считывающие головки для жестких дисков, основанные на эффекте анизотропии магнетосопротивления (так называемые АМС датчики). Следующим этапом использования тонких ферромагнитных металлических пленок стало создание многослойных металлических структур, в которых наблюдаются эффекты гигантского магнетосопротивления (ГМС) и туннельного магнетосопротивления (ТМС). Такие структуры состоят из ряда ферромагнитных слоев толщиной несколько нанометров, обладающих определенными магнитными свойствами [15].

В целом для создания АМС, ГМС или других структур, состоящих из тонких ферромагнитных слоев, необходимо знать магнитные и транспортные свойства отдельных ферромагнитных слоев толщиной несколько нанометров. Для диагностики магнитных свойств в этом случае наибольшую информацию дают гальваномагнитные исследования, в частности, исследования эффекта Холла. В силу малой толщины слоев прямые

измерения намагниченности могут быть осложнены малой величиной магнитного отклика.

Особенностью эффекта Холла в ферромагнитных металлах является то, что слагаемое, соответствующее аномальному эффекту Холла ($R_S M$), значительно превышает слагаемое нормального эффекта Холла ($R_0 B$), следовательно, выражение для сопротивления Холла в ферромагнитных металлах имеет вид:

$$R_H = \frac{R_S M}{d}, \quad (45)$$

т.е. сопротивление Холла пропорционально намагниченности.

На рис. 15 представлены приведенные к одному масштабу магнитополевые зависимости намагниченности и сопротивления Холла для пленок Pt (парамагнетик), содержащих ферромагнитные включения Co, полученные в работе [16]. Измерения намагниченности были проведены для пленки Pt-Co толщиной 300 нм, а содержание Co составляло $\approx 4\%$.

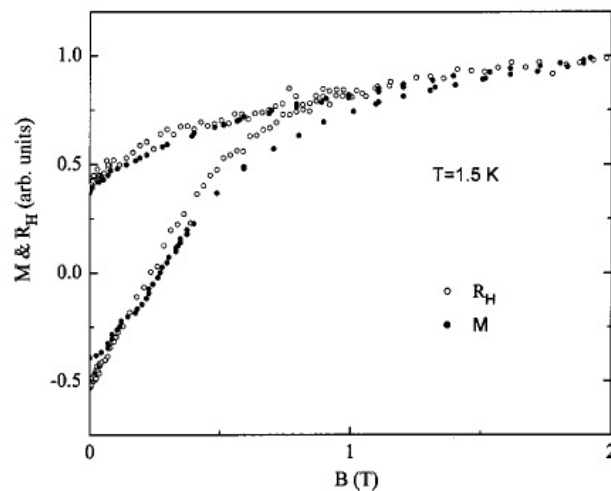


Рис. 15. Магнитополевые зависимости намагниченности и сопротивления Холла при 1.5 К для пленок Pt-Co [16]. Магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости структур.

Изменения эффекта Холла были проведены для структуры, представляющей собой два слоя Pt (толщина 10 нм), между которыми находился слой Co. Толщина слоя Co, оцененная по технологическим

параметрам роста структуры, составляла лишь 0.05 нм (такая толщина слоя Со являлась условным средним значением, вычисленным из количества нанесенного Со и площади нанесения). Несмотря на то, что толщина ферромагнитного слоя в такой структуре чрезвычайно мала, магнитополевая зависимость сопротивления Холла обнаруживает гистерезисную зависимость и повторяет ход магнитополевой зависимости намагниченности для подобной системы, но имеющей принципиально большую толщину. Следует отметить, что прямые измерения намагниченности столь тонкого ферромагнитного слоя современными методами выполнить невозможно даже с использованием сверхпроводящих квантовых интерферометрических магнетометров (СКВИД). Следовательно, в определенных случаях исследования гальваномагнитных свойств являются наиболее подходящим методами диагностики магнитных свойств материала.

Это является следствием того, что, как упоминалось выше, сопротивление Холла обратно пропорционально толщине слоя. На рис. 16 представлена зависимость величины сопротивления Холла при заданной величине магнитного поля от толщины пленки Ni, полученная в работе [17]. На вставке представлена магнитополевая зависимость сопротивления Холла для пленки Ni толщиной 10 нм.

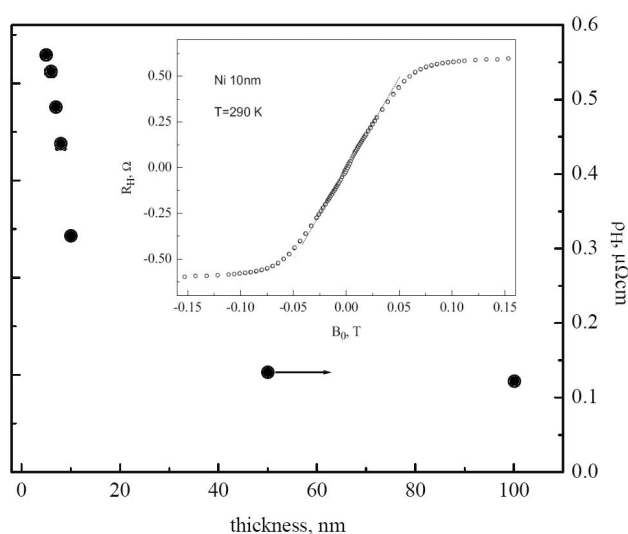


Рис. 16. Зависимость величины сопротивления Холла при заданном магнитном поле от толщины пленки Ni. На вставке показана магнитополевая зависимость сопротивления Холла пленки толщиной 10 нм [17].

Таким образом, в данном методе исследования магнитных свойств уменьшение толщины исследуемой структуры приводит к увеличению измеряемого отклика, в то время как в методах прямых измерений намагниченности уменьшение толщины структуры приводит к обратному эффекту.

Сопротивление Холла в ферромагнитных металлах пропорционально перпендикулярной компоненте намагниченности структуры (см. выражение (45)). В случае, если ось легкого намагничивания расположена в плоскости слоя, магнитополевая зависимость холловского сопротивления может быть практически линейной, поскольку фактически намагничивание идет вдоль оси тяжелого намагничивания материала. На рис. 17 представлена зависимость сопротивления Холла от H (магнитное поле перпендикулярно плоскости структуры) для пленки Co толщиной 100 нм.

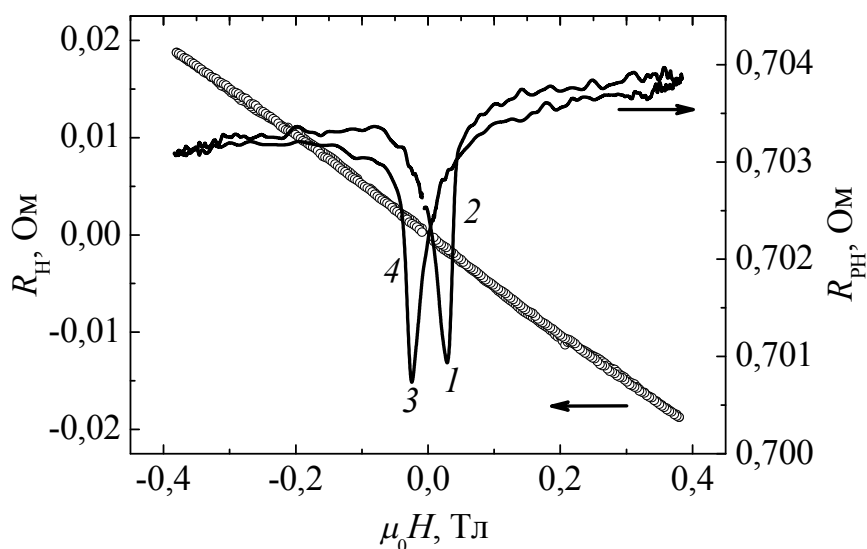


Рис. 17. Эффект Холла и планарный эффект Холла для пленки Co при комнатной температуре. Цифры указывают на последовательность изменения магнитного поля.

Однако, магнитополевая зависимость планарного эффекта Холла (магнитное поле расположено в плоскости структуры) обнаруживает резкие пики в магнитном поле ± 0.03 Тл, связанные с переориентацией вектора намагниченности в плоскости пленки. Из данной зависимости можно сделать

вывод, что ось легкого намагничивания расположена преимущественно в плоскости структуры.

Таким образом, комбинация исследований различных гальваномагнитных свойств (в частности эффекта Холла и планарного эффекта Холла) позволяет охарактеризовать магнитные свойства ферромагнитных металлических наноструктур.

3.2. Полупроводниковые ферромагнитные структуры

В последние годы активно исследуется возможность перехода от традиционной электроники, основанной на операциях с зарядом, к спиновой электронике (спинтронике), использующей такое фундаментальное свойство носителей заряда, как наличие двух спиновых состояний [18]. Основой спинтроники являются материалы, носители заряда в которых обладают преимущественной поляризацией по спину. Для практической реализации приборов полупроводниковой спинтроники необходимы материалы, которые, наряду с полупроводниковыми, обладали бы и ферромагнитными свойствами, поскольку в ферромагнитном материале перенос тока осуществляется носителями с преимущественной ориентацией спина.

Наиболее активно исследуются полупроводники A^3B^5 , легированные атомами марганца, поскольку полупроводники данного типа нашли широкое практическое применение (в частности, GaAs), а введение атомов Mn, имеющих нескомпенсированный магнитный момент, приводит к появлению ферромагнитных свойств [19]. Эти ферромагнитные полупроводниковые материалы позволяют создавать структуры с уникальными оптическими и транспортными свойствами, такие как спиновый светоизлучающий диод [20] и полупроводниковые магниторезистивные элементы на основе эффекта спин – зависимого транспорта носителей [21].

Атомы Mn в матрице полупроводника имеют спиновый момент $S = 5/2$. Носители тока (дырки) объединены антиферромагнитно с локальным

спиновым магнитным моментом атома Mn через обменное взаимодействие, вследствие перекрытия дырочной волновой функции с d -орбиталями Mn [20, 22]. Вследствие отсутствия валентного $4p$ электрона атомы Mn при встраивании в позиции замещения атомов Ga (In) играют роль акцепторов [23]. Акцепторный уровень примеси марганца характеризуется энергией активации ≈ 110 мэВ [23] и ≈ 30 мэВ [24] для GaAs и InAs, соответственно. Таким образом, атомы марганца для полупроводников A^3B^5 одновременно являются как источниками некомпенсированного магнитного момента, так и источником носителей тока. При достаточно высокой концентрации дырок возникает поляризация по спину значительной части носителей, устанавливается их дальнедействующее ферромагнитное упорядочение. Магнитные свойства полупроводников A^3B^5 , легированных марганцем, (GaMnAs, InMnAs), обусловлены механизмом косвенного обмена между магнитными моментами атомов Mn посредством носителей заряда (дырок).

