

БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Физический факультет
Кафедра физики полупроводников и наноэлектроники

ИЗУЧЕНИЕ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В
СПЕЦПРАКТИКУМЕ

Минск 2003.

БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Физический факультет
Кафедра физики полупроводников и наноэлектроники

ИЗУЧЕНИЕ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В
СПЕЦПРАКТИКУМЕ

Учебно-методическое пособие
по спецпрактикуму “Физика полупроводниковых
материалов” для студентов специализаций:
Н.02.01.06 – “Физика полупроводников и диэлектриков”
Н.02.01.14 – “Микроэлектроника”
Н.02.01.17 – “Новые материалы и технологии”

Минск 2003

УДК 537.311.33

Авторы: М. Г. Лукашевич, А. А. Мазаник, Д. А. Скрипка

Рецензенты: доктор физ.-мат. наук, профессор В.Г. Шепелевич
кандидат физ.-мат. наук, доцент Ю. А. Бумай

Утверждено Советом физического факультета БГУ
27 мая 2003 г., протокол №

Изучение гальваномагнитных явлений в спецпрактикуме: Учебно-методическое пособие по спецпрактикуму “Физика полупроводниковых материалов” для студентов физического факультета // Под редакцией М. Г. Лукашевича. – Минск: Белгосуниверситет, 2003. - с.

Рассмотрены зависимости основных гальваномагнитных явлений (эффект Холла и магниторезистивный эффект) от напряженности магнитного поля в диамагнитных и магнитоупорядоченных средах. Приведено описание экспериментальной установки для изучения магнитолевых зависимостей кинетических коэффициентов, их измерения, определения основных характеристик материалов.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	
Гальваномагнитные явления в диамагнитных и магнитоупорядоченных конденсированных средах (краткая теория).....	5
1. Движение и энергетический спектр электронов в классических и квантовых магнитных полях	5
2. Гальваномагнитные явления в диамагнетиках.....	10
2.1 Эффект Холла.....	10
2.2 Магниторезистивный эффект.....	13
3. Гальваномагнитные явления в магнитоупорядоченных средах.....	18
3.1 Эффект Холла.....	18
3.2 Магниторезистивный эффект.....	21
4. Влияние размеров образца на результаты измерения эффекта Холла.....	25
5. Влияние размеров образца на результаты измерения магниторезистивного эффекта.....	29
Экспериментальная часть. Цель работы.....	32
6. Экспериментальная установка для изучения магнитополевых зависимостей кинетических коэффициентов.....	32
6.1 Измерение эффекта Холла.....	34
6.2 Измерение магниторезистивного эффекта.....	36
7. Порядок выполнения работы.....	37
8. Задание.....	37
9. Контрольные вопросы.....	39
10. Литература.....	40

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДИАМАГНИТНЫХ И МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ (краткая теория)

1. ДВИЖЕНИЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В КЛАССИЧЕСКОМ И КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Под гальваномагнитными явлениями подразумевают явления, возникающие в веществе, находящемся в магнитном поле при прохождении через него электрического тока под действием электрического поля. В данной работе рассматриваются механизмы возникновения двух основных гальваномагнитных эффектов в диамагнитных и магнитоупорядоченных конденсированных средах: эффекта Холла и магниторезистивного эффекта. Сначала рассмотрим движение и энергетический спектр заряженной частицы во внешних электрическом и магнитном полях. При приложении к кристаллу электрического поля начинается направленное движение (дрейф) носителей заряда. Дополнительное наложение внешнего магнитного поля приводит к качественному изменению не только движения носителей заряда, но и их энергетического спектра. Если магнитное поле параллельно электрическому, то заряженная частица (для определенности электрон) движется по винтовой линии с непрерывно возрастающим шагом. Действительно, в магнитном поле электрон, имеющий скорость v_{\parallel} вдоль поля и v_{\perp} – перпендикулярно полю, вращается по окружности радиуса

$$R = \frac{m^* v_{\perp}}{eB} = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \quad (1)$$

с угловой скоростью

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, B – индукция магнитного поля, а m^* – эффективная масса носителей заряда. Так как электрическое поле не изменяет v_{\perp} , а увеличивает только v_{\parallel} , то становится понятным, что в параллельных электрическом и магнитном полях электрон движется по винтовой линии с возрастающим шагом.

В скрещенных электрическом и магнитном полях частица, не имеющая начальной скорости, движется по циклоиде: она вращается по окружности радиуса

$$R = \frac{m^* E}{eB^2}, \quad (3)$$

причем центр этой окружности равномерно движется в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям. Если электрон имеет начальную скорость в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, то его траекторией будет трахоида (укороченная или удлиненная циклоида). На составляющую скорости вдоль магнитного поля не оказывают влияния ни электрическое, ни магнитное поля.

При движении электрона в кристалле необходимо учитывать соударения, которые нарушают движение под действием полей. Поэтому после каждого соударения (рассеяния) электрон будет двигаться по винтовой линии или трахоиде, которая характеризуется новыми параметрами. Рис. 1, а и б, иллюстрирует движение электрона в кристалле в параллельных и скрещенных электрическом и магнитном полях.