Следовательно, поскольку полупроводниковые материалы могут обладать ферромагнитными свойствами, то исследования гальваномагнитных свойств позволяют определять магнитные параметры таких материалов.

Особенностью полупроводниковых ферромагнитных материалов является то, нормальный эффект Холла может быть сравним по величине вклада в регистрируемые значения сопротивления Холла с вкладом от аномального эффекта Холла. Поэтому в выражении для зависимости сопротивления Холла от магнитного поля ($R_H = \frac{R_0 \mu_0 H}{d} + \frac{R_S M}{d}$) слагаемым, соответствующим нормальному эффекту Холла, ($\frac{R_0 \mu_0 H}{d}$) в отличие от металлов пренебречь нельзя.

Полупроводниковые материалы также имеют значительно более высокое удельное сопротивление по сравнению с металлами. Это приводит к тому, что все гальваномагнитные явления, связанные с наличием ферромагнитных свойств в полупроводниках, проявляются значительно

сильнее, чем в металлах. Например, остаточное сопротивление Холла, т.е. сопротивление Холла в отсутствие внешнего магнитного поля, пропорциональное остаточной намагниченности, $(R_H(H=0) = \frac{R_S M_R}{d})$ для полупроводников может составлять десятки Ом, в то время как для металлов обычно несколько сотен мОм. Это связано с тем, что константа аномального эффекта Холла R_S пропорциональна величине удельного сопротивления (выражение (38)). На рис 18. представлена магнитополевая зависимость сопротивления Холла при 77 К для слоя InMnAs толщиной 100 нм, при этом остаточное сопротивление Холла составляет 3 Ом [25]. Более высокие абсолютные значения измеряемых параметров облегчают их измерения в ходе проведения эксперимента.

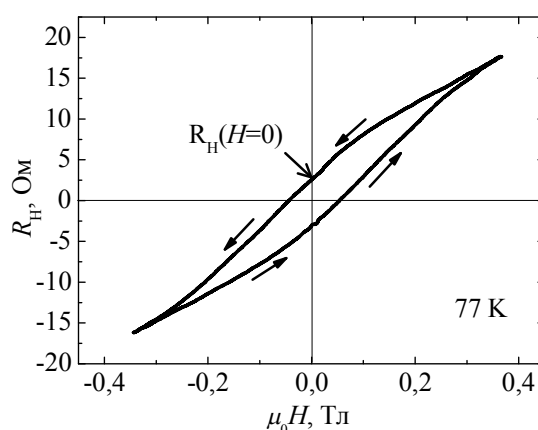


Рис. 18. Магнитополевая зависимость сопротивления Холла при 77 К для слоя InMnAs. Стрелками указано направление изменения магнитного поля.

Представленная на рис. 18 зависимость сопротивления Холла от магнитного поля имеет ярко выраженный гистерезисный параметр и обнаруживает тенденцию к насыщению в магнитном поле порядка 0.3 Тл. Это свидетельствует о том, что ось легкого намагничивания ориентирована преимущественно перпендикулярно плоскости слоя.

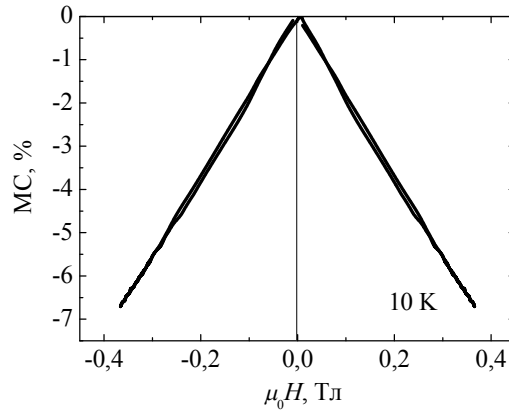


Рис. 19. Зависимость магнетосопротивления при 10 К для слоя GaMnAs.

На рис. 19 представлено магнетосопротивление (МС) при 10 К для слоя GaMnAs толщиной 100 нм, когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости слоя. Величина магнетосопротивления приведена в процентах и была определена следующим образом:

$$MR = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)} \cdot 100 [\%], \quad (46)$$

где $\rho(0)$ – удельное сопротивление в нулевом магнитном поле, $\rho(H)$ – удельное сопротивление в магнитном поле. Наблюдается явно выраженное отрицательное магнетосопротивление. Уменьшение сопротивления в магнитном поле 0.4 Тл составляет около 7 %.

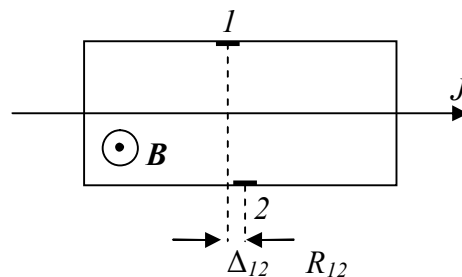


Рис. 20. Схематическое изображение расположения на исследуемой структуре контактов для измерения сопротивления Холла.

В ходе эксперимента проводится изменение разности потенциалов (напряжения) возникающей на противоположных сторонах исследуемой

структуры. На рис. 20 схематически представлена исследуемая структура (вид сверху): 1 и 2 – это контакты, на которых измеряется сопротивление Холла.

В реальной структуре контакты 1 и 2 часто расположены не строго друг напротив друга на линии, перпендикулярной направлению тока, а имеют относительное смещение Δ_{12} . При пропускании тока возникает дополнительное падение напряжения V_{12} , которое добавляется к измеряемому напряжению Холла. Это эквивалентно появлению дополнительного сопротивления R_{12} , которое определяется величиной падения напряжения на участке Δ_{12} структуры, которое добавляется к измеряемому сопротивлению Холла. Обозначим зависимость R_{12} от магнитного поля (эффект магнетосопротивления) как $R_{MR}(H)$. Пусть $R'_H(H)$ – сопротивление, измеряемое на холловских контактах. Следовательно, величина $R'_H(H)$ является суммой магнитополевых зависимостей истинного сопротивления Холла $R_H(H)$ и сопротивления $R_{MR}(H)$:

$$R'_H(H) = R_H(H) + R_{MR}(H) \quad (47)$$

При наличии значительного эффекта магнетосопротивления зависимость $R'_H(H)$ может иметь несимметричный вид в силу влияния слагаемого $R_{MR}(H)$.

На рис. 21 представлена полученная в ходе эксперимента зависимость $R'_H(H)$ при 10 К для слоя GaMnAs [26].

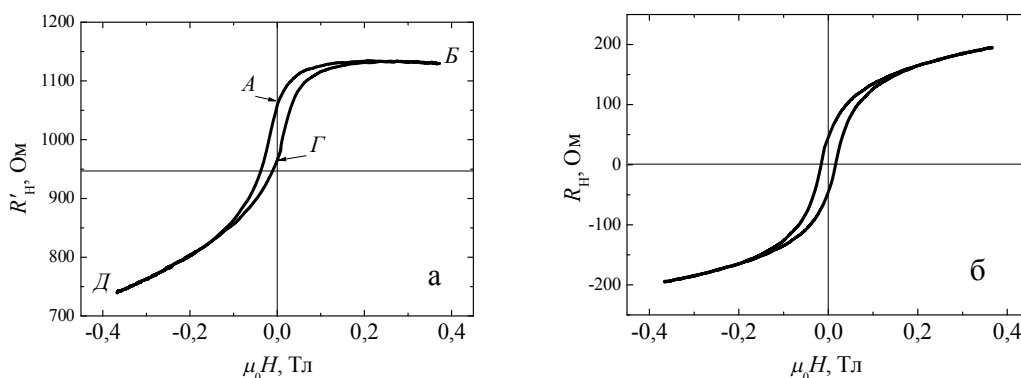


Рис. 21. а - Исходная магнитополевая зависимость сопротивления Холла при 10 К для слоя GaMnAs; б - магнитополевая зависимость сопротивления Холла после удаления вклада от магнетосопротивления.

Магнитополевая зависимость сопротивления Холла $R_H(H)$ является нечетной функцией относительно знака магнитного поля [$R_H(H) = -R_H(-H)$], а магнитополевая зависимость сопротивления структуры $R_{MR}(H)$ является четной функцией относительно знака магнитного поля [$R_{MR}(H) = R_{MR}(-H)$]. Это позволяет выделить зависимость $R_H(H)$ из полученных зависимостей $R'_H(H)$ следующим образом:

$$R_H(H) = (R'_H(H) - R'_H(-H))/2. \quad (48)$$

Если исходная зависимость имеет гистерезисный характер, как зависимость представленная на рис. 21, то в качестве компонент выражения (48) следует отдельно использовать участки $A-B$ (в качестве $R'_H(H)$) и $\Gamma-D$ (в качестве $R'_H(-H)$) и отдельно участки $B-\Gamma$ ($R'_H(H)$) и $D-A$ ($R'_H(-H)$), что позволит получить $R_H(H)$ гистерезисного вида. Зависимость сопротивления Холла от магнитного поля $R_H(H)$, полученная таким образом из экспериментальных зависимостей $R'_H(H)$ (рис. 21а), представлена на рис. 21б.

Изменение температуры приводит к изменению вида зависимостей $R_H(H)$ и изменению величины измеряемого сопротивления Холла. На рис. 22 представлены зависимости сопротивления Холла от магнитного поля при температурах 295 К и 77 К для слоя InMnAs. С понижением температуры зависимость приобретает более ярко выраженный гистерезисный характер. Это связано с увеличением магнитных параметров (величин остаточной намагниченности и намагниченности насыщения). Также значительно увеличивается величина измеряемого сопротивления Холла. Это связано с ростом обоих слагаемых, соответствующих нормальному и аномальному эффекту Холла, в зависимости $R_H(H) = \frac{R_0 \mu_0 H}{d} + \frac{R_S M}{d}$.

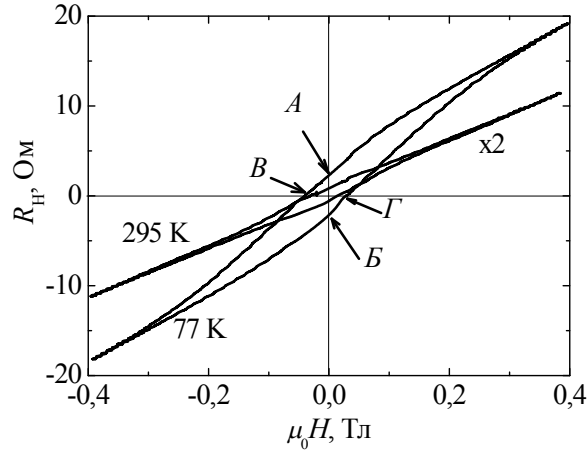


Рис. 22. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла при 295 К и 77 К для слоя InMnAs.

Рост вклада в зависимость $R_H(H)$ слагаемого, соответствующего нормальному эффекту Холла ($\frac{R_0 \mu_0 H}{d}$), с понижением температуры связан с уменьшением концентрации носителей тока p (в InMnAs основными носителями являются дырки) в результате их вымораживания. Поскольку $R_0 \sim \frac{1}{p}$ (выражение (15)), то уменьшение p приводит к росту коэффициента Холла R_0 .

Рост вклада слагаемого, соответствующего аномальному эффекту Холла ($\frac{R_S M}{d}$), в зависимость $R_H(H)$ связан как с ростом магнитных параметров, так и с ростом коэффициента аномального эффекта Холла R_S в результате увеличения сопротивления (выражение (37)) с понижением температуры.

В магнитных полях выше 0.2 Тл и 0.3 Тл при 295 К и 77 К, соответственно, ход зависимости $R_H(H)$ имеет линейный вид (рис. 22). Это связано с намагничиванием структуры до насыщения, следовательно, слагаемое $\frac{R_S M}{d}$ становится константой, и дальнейший ход зависимости

$R_H(H)$ определяется нормальным эффектом Холла (т.е. $R_H(H) = \frac{R_0}{d} \mu_0 H + const$). По линейному участку зависимости сопротивления Холла от магнитного поля (рис. 23) возможно определение величины R_0 , следовательно, концентрации и (при измерении слоевого сопротивления в дополнительной процедуре) подвижность носителей тока.

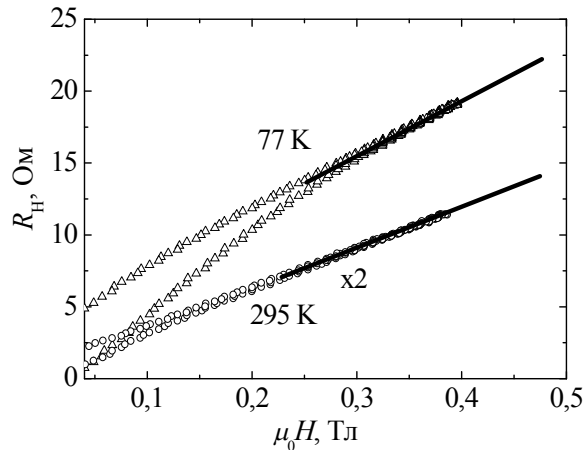


Рис. 23. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла при 295 К и 77 К для слоя InMnAs. Сплошными линиями показаны участки линейной зависимости сопротивления Холла от магнитного поля, т.е. участки зависимости, ход которых определяется нормальным эффектом Холла.

Для рассматриваемого слоя InMnAs величина нормального коэффициента Холла, определенная таким образом, составляет $1.4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{Кл}$ и $3.7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{Кл}$ для температур 295 К и 77 К, соответственно (толщина слоя d составляет 100 нм). С учетом того, что $R_0 = \frac{1}{ep}$, где p – концентрация основных носителей, получается, что концентрация носителей составляет $4.4 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ и $1.7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ для температур 295 К и 77 К, соответственно. Обычно принято концентрацию носителей тока измерять в $[\text{см}^{-3}]$, т.е. концентрация равна $4.4 \cdot 10^{18}$ и $1.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 295 и 77 К, соответственно. Поскольку проводимость материала связана с подвижностью носителей тока $\sigma = en\mu_n + ep\mu_p$ (для рассматриваемого случая $\sigma = ep\mu_p$), то, зная

концентрацию носителей тока, можно определить их подвижность. Подвижность носителей тока (холловская подвижность, т.е. определенная по эффекту Холла) $\mu_H = \sigma \frac{1}{e\rho} = \frac{1}{\rho} R_0$, где ρ – удельное сопротивление. Для рассматриваемого слоя InMnAs удельное сопротивление равно 0.07 Ом·см и 0.11 Ом·см (при 295 К и 77 К, соответственно). С учетом ранее полученных значений коэффициента Холла (1.4·см³/Кл и 3.7·см³/Кл, величины ρ и R_0 приведены к одной размерности длины – сантиметрам), подвижность носителей тока составляет 20 см²/В·с и 33 см²/В·с для 295 К и 77 К, соответственно. В табл.1 представлены электрические параметры слоя, определенные из магнитолевых зависимостей сопротивления Холла при 295 К и 77 К.

Таблица 1. Электрические параметры слоя InMnAs, определенные из магнитолевых зависимостей сопротивления Холла.

Температура, К	Концентрация носителей тока, см ⁻³	Подвижность носителей тока, см ² /В·с
295	4.4·10 ¹⁸	20
77	1.7·10 ¹⁸	33

Анализ слагаемого аномального эффекта Холла $\frac{R_S M}{d}$ позволяет определить поведение намагниченности M в зависимости от внешнего магнитного поля и температуры, следовательно, возможно определение магнитных параметров материала. При фиксированной температуре магнитолевое поведение слагаемого $\frac{R_S M}{d}$ определяется, главным образом, магнитолевой зависимостью намагниченности $M(H)$.

Поскольку гистерезисный характер магнитолевой зависимости $R_H(H)$ является следствием гистерезисной зависимости намагниченности от магнитного поля $M(H)$, то, как обсуждалось выше, непосредственно из

зависимости $R_H(H)$ можно определить величину $R_S M_R$, пропорциональную величине **остаточной намагниченности** M_R . Величина M_R важна при исследовании магнитных свойств материала, поскольку является параметром, однозначно характеризующим его в качестве ферромагнетика.

Значение $R_S M_R$ из зависимостей $R_H(H)$ определяется как остаточное сопротивление Холла в нулевом магнитном поле: $R_H(0) = \frac{R_S M(H=0)}{d} = \frac{R_S M_R}{d}$. Для более точного определения $R_H(0)$ нужно взять полусумму абсолютных значений величин $R_H(0)$, имеющих различный знак, т.е., например, значения $R_H(0)$ в точках *A* и *B* на рис. 22.

На рис. 24 представлены температурные зависимости остаточного сопротивления Холла для слоя InMnAs. Наблюдается увеличение значения остаточного холловского сопротивления $\frac{R_S M_R}{d}$ с понижением температуры. Согласно выражению (37), это соответствует увеличению компоненты аномального эффекта Холла в зависимости $R_H(H)$.

Для определения температурной зависимости остаточной намагниченности M_R (точнее величины, пропорциональной остаточной намагниченности) необходимо исключить влияние температурной зависимости коэффициента R_S аномального эффекта Холла. Для этого необходимо разделить величину $\frac{R_S M_R}{d}$ на ρ^n , где n , как обсуждалось, равно 1 либо 2 (обычно для полупроводниковых слоев величина n принимается равной единице). Результаты, полученные для $n=1$, представлены на рис. 25.

В диапазоне температур 295 – 200 К наблюдается увеличение значения остаточной намагниченности M_{RH} с выходом на приблизительно постоянное значение в диапазоне температур 200 – 100 К (рис. 25). Увеличение остаточной намагниченности при удалении от точки Кюри в сторону низких температур является типичным для ферромагнитных материалов и связано с

уменьшением влияния тепловых колебаний кристаллической решетки на магнитное упорядочение.

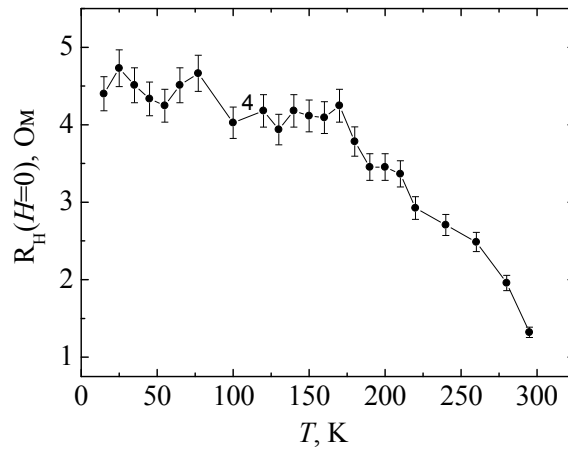


Рис. 24. Температурные зависимости остаточного сопротивления Холла $R_H(0)$ для слоя InMnAs.

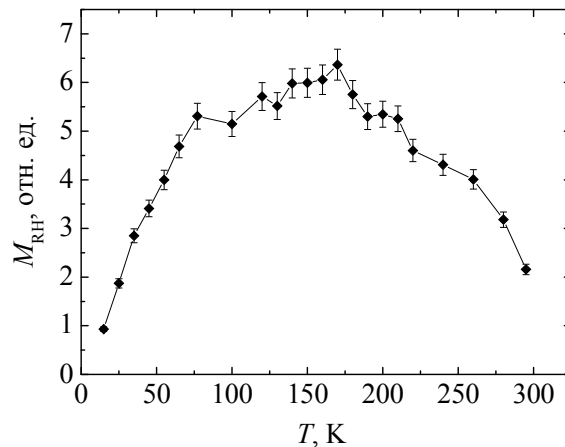


Рис. 25. Температурные зависимости остаточной намагниченности M_{RH} , определенной по эффекту Холла, для слоев InMnAs.

При уменьшении температуры ниже 100 К для слоя InMnAs наблюдается значительное снижение величины остаточной намагниченности M_{RH} (рис. 25). Такое температурное поведение остаточной намагниченности M_{RH} не является типичным для магнитных полупроводников. Это соответствует ослаблению ферромагнитного взаимодействия с уменьшением температуры.