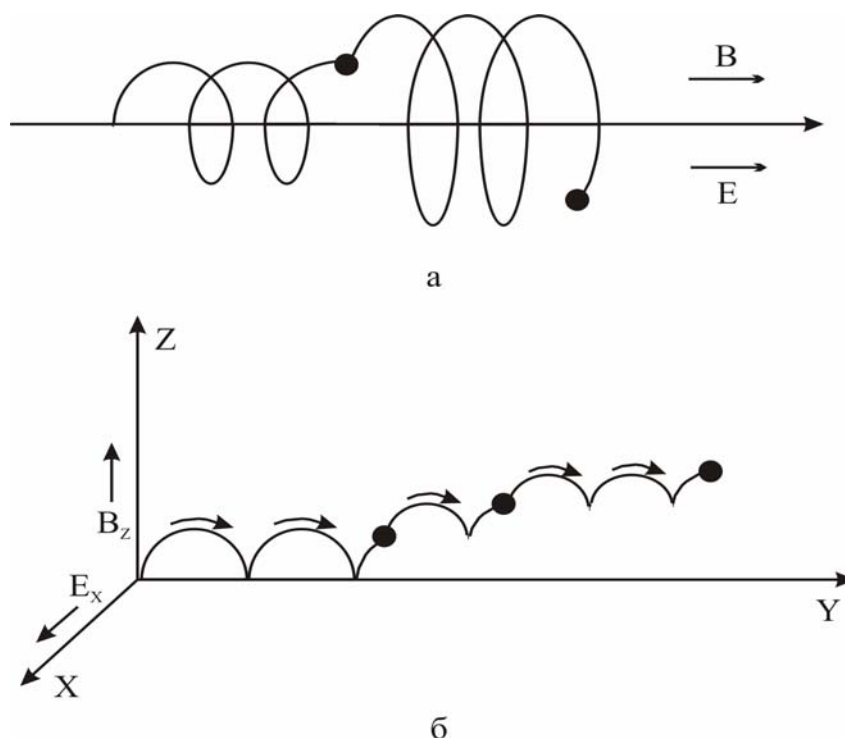


Рис.1. Классическое движение электрона в электрическом и магнитном полях. Кружочками обозначены столкновения.

Интересно отметить, что в случае, изображенном на рис. 1, *a* в отсутствие столкновений ток неограниченно возрастал бы, а в случае рис. 1, *б* ток был бы строго перпендикулярен как магнитному, так и электрическому полям, т. е. сопротивление образца было бы равно бесконечности.

Кинетические коэффициенты, характеризующие перенос заряда в кристалле, можно найти из решения кинетического уравнения Больцмана, согласно которому в стационарном состоянии изменение функции распределения под действием внешних полей полностью компенсируется столкновениями электронов с колебаниями решетки (фононами) или другими дефектами кристалла.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{пол}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{см}} = 0. \quad (4)$$

При наличии внешнего магнитного поля уравнение (4) применимо только в области слабых магнитных полей, приводящих к малому возмущению движения электрона. Критерием слабости магнитного поля обычно выбирают сравнение радиуса кривизны траектории R и длины свободного пробега l_p носителя заряда. Так, если

$$R \gg l_p, \text{ или } \omega_c \tau_p \ll 1, \text{ или } \mu B \equiv \beta < 1, \quad (5)$$

то такие поля называют классически слабыми. Здесь τ_p – время релаксации импульса, а μ – дрейфовая подвижность носителей заряда. Если же носитель успевает сделать несколько оборотов по циклотронной орбите (выполняются неравенства, обратные (5)), то такие магнитные поля называют классически сильными.

Квантовомеханическое рассмотрение движения электрона в магнитном поле показывает, что круговое движение в плоскости, перпендикулярной полю, квантуется, а энергетический спектр становится дискретным [1]. Для полупроводников, у которых закон дисперсии является квадратичным и поверхности постоянной энергии представляют собой эллипсоиды вращения, трехмерная разрешенная зона распадается на две подзоны, соответствующие противоположным направлениям спина. Энергия носителя в зоне с учетом спина имеет вид:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + \hbar \omega_c (n + 1/2) + m_s \mu_B g H, \quad (6)$$

где n – осцилляторное квантовое число, μ_B – магнетон Бора, \hbar – постоянная Планка, g – фактор спектроскопического расщепления, k_z – компонента волнового вектора в направлении магнитного поля, $m_s = \pm 1/2$. Энергетические уровни (или подзоны) в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, называются уровнями (подзонами) Ландау. В сильном магнитном поле расстояние между двумя уровнями Ландау становится больше их теплового размытия

$$\hbar\omega_c > k_B T, \quad (7)$$

где T – абсолютная температура, k_B – постоянная Больцмана.

Магнитные поля, в которых выполняется (7), называют квантующими. Из условий (5) и (7) видно, что критерий сильного в классическом смысле и тем более квантующего магнитного поля легко выполняется при низких температурах для полупроводников с малой эффективной массой и высокой подвижностью носителей заряда. Если в магнитном поле уровень Ландау с $n=0$ пересекает энергию Ферми ε_F для электронов в кристалле, то такой предел по “силе” магнитного поля называют ультраквантовым. Условное деление магнитного поля по влиянию на заряженную частицу в кристалле показано на рис. 2.

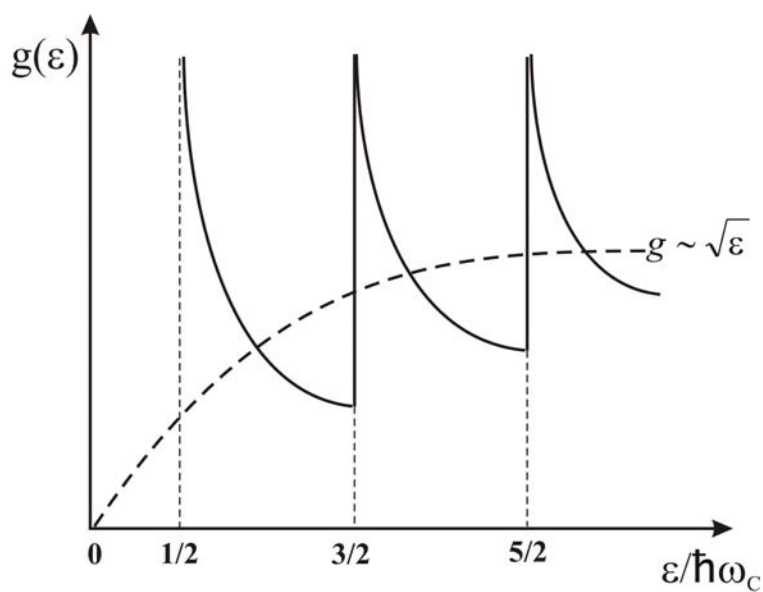
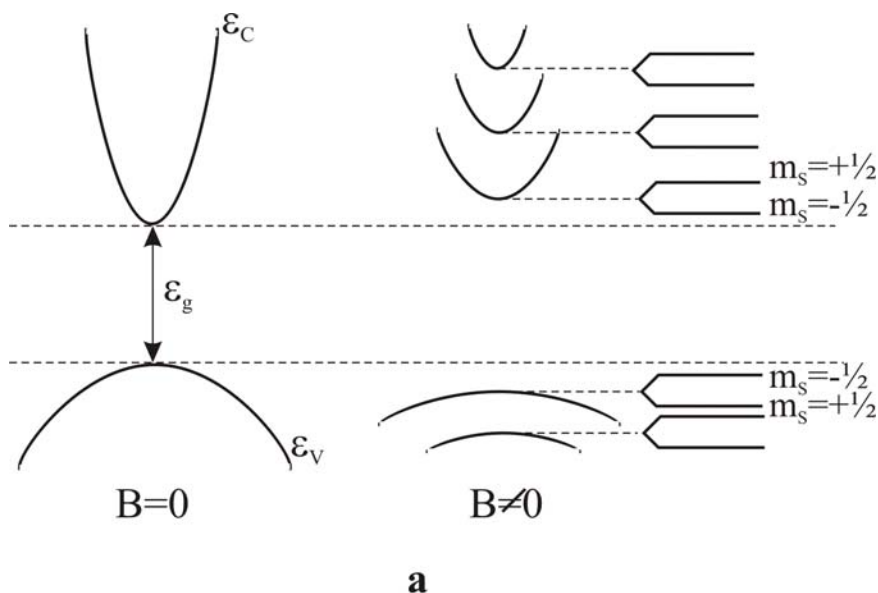


Рис. 2. Условная шкала деления магнитного поля

Квантование энергетических уровней в сильном магнитном поле приводит к существенному изменению и вида плотности разрешенных состояний как функции энергии. Для плотности состояния $g(\varepsilon)$ в магнитном поле можно записать

$$g(\varepsilon) = \frac{m^{*3/2}}{\sqrt{2\pi^2\hbar^3}} \frac{\hbar\omega_c}{2} \sum_{n=0}^{n_{\max}} [\varepsilon - (n+1/2)\hbar\omega_c + m_s\mu_B gB]^{-1/2} \quad (8)$$

Из (8) видно, что $g(\varepsilon)$ обращается в бесконечность у дна каждой подзоны Ландау и спадает как $\varepsilon^{-1/2}$, оставаясь пропорциональной магнитному полю, при удалении от нее. На рис. 3, *a* и *б*, дана иллюстрация изменения зонной структуры полупроводникового кристалла с учетом спинового расщепления при $k=0$ (*a*) и плотности состояний (*б*) в квантующем магнитном поле.



б

Рис.3. Изменение зонной структуры (*a*) и плотности состояний (*б*) в квантующем магнитном поле

2. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДИАМАГНЕТИКАХ

2.1. Эффект Холла

Эффект Холла заключается в появлении поперечной разности потенциалов в образце, через который протекает ток, при помещении его в магнитное поле. Простое рассмотрение эффекта Холла может быть выполнено на основе анализа движения заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях. При этом легко получить выражение для напряженности электрического поля Холла, которое было получено эмпирически Э. Холлом:

$$E_H = R_H B j, \quad (9)$$

где B – индукция магнитного поля, j – плотность электрического тока, R_H – постоянная Холла.

Величину постоянной Холла легко найти, если учесть, что возникшее в результате накопления носителей на боковых гранях образца поле Холла должно компенсировать силу Лоренца:

$$eE_H = -e[vB]. \quad (10)$$

Из (10) следует

$$E_H = -\mu[EB]. \quad (11)$$

Сравнивая (9) и (11), для коэффициента Холла получим выражение:

$$R_H = \frac{1}{en}, \quad (12)$$

где n – концентрация носителей заряда.

Корректное выражение для зависимости кинетических коэффициентов от напряженности магнитного поля может быть получено путем решения кинетического уравнения (4) (см, например, [1]) при введении зависящего от энергии времени релаксации квазиимпульса

$$\tau_p = \tau_{0p} \varepsilon^{-r}, \quad (13)$$

где показатель степени r – разный для разных механизмов рассеяния.

Вследствие громоздкости вычислений и их доступности запишем конечное выражение для зависимости постоянной Холла от магнитного поля и проанализируем его.

$$R_H = \frac{1}{en} \frac{\frac{\mu^2}{1 + \mu^2 B^2}}{\left\langle \frac{\mu}{1 + \mu^2 B^2} \right\rangle^2 + \left\langle \frac{\mu^2}{1 + \mu^2 B^2} \right\rangle^2 B^2}, \quad (14)$$

где $\mu = \frac{e \langle \tau_p \rangle}{m^*}$. Видно, что коэффициент Холла сложным образом зависит от напряженности магнитного поля. Он обратно пропорционален концентрации носителей заряда, а его знак совпадает со знаком носителей заряда.

В случае слабых магнитных полей, определяемых условием (5), выражение для R_H можно записать в виде:

$$R_H = \frac{1}{en} \frac{\langle \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^2} = \frac{A_r}{en}, \quad (15)$$

где величина

$$A_r = \frac{\langle \tau_p^2 \rangle}{\langle \tau_p \rangle^2}, \quad (16)$$

называется холл-фактором.

Легко видеть, что в слабом магнитном поле R_H не зависит от магнитного поля и с точностью до холл-фактора совпадает с выражением (12), полученным на основе упрощенных предположений. Величина холл-фактора определяется механизмом рассеяния носителей заряда в образце, и если время релаксации квазиимпульса описывается формулой (13), то величина холл-фактора может быть вычислена по формуле

$$A_r = \frac{\Gamma(5/2 + 2r)\Gamma(5/2)}{[\Gamma(5/2 + r)]^2}, \quad (17)$$

где Γ – гамма-функция.

Значения показателя степени r и величины холл-фактора для основных механизмов рассеяния в полупроводниках приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, максимальной величины холл-фактор достигает при рассеянии носителей заряда ионами примеси.