С повышением температуры наблюдается тенденция к уменьшению величины M_{RH} до нуля при температуре около 310 К. Указанную температуру для рассматриваемого слоя InMnAs можно считать температурой Кюри T_C , определенной из температурных зависимостей эффекта Холла.

Обращает на себя внимание принципиальное различие при температурах ниже 100 К в поведении зависимостей для остаточного сопротивления Холла $R_H(0)$ и остаточной намагниченности M_{RH} . Причиной этому является увеличение сопротивления ρ слоя InMnAs с понижением температуры (что характерно для полупроводников в силу вымораживания носителей тока), следовательно, увеличивается коэффициент аномального эффекта Холла R_S , что приводит к росту величины $R_H(0)$ с понижением температуры, хотя величина остаточной намагниченности может уменьшаться.

Для определения таких параметров зависимости $M_H(H)$, как величина коэрцитивного поля H_C и величина M_{SH} , пропорциональная намагниченности насыщения, можно провести математическое описание магнитопольевых зависимостей сопротивления Холла. Для описания зависимости $R_H(H)$ использовалось выражение (37).

Зависимость намагниченности от магнитного поля $M(H)$ можно представить в виде петли гистерезиса, выходящей на насыщение с увеличением магнитного поля и описываемой следующими уравнениями:

$$M_1(H) = M_S th \left(\frac{H + H_C}{H_C \operatorname{Arth} \left(\frac{M_R}{M_S} \right)} \right) \quad (49a)$$

$$M_2(H) = M_S th \left(\frac{H - H_C}{H_C \operatorname{Arth} \left(\frac{M_R}{M_S} \right)} \right), \quad (49b)$$

где M_S – намагниченность насыщения, M_R – остаточная намагниченность, H_C – коэрцитивное поле. Зависимости $M_1(H)$ и $M_2(H)$ соответствуют «верхней» и «нижней» части петли гистерезиса. Полная зависимость $M(H)$, описываемая выражениями (49), представлена на рис. 26.

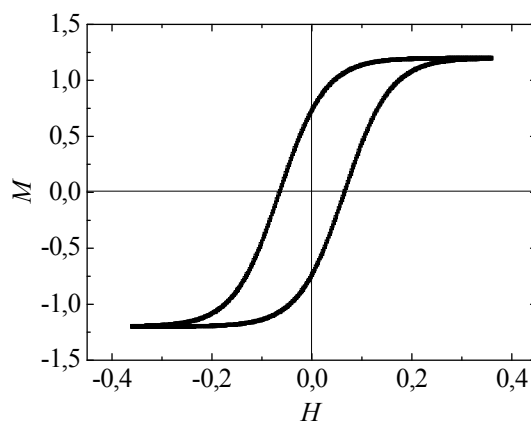


Рис. 26. Магнитополевая зависимость намагниченности M , описываемая выражениями (49).

Согласно выражению (37) и с учетом выражений (49), для описания зависимости удельного сопротивления Холла от магнитного поля $R_H(H)$ необходимо задание четырех параметров: R_0 , H_C , M_R , M_S . В данном случае более удобными для задания вместо значений M_R и M_S являются величины $\frac{R_S M_R}{d}$ и $\frac{R_S M_S}{d}$. Величина, пропорциональная намагниченности насыщения M_S , может быть в дальнейшем определена делением $\frac{R_S M_S}{d}$ на величину удельного сопротивления ρ , как обсуждалось ранее.

Величина коэффициента нормального эффекта Холла R_0 может быть однозначно определена из линейной части зависимости $R_H(H)$. Значение $\frac{R_S M_R}{d}$ также определяется однозначно по величине остаточного сопротивления Холла (рис. 18 и 22). Следовательно, зависимость $R_H(H)$ описывается выражением $(R_H = \frac{R_0 \mu_0 H}{d} + \frac{R_S M}{d})$ с двумя варьируемыми

параметрами M_S (или $\frac{R_S M_S}{d}$) и H_C . Для рассматриваемого слоя InMnAs в диапазоне температур 10 – 295 К был произведен подбор параметров $\frac{R_S M_S}{d}$ и H_C для достижения максимального совпадения экспериментальных зависимостей $R_H(H)$ и зависимостей, полученных с помощью выражения (37).

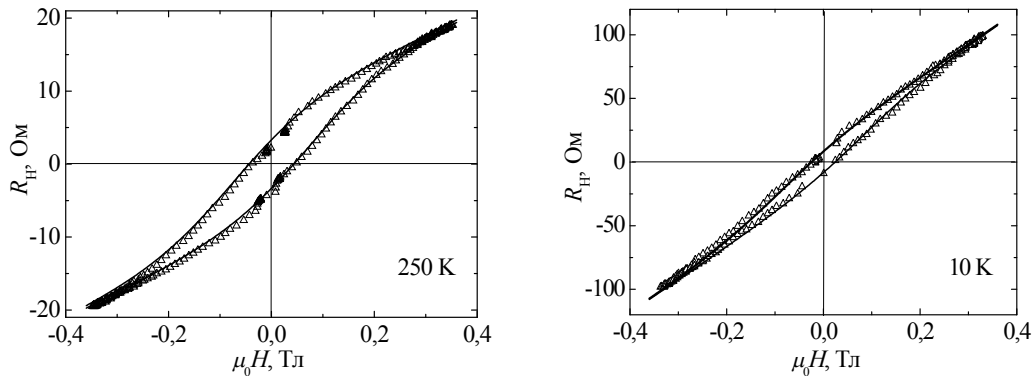


Рис. 27. Магнитопольевые зависимости сопротивления Холла при 250 К и 10 К для слоя InMnAs. Символы соответствуют экспериментальным данным, непрерывные линии соответствуют подгонке с использованием выражений (37) и (49).

На рис. 27 представлены результаты вычисления магнитопольевых зависимостей $R_H(H)$ с помощью выражений (37) и (49) для слоя InMnAs при температурах 250 и 10 К. Результаты вычисления зависимостей сопротивления Холла от магнитного поля с помощью выражения (37) позволяют получить температурную зависимость величин $\frac{R_S M_S}{d}$ и H_C .

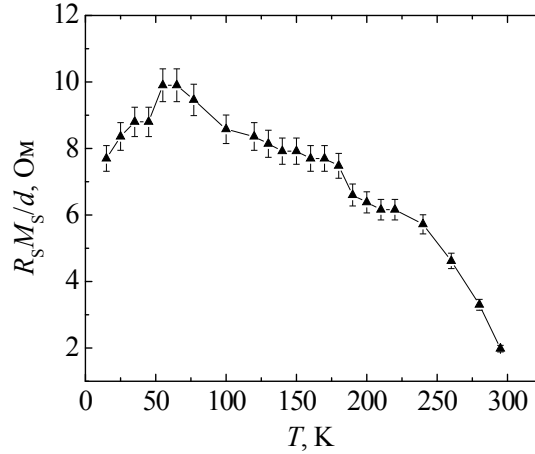


Рис. 28. Температурные зависимости величины $\frac{R_S M_S}{d}$ для слоя InMnAs.

Величина $\frac{R_S M_S}{d}$ является максимальным значением аномального вклада (выражение (37)) в зависимость сопротивления Холла от магнитного поля $R_H(H)$. Значение $\frac{R_S M_S}{d}$ соответствует произведению аномального коэффициента Холла R_S на **намагниченность насыщения** M_S материала для случая приложения внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости структуры. На рис. 28 представлены температурные зависимости величины $\frac{R_S M_S}{d}$ для рассматриваемого слоя InMnAs. Для выявления хода температурной зависимости величины M_{SH} , пропорциональной намагниченности насыщения M_S , необходимо учесть температурное изменение величины R_S путем деления значения $\frac{R_S M_S}{d}$ на величину удельного сопротивления ρ так же, как обсуждалось выше при определении величины M_{RH} . На рис. 29 представлены значения величины M_{SH} в зависимости от температуры.

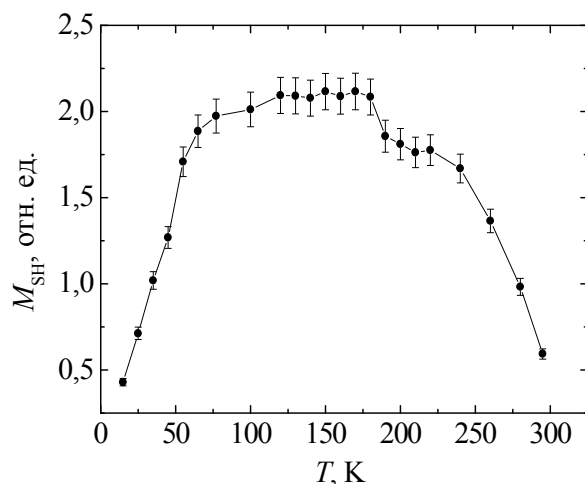


Рис. 29. Температурные зависимости величины M_{SH} для рассматриваемого слоя InMnAs.

В диапазоне температур 295 – 180 К наблюдается увеличение значения намагниченности насыщения M_{SH} с выходом на постоянное значение в диапазоне температур 180 – 77 К. Аналогично тому, как отмечалось выше при обсуждении температурных зависимостей остаточной намагниченности M_{RH} , увеличение величины намагниченности насыщения M_{SH} с понижением температуры является типичным для магнитных материалов и связано с уменьшением влияния тепловых колебаний кристаллической решетки на магнитное упорядочение. В диапазоне температур 77 – 10 К наблюдается снижение величины намагниченности насыщения M_{SH} аналогично тому, как наблюдалось для величины остаточной намагниченности M_{RH} .

Для рассматриваемого слоя InMnAs обращает на себя внимание заметное уменьшение величины коэрцитивного поля H_{CH} (оцененное по петле гистерезиса зависимости $R_H(H)$) при температуре 10 К относительно значений при более высоких температурах (рис. 27). На рис. 30 (кривая 1) представлена температурная зависимость величины H_{CH} (определенной как половина величины $B-G$ (рис. 22)).