Таблица 1

Показатель степени, величины холл-факторов и коэффициентов магнитосопротивления для разных механизмов рассеяния

№ п/п	Механизм рассеяния	r	A_r	b_r
№ 1	Акустический деформационный потенциал	1/2	1,18	0,274
№ 2	Ионизированные примеси	3/2	1,93	0,578
№ 3	Рассеяние на нейтральных примесях	0	1	0
№ 4	Акустический пьезоэлектрический потенциал	-1/2	1,13	0,087
№ 5	Рассеяние на дислокациях	1/2	1,18	0,274

В пределе сильных магнитных полей ($\mu^2 B^2 \gg 1$) из формулы (14) легко получить формулу (12), т. е. в сильном магнитном поле коэффициент Холла не зависит от механизма рассеяния ($A_r \equiv 1$). Следовательно, взяв отношение величин постоянных Холла в пределе слабых (R_H^0) и сильных (R_H^∞) полей, легко определить величину холл-фактора:

$$A_r = \frac{R_H^0}{R_H^\infty}. \quad (18)$$

Как уже отмечалось, коэффициент Холла сложным образом зависит от напряженности магнитного поля. Анализ формулы (14) и усреднение по энергии для вырожденных полупроводников показывает, что коэффициент Холла не зависит от напряженности магнитного поля. В то же время в невырожденных полупроводниках зависимость R_H от магнитного поля может быть описана соотношениями:

$$R_H = \frac{A_r}{en} (1 - a\mu^2 B^2), \quad (19)$$

$$R_H = \frac{1}{en} (1 + a^* / \mu^2 B^2) \quad (20)$$

в пределе классически слабых и сильных магнитных полей соответственно, где коэффициенты a и a^* зависят от механизма рассеяния.

В заключение определим угол, на который поворачивается электрическое поле E в образце конечных размеров при появлении в магнитном поле поля Холла. Так как э. д. с. Холла возникает в направлении, перпендикулярном приложенному к образцу электрическому полю, то легко видеть, что тангенс этого угла, называемого углом Холла, равен:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_H}{E} = -\frac{R_H B \sigma E}{E} = -R_H \sigma B = -\mu B. \quad (21)$$

Расчет на основе кинетического уравнения приводит к аналогичному выражению:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\mu_H B, \quad (22)$$

где $\mu_H = \frac{e}{m^*} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}$ – так называемая Холлова подвижность в слабом магнитном поле. Сравнивая выражения для холловой и дрейфовой подвижностей, легко найти, что холлова подвижность пропорциональна дрейфовой с коэффициентом пропорциональности, равным холл-фактору.

$$\mu_H = A_r \mu. \quad (23)$$

Таким образом, механизм рассеяния носителей заряда в полупроводниковом кристалле влияет на значение постоянной Холла посредством холл-фактора, который в пределе сильного поля равен единице.

2.2. Магниторезистивный эффект

Под магниторезистивным эффектом понимают изменение сопротивления вещества при помещении его во внешнее магнитное поле.

Так же, как и в случае эффекта Холла, сначала рассмотрим магниторезистивный эффект на основе простых представлений о движении заряженной частицы в электрическом и магнитном полях. Как отмечалось выше, в случае параллельности электрического и магнитного полей изменения сопротивления полупроводника со сферически симметричной изоэнергетической поверхностью не должно быть, так как магнитное поле не влияет на движение носителей вдоль поля, т. е. $(\Delta\rho/\rho_0)_\parallel = (\rho_B - \rho_0)/\rho_0 \equiv 0$. В то же время в случае скрещенных полей наложение даже слабого магнитного поля должно приводить к изменению сопротивления кристалла, т. е. поперечное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho_0)_\perp = (\rho_B - \rho_0)/\rho_0 \neq 0$. В дальнейшем будем рассматривать только поперечное магнитосопротивление, опуская значок “ \perp ” взаимной перпендикулярности электрического и магнитного полей.

Рассмотрим полупроводниковый кристалл, перенос зарядов в котором осуществляется свободными электронами зоны проводимости. Без магнитного поля электрон движется прямолинейно и между двумя столкновениями проходит путь, равный длине свободного пробега l_p . Если включить магнитное поле, то за время свободного пробега τ_p из-за отклонения траектории на угол φ частица пройдет путь вдоль электрического поля меньший, чем l_p , а именно:

$$l_{pB} = l_{p0} \cos\varphi = l_{p0}(1 - \varphi^2/2) \approx l_{p0}(1 - \beta^2/2), \quad (24)$$

где φ – угол Холла, $\beta = \tan\varphi = \mu B$.

Искривление траектории носителя в магнитном поле показано на рис. 4. Поскольку за время τ_p электрон проходит меньший путь вдоль электрического поля, то это равносильно уменьшению дрейфовой скорости или подвижности, а тем самым и проводимости. Следовательно, сопротивление кристалла в магнитном поле возрастает, т. е. магнитосопротивление положительно.

Очевидно, что

$$\frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0} = \frac{l_{p0} - l_{pB}}{l_{p0}} = \frac{\beta^2}{2} \quad (25)$$

или магнитосопротивление

$$\frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\beta^2}{2}, \quad (26)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление при $B=0$; ρ_B – удельное сопротивление при $B \neq 0$.

С учетом статистического разброса времен (и длин) свободного пробега для магнитосопротивления можно записать:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \beta^2. \quad (27)$$

Таким образом, из самого простого рассмотрения действия магнитного поля на движущуюся заряженную частицу следует, что при помещении полупроводникового кристалла в магнитное поле его сопротивление возрастает пропорционально квадрату напряженности внешнего магнитного поля. Такой магниторезистивный эффект, обусловленный действием силы Лоренца на движущийся носитель заряда, обычно называют лоренцевским.

Если образец ограничен, то возникшее в результате отклонения носителей заряда магнитным полем к боковой грани поле Холла компенсирует действие на движущийся электрон силы Лоренца. В результате этого носители заряда движутся прямолинейно. С этой точки зрения, магниторезистивный эффект в ограниченном образце должен отсутствовать. На самом деле магнитосопротивление отлично от нуля и в этом случае, поскольку холлово поле компенсирует действие магнитного