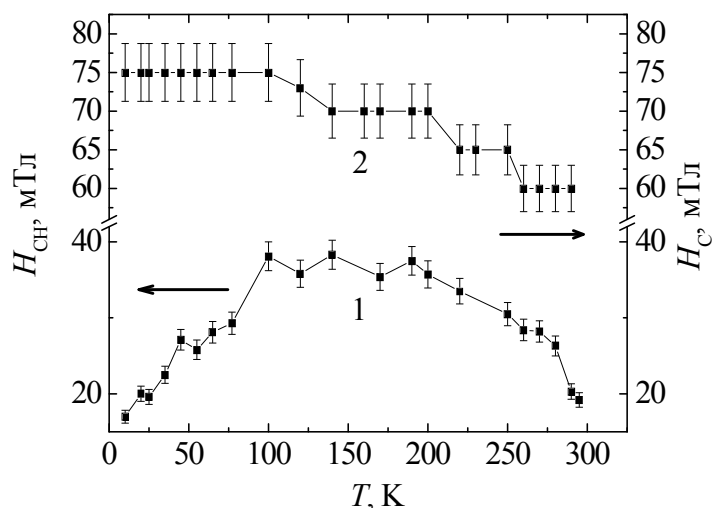


Рис. 30. Кривая 1 – температурная зависимость значений коэрцитивного поля H_{CH} , полученных непосредственно из магнитолевых зависимостей сопротивления Холла для рассматриваемого слоя InMnAs. Кривая 2 – температурная зависимость коэрцитивного поля H_C .

Значительный спад значений коэрцитивного поля H_{CH} , полученных непосредственно из магнитолевых зависимостей сопротивления Холла, происходит при уменьшении температуры ниже 100 К. Такой характер температурного поведения коэрцитивного поля не характерен для ферромагнетиков: обычно величина коэрцитивного поля возрастает с понижением температуры.

В данном случае наблюдаемое уменьшение величины H_{CH} при снижении температуры в диапазоне 100 – 10 К связано со значительным вкладом слагаемого, соответствующего нормальному эффекту Холла, в зависимость $R_H(H)$.

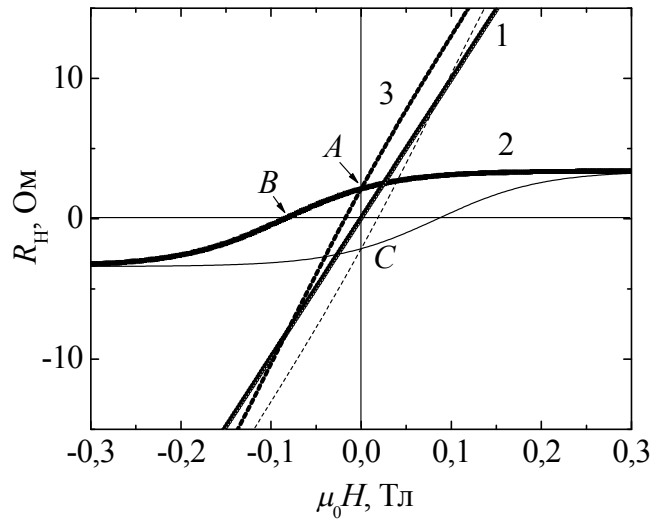


Рис 31. Зависимости сопротивления Холла от магнитного поля: 1 – нормальный эффект Холла ($\frac{R_0 \mu_0 H}{d}$); 2 – аномальный эффект Холла ($\frac{R_S M(H)}{d}$); 3 – суммарная зависимость $R_H(H)$ согласно выражению (37).

Зависимость $R_H(H)$ от магнитного поля является суммой магнитополевых зависимостей $\frac{R_0 \mu_0 H}{d}$ и $\frac{R_S M(H)}{d}$. На рис. 31 представлены магнитополевые зависимости $\frac{R_0 \mu_0 H}{d}$ (кривая 1), $\frac{R_S M(H)}{d}$ (кривая 2) и сумма этих вкладов $R_H(H)$ (кривая 3). Из рис. 31 видно, что на участке $A-B$, определяющем величину коэрцитивного поля H_C намагниченности $M(H)$, знак величины $\frac{R_S M(H)}{d}$ противоположен знаку $\frac{R_0 \mu_0 H}{d}$, что приводит к меньшим значениям суммы $R_H(H) = \frac{R_0 \mu_0 H}{d} + \frac{R_S M(H)}{d}$ (кривая 3), чем величина $\frac{R_S M(H)}{d}$. Следствием этого является меньшее значение коэрцитивного поля H_{CH} , оцененное по петле гистерезиса зависимости $R_H(H)$, чем значение коэрцитивного поля H_C намагниченности $M(H)$. Следовательно, уменьшение величины коэрцитивного поля H_{CH} с понижением температуры в диапазоне от

100 К до 10 К для рассматриваемого слоя InMnAs может быть связано со значительным вкладом слагаемого $\frac{R_0 \mu_0 H}{d}$, соответствующего нормальному эффекту Холла, в зависимости $R_H(H)$.

Одним из варьируемых параметров для описания с помощью выражения (37) экспериментальных зависимостей сопротивления Холла R_H от магнитного поля является величина **коэрцитивного поля** H_C . На рис. 30 (зависимость 2) представлена температурная зависимость значений H_C , полученных в процессе описания экспериментальных зависимостей $R_H(H)$ выражением (37) (как описано выше) для рассматриваемого слоя InMnAs. С понижением температуры наблюдается типичное для ферромагнитных материалов увеличение значения коэрцитивного поля H_C .

Таким образом, обработка экспериментальных данных по исследованию эффекта Холла в ферромагнитных полупроводниках позволяет определить как электрические параметры материала (концентрацию и подвижность основных носителей тока), так и магнитные параметры материала (коэрцитивное поле и относительные значения величин остаточной намагниченности и намагниченности насыщения).

Как отмечалось выше (на примере проявления аномального эффекта Холла в структуре Pt-Co), исследования гальваномагнитных эффектов позволяют проводить диагностику ферромагнитных свойств материалов и структур с чрезвычайно малым содержанием магнитной примеси, когда проведение прямых измерений магнитных характеристик затруднительно или невозможно.

На рис. 32 представлены магнитополевые зависимости сопротивления Холла (магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости структуры) при различных температурах для структуры, представляющей собой два слоя GaAs, между которыми находился слой Mn. Толщина слоя Mn, оцененная по технологическим параметрам роста структуры, составляет 0.2 моноатомного слоя GaAs (такая толщина слоя Mn является условным

средним значением, вычисленным из количества нанесенного Mn). Ввиду малой толщины такие слои называют дельта-слоями (по аналогии с математической дельта – функцией распределения).

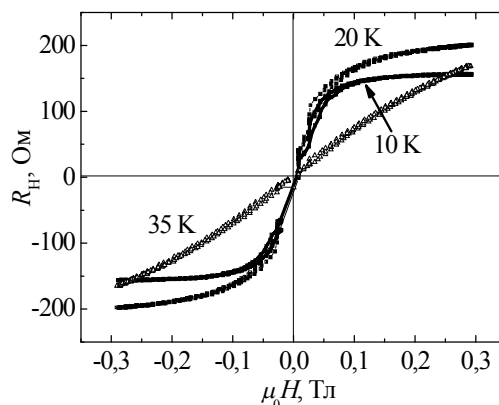


Рис 32. Зависимости сопротивления Холла от магнитного поля для GaAs структуры с дельта-слоем марганца.

При температурах ниже 35 К в структуре наблюдается аномальный эффект Холла. Зависимости $R_H(H)$ имеют нелинейный вид с выходом на насыщение в магнитном поле более 0.1 Тл. Присутствие аномального эффекта Холла, насыщающегося в невысоком магнитном поле, позволяет заключить о ферромагнитных свойствах структуры при низких температурах [27].

На рис. 33 представлено магнетосопротивление для рассматриваемой структуры, полученное при различных температурах (магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости структуры). На зависимостях различаются два участка: участок положительного магнетосопротивления, наблюдаемый в магнитном поле до 0.1 Тл (при 10 К) и участок отрицательного сопротивления, наблюдаемый в более высоких магнитных полях. С повышением температуры величина положительного магнетосопротивления уменьшается, также уменьшается величина магнитного поля, в котором происходит переход к отрицательному магнетосопротивлению. При температурах выше 20 К участок положительного магнетосопротивления пропадает.

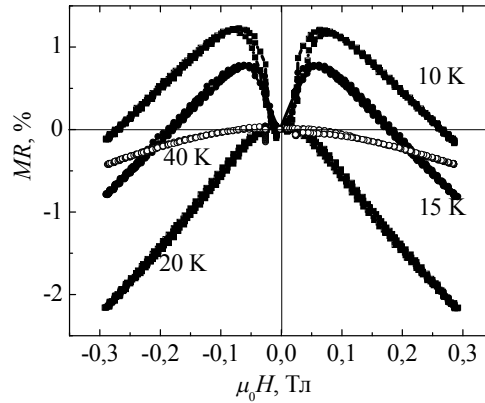


Рис. 33. Зависимости магнетосопротивления при различных температурах для GaAs структуры с дельта-слоем марганца.

Наличие двух ярко выраженных участков на магнитолевых зависимостях сопротивления, как указывалось ранее, характерно для ферромагнитных материалов, в частности, для слоев GaMnAs [10] и является следствием эффекта анизотропии магнетосопротивления. Внешнее магнитное поле изменяет величину и направление намагниченности, следовательно, влияет на величины ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} , что приводит в данном случае к появлению участков положительного магнетосопротивления. В более высоких магнитных полях (> 0.1 Тл при 10 К) намагниченность структуры достигает насыщения, и ее направление с дальнейшим увеличением поля не меняется, а магнитолевая зависимость сопротивления определяется характерным для магнитных полупроводников эффектом отрицательного магнетосопротивления [11]. С повышением температуры величина собственной намагниченности уменьшается, что приводит к уменьшению различия между величинами ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} и, следовательно, к уменьшению величины эффекта АМС.

В GaAs структуре с дельта-слоем марганца также наблюдается планарный эффект Холла [28]. На рис. 34 представлена магнитолевая зависимость сопротивления Холла ($R_{PH}(H)$) при 10 К для случая ориентации внешнего магнитного поля в плоскости структуры.

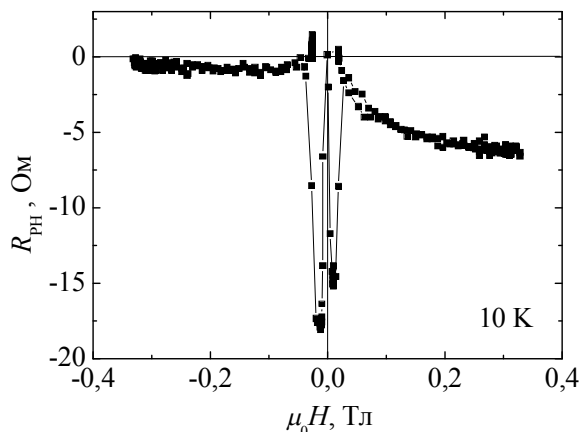


Рис. 34. Планарный эффект Холла при 10 К для GaAs структуры с дельта-слоем марганца.

Эффект АМС, как рассматривалось выше (выражение (43)), приводит к появлению сопротивления Холла при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости структуры. Несимметричный вид зависимости $R_{PH}(H)$ относительно смены знака поля может быть связан с влиянием аномального эффекта Холла, поскольку внешнее магнитное поле, возможно, ориентировано недостаточно строго в плоскости структуры и присутствует некая его перпендикулярная компонента. На зависимостях $R_{PH}(H)$ в области малых полей (± 0.04 Тл) наблюдаются практически симметричные участки значительного изменения сопротивления Холла (рис. 34). На рис. 35 приведены зависимости $R_{PH}(H)$, полученные в диапазоне изменения магнитного поля ± 0.07 Тл.

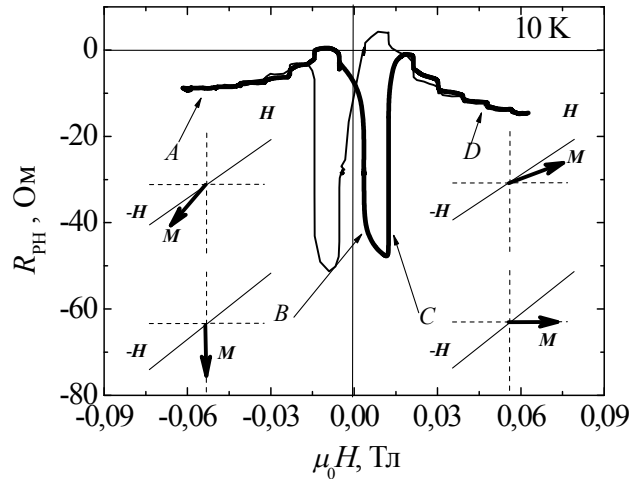


Рис. 35. Планарный эффект Холла в малом диапазоне изменения магнитного поля при 10 К для GaAs структуры с дельта-слоем марганца.

При 10 К наблюдается резкое, значительное (амплитудой ≈ 50 Ом) изменение сопротивления Холла. Такой эффект (гигантский планарный эффект Холла) характерен для ферромагнитных слоев GaMnAs [29].

Известно, что слои GaMnAs могут иметь кубическую магнитную анизотропию, т.е. обладают двумя эквивалентными осями легкого намагничивания, расположенными в плоскости слоя [12, 26]. Переход вектора намагниченности от одной оси легкого намагничивания к другой (перпендикулярной предыдущей) приводит к резкому изменению соотношения величин ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} и, следовательно, к изменению величины сопротивления планарного эффекта Холла (выражение (43)). Зависимости $R_{PH}(H)$ для GaAs структуры с дельта-слоем марганца позволяют заключить, что структура также обладает двумя осями легкого намагничивания, расположенными в плоскости. На вставках рис. 35 схематично изображена ориентация вектора намагниченности (M) относительно осей легкого намагничивания (пунктирные линии) и направления внешнего магнитного поля (H).

При изменении внешнего магнитного поля от максимального отрицательного значения до максимального положительного (от точки A до точки D на рис. 35) происходит последовательное изменение направления вектора намагниченности структуры. В большом магнитном поле (точка A) вектор намагниченности структуры ориентирован преимущественно вдоль внешнего магнитного поля (левая верхняя вставка на рис. 35). При уменьшении величины внешнего магнитного поля до нуля (точка B) происходит переориентация вектора намагниченности вдоль оси легкого намагничивания от направления внешнего магнитного поля (левая нижняя вставка на рис. 35), что сопровождается резким изменением величины R_{PH} . Увеличение магнитного поля (точка C) приводит к переориентированию вектора намагниченности вдоль другой оси легкого намагничивания (правая нижняя вставка на рис. 35), что снова приводит к резкому изменению R_{PH} . Дальнейшее увеличение внешнего магнитного поля (точка D) приводит к ориентации вектора намагниченности преимущественно вдоль магнитного поля, что также сопровождается изменением сопротивления Холла, но менее значительным (правая верхняя вставка на рис. 35).

С повышением температуры (рис. 36) величины полей, в которых происходит ориентация вектора M вдоль осей легкого намагничивания (точки B и C), и амплитуда изменения величины сопротивления Холла уменьшаются, что связано с уменьшением величины намагниченности структуры.

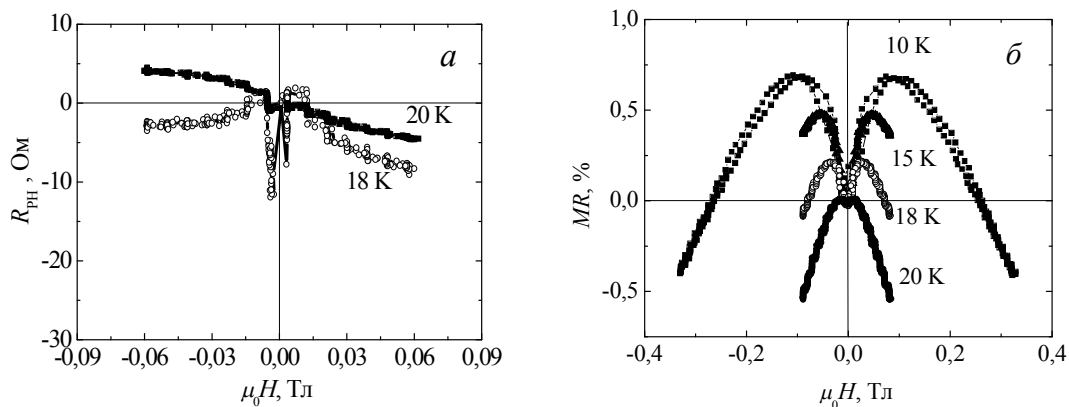


Рис. 36. Планарный эффект Холла (а) и магнетосопротивление (б) при различных температурах для GaAs структуры с дельта-слоем марганца. Магнитное поле ориентированно в плоскости структуры.

При температурах выше 20 К участки резкого изменения R_{PH} (как и эффект АМС) пропадают (рис. 36), что связано с приближением к температуре Кюри (T_C). С учетом того, что аномальный эффект Холла пропадает при температуре около 35 К (рис. 32), а эффекты анизотропного магнетосопротивления и планарного эффекта Холла пропадают после 20 К, можно заключить, что температура Кюри рассматриваемой структуры составляет порядка 30 К.

Таким образом, исследования гальваномагнитных свойств в полупроводниковых структурах с чрезвычайно малым содержанием магнитной примеси позволяют установить такие магнитные характеристики, как температура Кюри, преимущественную ориентацию оси легкого намагничивания и тип магнитной анизотропии.

В целом можно заключить, что исследования гальваномагнитных свойств, таких как регистрация изменения удельного сопротивления и сопротивления Холла в зависимости от величины внешнего магнитного поля, ориентированного как в плоскости исследуемой металлической или

полупроводниковой структуры (материала), так и перпендикулярно плоскости, позволяет:

1) Установить наличие ферромагнитных свойств в исследуемой структуре (материале) по характеру магнитолевых зависимостей удельного сопротивления и сопротивления Холла. При этом специфика проявления гальваномагнитных свойств в ферромагнитных материалах позволяет выявлять ферромагнитные свойства в структурах, содержащих области с очень малым количеством магнитной примеси;

2) Определить для ферромагнитных металлов величину коэрцитивного поля непосредственно из зависимостей сопротивления Холла от магнитного поля. Значения остаточной намагниченности и намагниченности насыщения также можно определить непосредственно из зависимостей сопротивления Холла от магнитного поля. Это связано с тем, что в ферромагнитных металлах доминирует аномальный эффект Холла (выражение (45)) и вид магнитолевой зависимости сопротивления Холла практически полностью совпадает с видом магнитолевой зависимости намагниченности для случая ориентирования магнитного поля перпендикулярно плоскости исследуемой структуры;

3) Определить для ферромагнитных полупроводников коэффициент нормального эффекта Холла и, следовательно, установить концентрацию и подвижность носителей тока. Это связано с тем, что в ферромагнитных полупроводниках после намагничивания их до насыщения ход магнитолевой зависимости сопротивления Холла определяется нормальным эффектом Холла;

4) Определить для ферромагнитных полупроводников величину остаточной намагниченности непосредственно из зависимостей сопротивления Холла от магнитного поля, поскольку остаточное сопротивление Холла определяется

величиной остаточной намагниченности ($R_H(H=0) = \frac{R_S M_R}{d}$);

- 5) Определить для ферромагнитных полупроводников величину коэрцитивного поля и величину намагниченности насыщения после обработки полученных магнитолевых зависимостей сопротивления Холла с целью разделения зависимостей на части, определяемые нормальным и аномальным эффектом Холла;
- 6) Определить для ферромагнитных металлов и полупроводников преимущественную ориентацию оси легкого намагничивания и тип магнитной анизотропии.

4. Получение магнитопольевых зависимостей удельного сопротивления и сопротивления Холла

Для определения электрических и магнитных параметров ферромагнитных структур необходимо проведение анализа зависимостей удельного сопротивления ρ и сопротивления Холла R_H (или планарного эффекта Холла R_{PH}) от величины внешнего магнитного поля H , следовательно, необходимо получение экспериментальных зависимостей $\rho(H)$ и $R_H(H)$. Для получения зависимостей $\rho(H)$ и $R_H(H)$ проводится регистрация величины удельного сопротивления или сопротивления Холла в изменяющемся магнитном поле H с одновременной регистрацией величины магнитного поля.