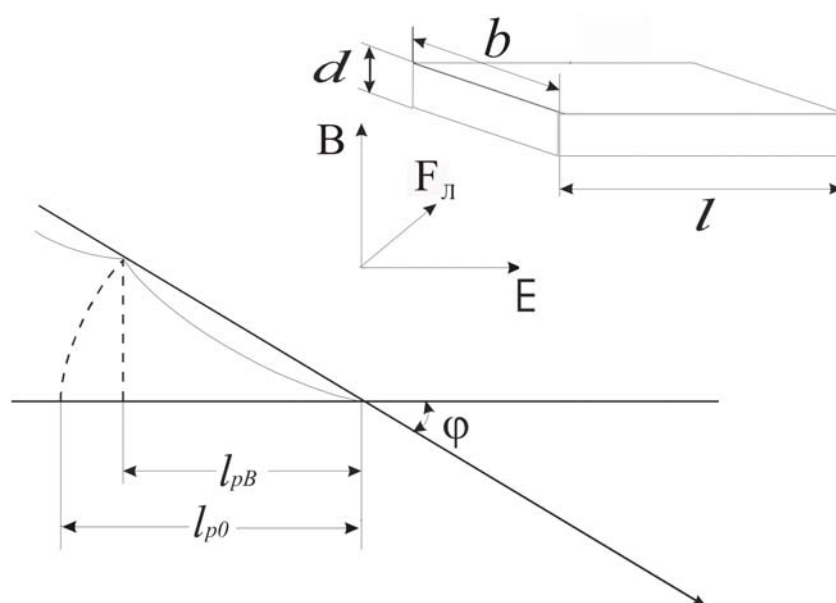


Рис. 4. Искривление траектории электрона в магнитном поле

поля лишь для электронов, движущихся с некоторой средней скоростью. На электроны, движущиеся со скоростями, большими средней, сила со стороны поля Холла действует сильнее, чем сила Лоренца. Наоборот, более медленно движущиеся электроны отклоняются под действием преобладающей силы поля Холла. В результате разброса электронов по скоростям уменьшается вклад в проводимость быстрых и медленных электронов, что приводит к увеличению сопротивления ограниченного образца во внешнем магнитном поле.

Из-за громоздкости вычислений остановимся на физическом смысле и конечных результатах расчета магниторезистивного эффекта в ограниченном образце с помощью кинетического уравнения (4). Коэффициент магнитосопротивления b_r принято вводить соотношением:

$$b_r = \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} \frac{1}{\beta^2} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \frac{1}{\beta^2}. \quad (28)$$

Если b_r известен, то сопротивление в магнитном поле можно записать в виде:

$$\rho_B = \rho_0(1 + b_r \beta^2). \quad (29)$$

Расчет показывает, что для ограниченного образца с изотропным законом дисперсии и одним типом носителей заряда b_r зависит от напряженности магнитного поля и механизма рассеяния носителей заряда:

$$b_r = \frac{1}{B^2} \frac{\left\langle \mu \right\rangle - \left\langle \frac{\mu}{1 + \beta^2} \right\rangle - \left(\left\langle \frac{\mu^2}{1 + \beta^2} \right\rangle^2 B^2 \left/ \left\langle \frac{\mu}{1 + \beta^2} \right\rangle \right)}{\left\langle \frac{\mu}{1 + \beta^2} \right\rangle + \left(\left\langle \frac{\mu^2}{1 + \beta^2} \right\rangle^2 B^2 \left/ \left\langle \frac{\mu}{1 + \beta^2} \right\rangle \right)}. \quad (30)$$

В области слабых полей (в пределе $\beta \rightarrow 0$) из (30) получим

$$b_r^0 = \mu^2(C - A_r^2), \quad (31)$$

т. е. коэффициент магнитосопротивления постоянен и сопротивление в магнитном поле растет пропорционально B^2 . Здесь C и A_r – константы.

Рассмотрим сильные магнитные поля. В этом случае при $B \rightarrow \infty$,

$$b_r^\infty = \frac{1}{B^2} (\langle \mu \rangle \langle \mu^{-1} \rangle - 1), \quad (32)$$

т. е. коэффициент магнитосопротивления уменьшается как B^{-2} , и, следовательно, сопротивление с ростом напряженности магнитного поля стремится к насыщению. Соотношение (31) имеет наглядный физический смысл. Если в кристалле имеются носители одного знака, то величина C определяет магнитосопротивление вследствие “закручивания” носителей заряда магнитным полем, а член A_r определяет компенсирующее действие поля Холла, т. е. учитывает ограниченность образца.

Если время релаксации описывается формулой (13), то коэффициент магнитосопротивления можно определить из следующей формулы:

$$b_r = \frac{\Gamma(5/2+3r)\Gamma(5/2+r)}{[\Gamma(5/2+2r)]^2} - 1. \quad (33)$$

Величина коэффициента магнитосопротивления для основных механизмов рассеяния приведена в табл. 1. Как видно из таблицы, он меньше единицы, и максимальная величина коэффициента магнитосопротивления характерна для рассеяния носителей на ионах примеси. Необходимо отметить, что если образец не слишком однороден, то b_r может достигать величин, больших единицы.

Рассмотрим магниторезистивный эффект в неограниченном образце. В этом случае поле Холла не возникает, а электрический ток поворачивается на угол φ по отношению к электрическому полю. В этом случае коэффициент магнитосопротивления дается выражением:

$$b_r = \frac{\left\langle \frac{\mu^3}{1 + \beta^2} \right\rangle}{\left\langle \frac{\mu}{1 + \beta^2} \right\rangle}. \quad (34)$$

В слабых полях ($B \rightarrow 0$)

$$b_r^0 = C\mu^2 \quad (35)$$

Сравнивая (35) и (31), можно видеть, что b_r^0 отличается множителем при μ , который равен C в случае неограниченного образца и $(C-A_r^2)$ в случае ограниченного. Таким образом, в неограниченном образце величина магнитосопротивления больше, т. к. действие силы Лоренца не компенсируется силой поля Холла.

В сильном магнитном поле ($B \rightarrow \infty$)

$$b_r = \mu \frac{1}{\langle \tau \rangle \langle \tau^{-1} \rangle}, \quad (36)$$

в то время как в ограниченном образце b_r^∞ определяется выражением (32), и $b_r^\infty \propto B^{-2}$. Следовательно, в неограниченном образце сопротивление в магнитном поле может возрастать до бесконечности.

3. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ

3.1. Эффект Холла

В магнитных материалах эффект Холла имеет несколько необычных характеристик. Можно ожидать, что из-за действия силы Лоренца на носители поле Холла должно линейно изменяться с напряженностью магнитного поля. Однако в магнитных материалах его поведение резко отличается от предсказанного. На рис.5 показана схематическая зависимость холловского сопротивления $\rho_H = \frac{U_H}{j}$ как функции индукции магнитного поля. Как видно на рис. 5, вначале наблюдается быстрый линейный рост холловского напряжения с увеличением индукции, а затем – по-прежнему линейный рост, но имеющий уже относительно малый градиент. Ясно, что эффект Холла при этом не исчерпывается простым действием силы Лоренца на движущиеся заряды. В настоящее время этот эффект известен как аномальный эффект Холла. Теперь известно, что аномальный эффект Холла не ограничен в своем проявлении только ферромагнетиками, а

может наблюдаться также и в парамагнитных и антиферромагнитных материалах в случае сильных полей.

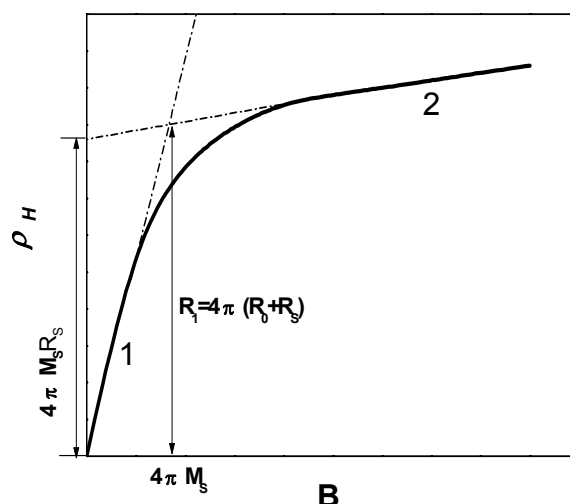


Рис.5. Схематическая зависимость холловского сопротивления от магнитной индукции в ферромагнитном металле

Данный эффект может быть интерпретирован как эффект, обусловленный аддитивным вкладом двух компонент. Первая из них — обычный эффект Холла, объясняемый простым действием силы Лоренца на движущиеся носители, а вторая компонента, очень сильно зависящая от температуры, обусловлена магнитными свойствами материала. Изображенная на рис.5 зависимость может быть описана формулой:

$$\rho_H = R_0 B + 4\pi R_s M, \quad (37)$$

где B — индукция магнитного поля, M — спонтанная намагниченность вещества при температуре, меньшей температуры Кюри. Первый член формулы описывает обычный эффект Холла, появившийся за счет действия силы Лоренца и характеризующийся обычным коэффициентом Холла R_0 . Второй член показывает вклад в эффект, обусловленный магнитными свойствами материала и характеризующийся спонтанным коэффициентом Холла R_s . Величину $R_1 = 4\pi(R_0 + R_s)$ часто называют экстраординарным или аномальным коэффициентом Холла.

Альтернативное (37) выражение для холловского сопротивления может быть записано в виде:

$$\rho_H = R_0 H_{\text{int}} + R_1 M, \quad (38)$$

где H_{int} – напряженность внешнего магнитного поля в образце,
 $B = H_{int} + 4\pi M$.

Спонтанный коэффициент Холла равен:

$$R_S = \frac{\rho_H}{\mu_0 M_S}, \quad (39)$$

где M_S – намагниченность насыщения, μ_0 – магнитная проницаемость. Спонтанное холловское сопротивление получается экстраполяцией зависимости $\rho_H(B)$ при $B_2=0$.

Аномальный коэффициент Холла находится по углу наклона участка 1 зависимости $\rho_H(B)$:

$$R_1 = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right) \Big|_{B \rightarrow 0} = \frac{\rho_H}{\mu_0 M_S}. \quad (40)$$

Холловское сопротивление определяется из приведенного выше графика для $B = \mu_0 M_S$. Ординарный коэффициент Холла находится по наклону участка 2 кривой $\rho_H(B)$ при $B > \mu_0 M_S$.

$$R_0 = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right) \Big|_{B > \mu_0 M_S} = R_H + (R_1 - R_H) \frac{\chi}{1 + \chi}, \quad (41)$$

где χ – магнитная восприимчивость.

Вернемся к поведению ρ_H , показанному на рис. 5 при достижении технического насыщения намагниченности, когда все домены упорядочены:

$$H_{int} = H_{appl} - 4\pi N M_S = 0. \quad (42)$$

Здесь N – размагничивающий фактор, H_{appl} – напряженность приложенного магнитного поля.

С экспериментальной точки зрения рассмотрение изменения ρ_H в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля удобнее, чем подобное рассмотрение в зависимости от индукции. С этой целью предыдущее уравнение можно переписать в виде:

$$\rho_H = [H_{appl} + 4\pi M(1 - N)] + 4\pi R_S M. \quad (43)$$

При насыщении $B = 4\pi M_S$ (или же $H_{appl} = 4\pi N M_S$), и соответственно величина $\rho_H = 4\pi M_S (R_0 + R_S)$.

3.2. Магниторезистивный эффект

Наличие спонтанной намагниченности в магнитоупорядоченной среде приводит к дополнительному вкладу в магниторезистивный эффект, обусловленному анизотропией сопротивления. Для пояснения механизма этого магниторезистивного эффекта рассмотрим однодоменный ферромагнитный поликристалл. Компоненты электрического поля E_i в таком проводнике связаны с плотностью тока J_j соотношением:

$$E_i = \sum_j \rho_{ij} j_j, \quad (44)$$

где ρ_{ij} - компоненты тензора сопротивления.

Если намагниченность такого образца направлена по оси Z , то для такой магнитоупорядоченной среды тензор сопротивления имеет вид:

$$\hat{\rho}_{ij} = \begin{bmatrix} \rho_{\perp}(B) & -\rho_H(B) & 0 \\ \rho_H(B) & \rho_{\perp}(B) & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel}(B) \end{bmatrix}, \quad (45)$$

где ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} - компоненты тензора в направлении, параллельном и перпендикулярном намагниченности.

Этот вид тензора сопротивления дает следующее выражение для электрического поля:

$$\vec{E} = \rho_{\perp}(B)J + [\rho_{\parallel}(B) - \rho_{\perp}(B)][\alpha \cdot j]\alpha + \rho_H(B)\alpha \times j, \quad (46)$$

где α - единичный вектор в направлении намагниченности. Компоненты тензора ρ_{ij} зависят от индукции B , которая определяется внешним магнитным полем и размагничивающим фактором, учитывающим геометрию образца. Так как действие силы Лоренца на движущийся заряд можно наблюдать в любом проводнике, то компоненты ρ_{ij} можно разделить на две части: $\rho_{ij}(B) = \rho_{ij} + \rho_{ij}^0(B)$, где ρ_{ij} - это спонтанные коэффициенты и $\rho_{ij}^0(B)$ - "обычные" коэффициенты.