В качестве источника магнитного поля регулируемой напряженности обычно используется электромагнит. Путем изменения величины пропускаемого через электромагнит тока или подаваемого напряжения (в зависимости от конструкции источника питания электромагнита) производится изменение величины напряженности магнитного поля.

Величина магнитного поля, создаваемого электромагнитом, может определяться по известной калибровочной зависимости магнитного поля от пропускаемого через электромагнит тока или подаваемого напряжения. Таким образом, в ходе эксперимента одновременно с измеряемой величиной (например, удельным сопротивлением ρ исследуемой структуры) регистрируется величина пропускаемого через электромагнит тока и в дальнейшем производится его пересчет в величину создаваемого магнитного поля H , что позволяет получить зависимость $\rho(H)$.

Величина магнитного поля, создаваемого электромагнитом, может непосредственно измеряться датчиком магнитного поля. В качестве датчика величины магнитного поля обычно используется датчик на основе эффекта Холла, т.е. используется полупроводниковый кристалл, для которого величина э.д.с. Холла линейно зависит от внешнего магнитного поля (данная

зависимость также калибруется). Такой способ определения в ходе эксперимента текущей величины более предпочтителен, чем определение по величине пропускаемого через магнит тока.

Для измерения величины удельного сопротивления и сопротивления Холла в ходе проведения эксперимента через исследуемую структуру пропускается ток постоянной величины и производятся измерения падения напряжения вдоль направления пропускания тока (для определения удельного сопротивления) и вдоль направления, перпендикулярного направлению протекания тока (для определения сопротивления Холла). Таким образом, для проведения измерений необходим источник пропускаемого через структуру тока (тестового тока) и вольтметр для измерения падения напряжения.

Величина э.д.с. Холла пропорциональна величине пропускаемого через структуру тока (выражение (15)), следовательно, увеличение тока приводит к увеличению э.д.с. Холла. Однако при определенных значениях тока может происходить разогрев исследуемой структуры, что приводит к изменению со временем исследуемых параметров (временной дрейф). Скорость разогрева зависит от удельного сопротивления структуры: для более высокоомных структур при равной величине тестового тока разогрев будет происходить быстрее. Для структур с высоким сопротивлением необходимо использовать меньший по величине ток. Величина тестового тока может варьироваться в широких пределах – от единиц нА до сотен мА в зависимости от удельного сопротивления исследуемой структуры.

По изменению с температурой полученных электрических и магнитных параметров исследуемой структуры можно получить такую информацию как характер проводимости структуры (металлический или полупроводниковый), характер рассеяния носителей тока, определить эволюцию магнитных свойств, температуру Кюри. Для проведения исследований при различных температурах используются криостаты, позволяющие поддерживать заданную температуру исследуемой структуры. В зависимости от типа

криостата возможно поддержание заданной температуры в диапазоне от 50 мК до 500 К.

Таким образом, основными элементами установки для экспериментального получения магнитопольевых зависимостей удельного сопротивления и сопротивления Холла являются:

- электромагнит с возможностью изменения величины создаваемого магнитного поля;
- система регистрации величины магнитного поля;
- источник тестового тока, пропускаемого через исследуемую структуру;
- вольтметр для измерения падения напряжения на исследуемой структуре и э.д.с. Холла;
- криостат для поддержания заданной температуры образца.

На рис. 37 схематично представлена установка для исследования гальваномагнитных свойств в широком диапазоне температур.

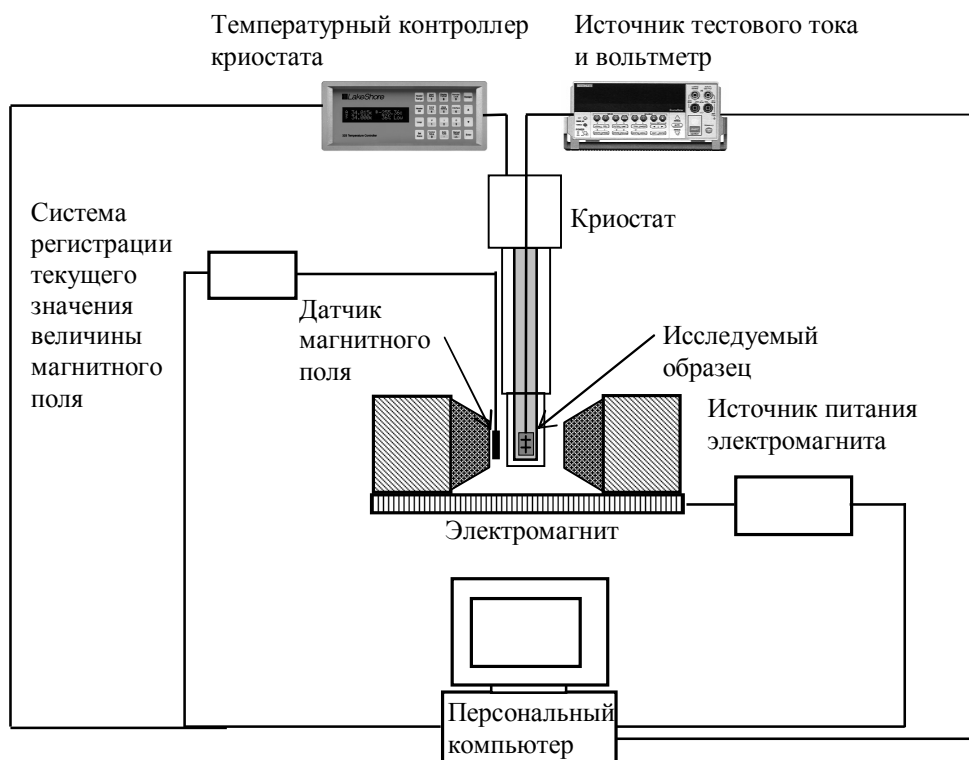


Рис. 37. Схематическое изображение экспериментальной установки для исследования гальваномагнитных свойств.

Для эффективного проведения эксперимента необходима автоматизация процесса получения зависимостей $\rho(H)$ и $R_H(H)$, что успешно реализуется при использовании современных аппаратно-программных средств. В целом процесс получения магнитолевой зависимости измеряемой величины выглядит следующим образом:

1. Задание максимального значения магнитного поля. Задание величины шага изменения магнитного поля;
2. Измерение исследуемой величины в нулевом магнитном поле \Rightarrow увеличение магнитного поля на величину шага изменения магнитного поля, измерение величины магнитного поля \Rightarrow измерение исследуемой величины \Rightarrow увеличение магнитного поля на величину шага изменения магнитного поля, измерение величины магнитного поля и т.д.;
3. При достижении максимальной заданной величины магнитного поля повторение пункта 2 в обратной последовательности, т.е. с уменьшением величины магнитного поля от максимального значения до нуля;
4. Смена полярности внешнего магнитного поля;
5. Повторение пунктов 2 и 3;
6. Сохранение полученного массива данных, содержащего значения величины магнитного поля и измеряемой величины.

Задание максимального значения магнитного поля осуществляется заданием максимального значения пропускаемого через электромагнит тока (или подаваемого напряжения), генерируемого источником питания электромагнита. Задание величины шага изменения магнитного поля осуществляется заданием шага изменения величины пропускаемого через электромагнит тока (или подаваемого напряжения).

Для измерения величины магнитного поля необходимо получения данных о величине сигнала с датчика магнитного поля, для чего

используется отдельный вольтметр или аналого-цифровой преобразователь. Для измерения исследуемой величины необходимо использование отдельного высокочувствительного вольтметра.

Следовательно, управляющая программа должна выдавать поток данных для управления источником питания электромагнита и фиксировать два входящих потока данных (от системы регистрации величины магнитного поля и измерителя исследуемой величины).

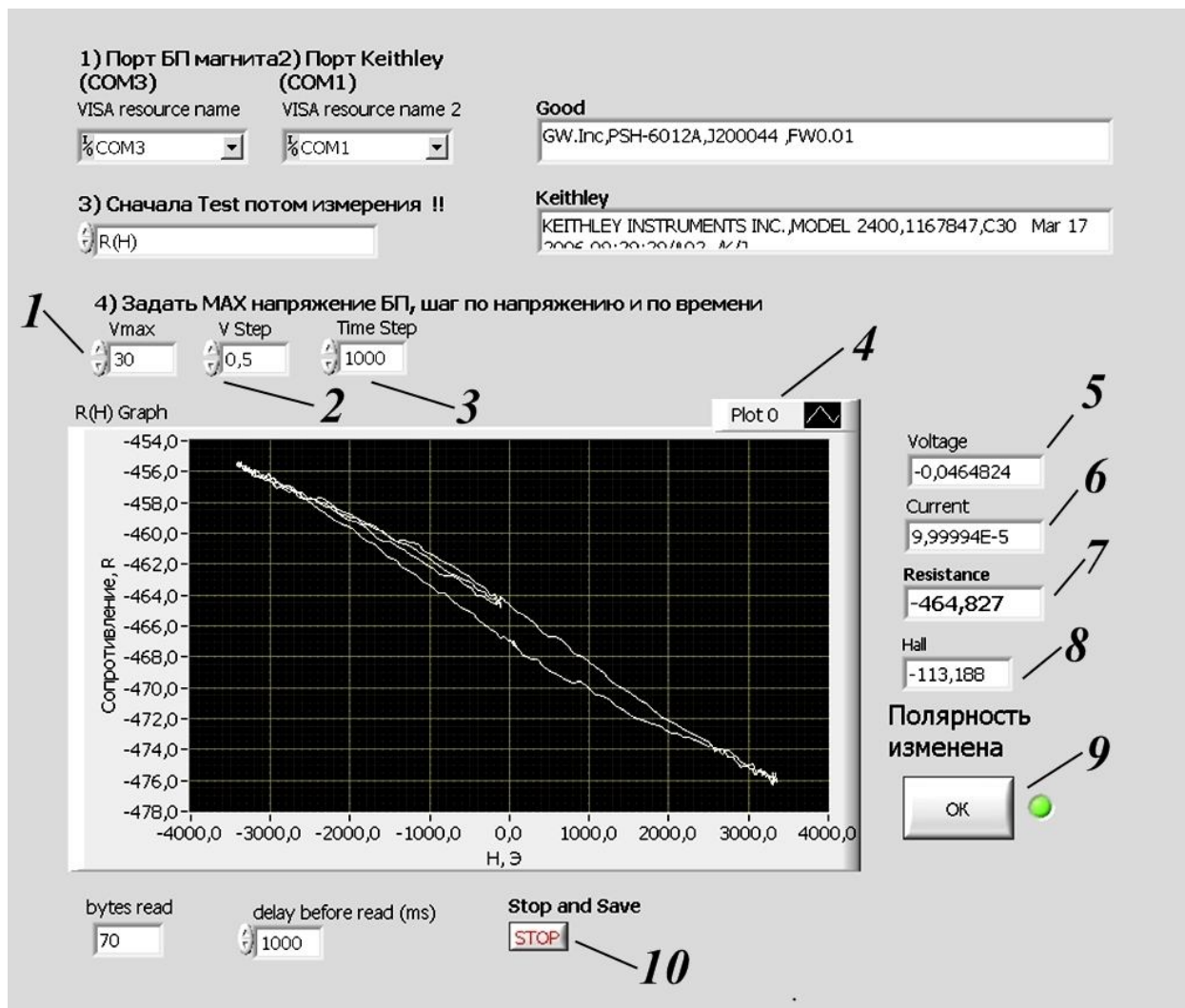


Рис. 38. Интерфейс программы управления установкой для исследования гальваномагнитных свойств.

На рис. 38 представлен пример интерфейса программы управления установкой для исследования гальваномагнитных свойств. Программа управления создана с использованием среды графического программирования LabView. Основными элементами интерфейса являются: 1

– элемент управления для задания максимального напряжения, подаваемого на электромагнит, 2 – элемент управления для задания шага изменения подаваемого на электромагнит напряжения, 3 – элемент управления для задания временной задержки между шагами по напряжению (задержка необходима ввиду того, что электромагнит обладает значительной индукцией и время установления создаваемого магнитного поля после изменения величины подаваемого на магнит напряжения может составлять несколько секунд), 4 – индикатор, отображающий зависимость величины измеряемого сопротивления от величины магнитного поля, 5 – индикатор, отображающий текущее значение измеряемого напряжения на исследуемой структуре, 6 – индикатор, отображающий текущее значение тестового тока, 7 – индикатор, отображающий текущее значение измеряемого сопротивления, 8 – индикатор, отображающий текущее значение величины магнитного поля, 9 – кнопка запуска измерений после изменения полярности магнитного поля, 10 – кнопка остановки измерения и сохранения полученного массива данных.

Таким образом, возможно автоматизированное получение зависимостей $\rho(H)$ и $R_H(H)$ с одновременной их визуализацией для контроля хода проведения эксперимента.

Обычно для исследования гальваномагнитных свойств на исследуемых структурах фотолитографическим методом формируется меза-структуры типа «холловский мостик». На рис. 39 представлено схематическое изображение мостика Холла.

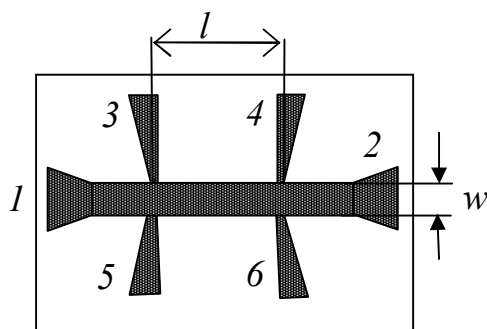


Рис. 39. Схематическое изображение мостика Холла. 1 и 2 – токовые контакты, 3-6 – потенциальные контакты. w – ширина токовой дорожки, l – расстояние между потенциальными контактами.

Мостик Холла имеет токовые контакты, через которые пропускается тестовый ток (контакты 1 и 2 на рис. 39) и потенциальные контакты для изменения напряжения (контакты 3-6 на рис. 39). В этом случае удельное сопротивление структуры равно:

$$\rho = \frac{V_{\rho}}{I} \frac{w}{l} d, \quad (50)$$

где V_{ρ} – величина падения напряжения на паре потенциальных контактов, расположенных по одну сторону токовой дорожки (например, на контактах 3 и 4 (рис. 39)), I – величина пропускаемого тока, l – расстояние между потенциальными контактами, на которых измерялось падение напряжения, w – ширина токовой дорожки. Э.д.с. Холла V_H регистрируется на противоположных потенциальных контактах, например, на контактах 3 и 5 (рис. 39). В этом случае сопротивление Холла R_H равно $\frac{V_H}{I}$.

Список литературы

- ¹ Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона. – М. : Физматлит, 2002. – 560 с.
- ² Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников // – М. : Наука, 1977. – 672 с.
- ³ Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
- ⁴ Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. – М. : Наука, 1971. – 1032 с.
- ⁵ Гуревич, Л.Э. Теория ферромагнитного эффекта Холла / Л.Э. Гуревич, И.Н. Ясиевич // ФТТ. – 1962. – Т.4, в.10. – С. 2854–2866.
- ⁶ Гуревич, Л.Э. К теории ферромагнитного эффекта Холла / Л.Э. Гуревич, И.Н. Ясиевич // ФТТ. – 1963. – Т.5, в.9. – С. 2620–2627.
- ⁷ Sinova, J. Theory of Spin–Orbit Effects in Semiconductors / J. Sinova, A.H. MacDonald// Semiconductors and Semim. Ed. T. Dietl, D.D. Awschalom, M. Kaminska, H. Ohno. – Amsterdam: Academic Press, 2008. - V. 82. - P. 45-87.
- ⁸ Taylor, G.R. Resistivity of Iron as a Function of Temperature and Magnetization / G.R. Taylor, A. Isin, R.V. Coleman // Phys. Rev– 1968. – V165, n. 2. – P. 621–631.
- ⁹ Electronic structure, magnetism, and transport properties of the Heusler alloy Fe₂CrAl / M. Zhan, E. Bruck, F.R. de Boer, G. Wu // J. Mag. Mag. Mat. – 2004. – V.283. – P.409–414.
- ¹⁰ Anisotropic magnetoresistance and magnetic anisotropy in high-quality (Ga,Mn)As films / K.Y. Wang, K.W. Edmonds, R.P. Campion, L.X. Zhao, C.T. Foxon, B.L. Gallagher // Phys. Rev. B. – 2005. – V.72. – P.085201, 1-7.
- ¹¹ Кринчик, Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик // – М. :Изд. МГУ, 1976. – 367 с.
- ¹² Jen, S.U. The angular dependence of the planar Hall effect in Co-Ni films / S.U. Jen, K.P. Huang, J.C. Lee // J. Appl. Phys. – 1998. – V.84, n.2. – P.843–847.
- ¹³ Fluitman, J.H. Applicability of the Planar Hall effect / J.H. Fluitman // J. Appl. Phys. – 1998. – V.52, n.3. – P. 2468–2470.
- ¹⁴ Lenz, J. Magnetic Sensors and Their Applications / J. Lenz, A.S. Edelstein // IEEE Sensor J. – 2006. – V.6, n.3. – P. 631–649.
- ¹⁵ Schuhl, A. Spin dependent transport: GMR & TMR / A. Schuhl, D. Lacour // C. R. Physique – 2005. – V.6. – P.945–955.
- ¹⁶ Anomalous magnetization of nanoscale ferromagnet/normal-metal systems: Possible evidence of the electronic spin polarization / A. Gerber, A. Milner, M. Karpovskii, A. Tsukernik, A. Sulpice // Phys. Rev. B. – 2004. – V.4, – P. 134422 -1-4.
- ¹⁷ Extraordinary Hall effect in magnetic films / A. Gerber, A. Milner, M. Karpovskii, B. Lemke, H.U. Habermeier, J. Tuaille-Combes, M. Negrier, O. Boisson, P. Melinon, A. Perez // J. Mag. Mag. Mat. – 2002. – V.90-97. – P. 242–245.

-
- ¹⁸ Matsukura, F. III-V Ferromagnetic Semiconductors / F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handbook of Magnetic Materials. Ed. K.H.J. Buschow. - Elsevier, 2002. - V. 14. - P. 1-88.
- ¹⁹ Semiconductor spintronics / J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, I. Žutić // Acta Physica Slovaca – 2007. – V.57, n.4 – 5. – P. 565–907.
- ²⁰ Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor / A.T. Hankicki, B.T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglous, A. Petrou // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V. 80, n.7. – P. 1240–1242.
- ²¹ Ferromagnetic Semiconductor Heterostructures for Spintronics / T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura // IEEE Trans. El. Dev. – 2007. – V.54, n.5. – P. 945–954.
- ²² Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors / T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, A.H. MacDonald // Rev. Mod. Phys. – 2006. – V.78, n.2. – P. 809–864.
- ²³ Woodbury, D.A. Impurity conduction and the metal-nonmetal transition in manganese-doped gallium arsenide / D.A. Woodbury, J.S. Blakemore // Phys. Rev. B. – 1973. – V.8, n. 4. – P. 3803–3810.
- ²⁴ О взаимодействии носителей заряда с локализованными магнитными моментами в InSb<Mn> и InAs<Mn> / Д.Г. Адрианов, В.В. Каратаев, Г.В. Лазарева, Ю.Б. Муравлев, А.С. Савельев // ФТП – 1977. – Т.11, в.7. – С. 1252–1259.
- ²⁵ Ferromagnetic semiconductor InMnAs layers grown by pulsed laser deposition on GaAs / Yu.A. Danilov, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, Yu.N. Drozdov, M.V. Sapozhnikov, S. Nicolodi, E.R. Zhiteytsev, N.M. Santos, M.C. Carmo, N.A. Sobolev // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2009. – V.42. – P. 035006–1–5.
- ²⁶ Влияние напряжений сжатия и растяжения в слоях GaMnAs на их магнитные свойства / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, А.В. Кудрин, М.В. Сапожников // Физика твердого тела. – 2010. – Т.52, в.11. – С.2124-2127.
- ²⁷ Ферромагнетизм в GaAs структурах с дельта-легированным Mn слоем / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т.35, в.14. – С.8-17.
- ²⁸ Анизотропное магнетосопротивление и планарный эффект Холла в GaAs структуре с дельта - легированным Mn слоем / А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т.36, в.11. – С.46-53.
- ²⁹ Giant Planar Hall Effect in Epitaxial (Ga,Mn)As Devices / H.X. Tang, R.K. Kawakami, D.D. Awschalom, M.L. Roukes // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V.90, n. 10. – P.107201, 1-4.