Отметим, что ρ_{ij} нельзя измерить прямым методом, т. к. на движущийся в магнитном материале электрон действует сила Лоренца со стороны внутреннего магнитного поля. Предполагая, что можно провести экстраполяцию к $B = 0$, получим три спонтанных коэффициента:

ρ_{\parallel} – сопротивление для случая $\vec{j} \parallel \vec{M}$ при $B=0$,

ρ_{\perp} – сопротивление для случая $\vec{j} \perp \vec{M}$ при $B=0$,

ρ_H – ферромагнитное сопротивление Холла.

Тот факт, что диагональные элементы ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} в выражении (45) не равны, означает, что сопротивление зависит от взаимной ориентации тока и намагниченности. Если образец взять в виде прямоугольного параллелепипеда и угол между током \vec{J} и намагниченностью \vec{M} обозначить θ , то из (45) можно получить:

$$\rho_{B=0} = (\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp})/3 + (\cos^2\theta - 1/3)(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}). \quad (47)$$

Разница сопротивлений $\Delta\rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ называется анизотропным магнитосопротивлением. При температуре выше температуры Кюри она исчезает.

В объемном материале, если намагниченность домен ориентирована случайным образом в отсутствие магнитного поля, величина $\cos^2\theta$ в уравнении (47) равна $1/3$ и сопротивление равно $1/3\rho_{\parallel} + 2/3\rho_{\perp}$. Анизотропия магнитосопротивления достигает $2/3\rho_{\parallel} - 1/3\rho_{\perp}$ в насыщении в продольном поле ($\cos^2\theta = 1$) и $1/3\rho_{\parallel} - 1/3\rho_{\perp}$ в насыщении в поперечном поле ($\cos^2\theta = 0$).

Для полностью размагниченного образца в отсутствие магнитного поля сопротивление ρ_0 приблизительно равно $\rho_{AV} \equiv 1/3\rho_{\parallel} + 2/3\rho_{\perp}$. Если магнитосопротивление определить как относительное изменение сопротивления между намагниченным образцом и его сопротивлением в размагниченном состоянии, то можно записать:

$$\Delta\rho_{\perp}/\rho_{AV} = (\rho_{\perp} - \rho_{AV})/\rho_{AV} \text{ и } \Delta\rho_{\parallel}/\rho_{AV} = (\rho_{\parallel} - \rho_{AV})/\rho_{AV}. \quad (48)$$

Однако лучше измерять обе величины ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} и определить нормированную величину анизотропного магнитосопротивления как:

$$\Delta\rho_{\perp}/\rho_{AV} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/(1/3\rho_{\parallel} - 2/3\rho_{\perp}) \quad (49)$$

Для однодоменной намагниченной пленки можно получить:

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} \sin^2\theta + \rho_{\parallel} \cos^2\theta \text{ или } \rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2\theta. \quad (50)$$

Схематическое изображение магнитопольевых зависимостей магниторезистивного эффекта для ферромагнетика показано на рис. 6.

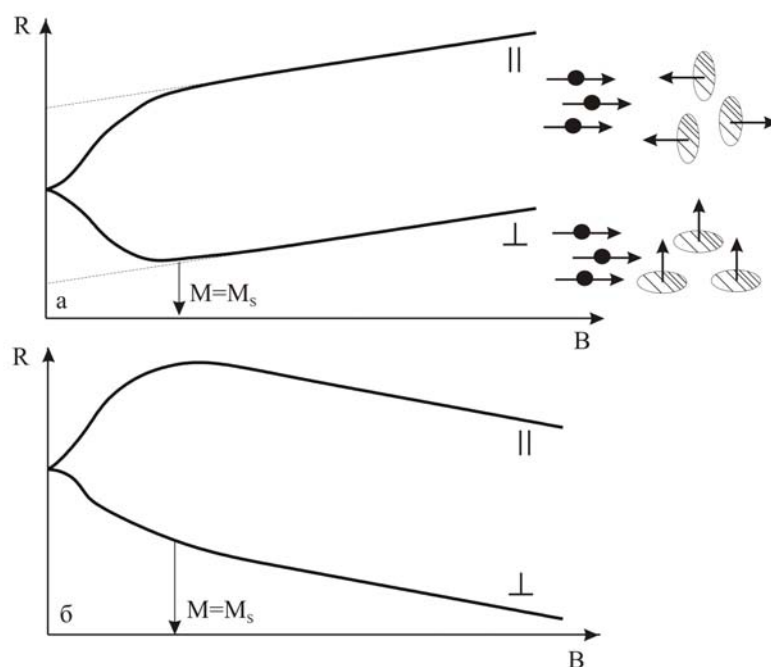


Рис. 6. Схематическое представление магнитопольевых зависимостей магнитосопротивления ферромагнетика. Пунктирные линии показывают экстраполяцию для получения продольного и поперечного сопротивлений при $B=0$, т. е. ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} компонент тензора (45).

При увеличении магнитного поля в ферромагнитных материалах основной вклад в изменение сопротивления дает анизотропное магнитосопротивление из-за спонтанной анизотропии сопротивления, т. е. из-за зависимости сопротивления от угла между намагниченностью и током. Оно отражает переориентацию намагниченности и насыщается, когда намагниченность полностью ориентируется по внешнему магнитному полю. Величина насыщения зависит от угла между полем и током, как показано на рис. 6 для продольной и параллельной ориентаций.

После насыщения наблюдается незначительное изменение сопротивления, которое может вызываться двумя причинами:

1. Положительной компонентой лоренцевского магнитосопротивления (рис. 6, *a*).
2. Отрицательной компонентой магнитосопротивления из-за уменьшения сопротивления, обусловленного рассеянием на спиновом беспорядке (рис. 6, *б*).

Отрицательная компонента становится существенной вблизи точки Кюри, где она может превышать положительное магнитосопротивление.

Причину появления отрицательного магнитосопротивления в ферромагнетике можно понять, рассмотрев температурную зависимость сопротивления немагнитного и магнитного металла. Температурные зависимости сопротивления палладия и никеля, отнесенные к сопротивлению при температуре Дебая R_0 , приведены на рис. 7.

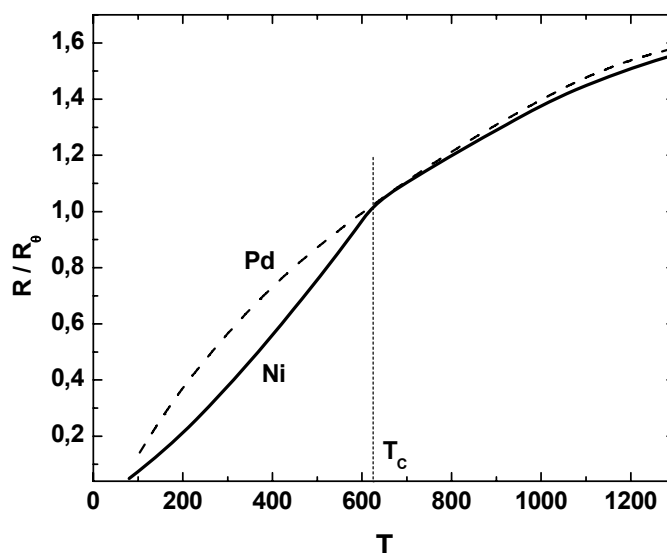


Рис. 7. Сравнение температурных зависимостей сопротивления немагнитного палладия и магнитного никеля.

Для никеля при температурах ниже температуры Кюри сопротивление уменьшается сильнее. Этот эффект объяснен Моттом. Согласно предложенной им модели, в переходных металлах ток переносится в основном электронами s -зоны. При этом сопротивление обусловлено рассеянием s -электронов в пустые состояния d -зоны. Для ферромагнитных металлов электроны со спином вверх и вниз d -зоны расщеплены обменным взаимодействием, и d -подзона для электронов со спином вверх располагается ниже уровня Ферми, как показано на рис. 8. Следовательно, ниже температуры Кюри s -электроны со спином вверх не могут рассеяться в d -состояния. Поэтому их подвижность высока, и ток

переносится в основном этими электронами. Другими словами, сопротивление ферромагнитных металлов аномально мало при низких температурах и увеличивается, по мере того как обменное взаимодействие уменьшается спиновым беспорядком с ростом температуры.

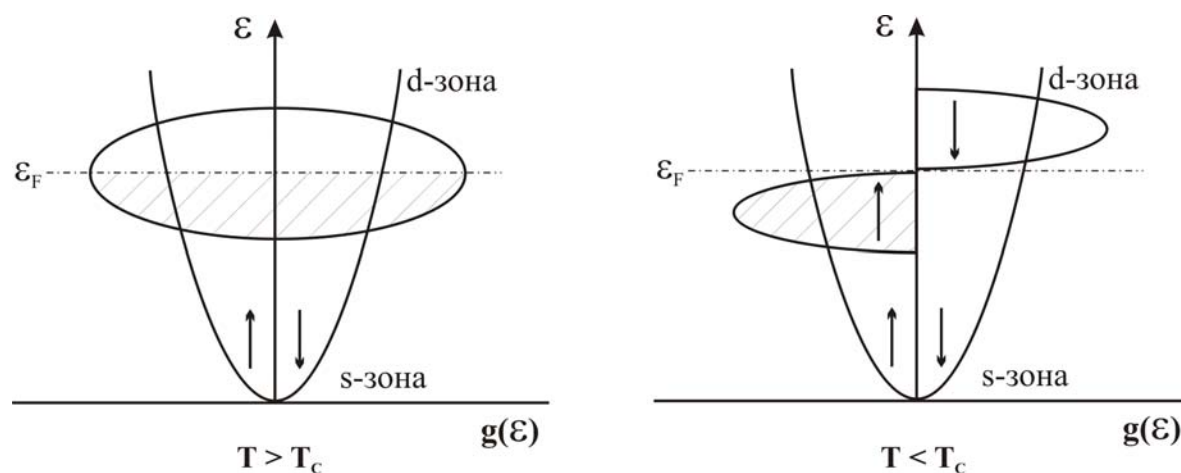


Рис. 8. Схематическое изображение зонной структуры ферромагнетика при температурах выше и ниже точки Кюри. Направление спинов электронов в зонах показано стрелками.

4. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Хотя э.д.с. Холла является результатом накопившегося на боковых гранях электрического заряда, возникшего вследствие взаимодействия движущихся носителей заряда с магнитным полем, измеряемое напряжение в общем случае не является истинным напряжением Холла, а лишь напряжением, видоизмененным геометрией образца и контактов. Одним из основных факторов, изменяющих напряжение Холла, является шунтирующее действие токовых электродов, о котором можно судить по распределению эквипотенциальных линий в полупроводниковом образце конечной длины с низкоомными электродами, помещенном в магнитное поле, показанному на рис. 9.

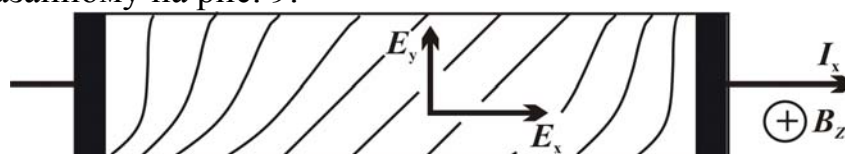


Рис. 9. Распределение эквипотенциальных линий в длинном образце Холла.

Пусть образец в виде прямоугольного параллелепипеда со сторонами $l \times b \times d$ (длина, ширина и толщина соответственно), на концах которого нанесены токовые контакты, помещен в магнитное поле. В данном случае напряжение, возникшее в направлении оси Y на концах образца, закорачивается низкоомными токовыми контактами, в результате чего в приконтактной области искажается наклон эквипотенциальных линий и тем самым меняется угол и напряжение Холла. Очевидно, чем короче образец, тем сильнее шунтирующее действие токовых электродов. На рис.10 показаны эквипотенциальные и силовые линии электрического поля, а также линии тока для относительно короткого образца ($l \approx b$), которые были сняты способом моделирования электрического поля в образцах Холла на проводящей бумаге.

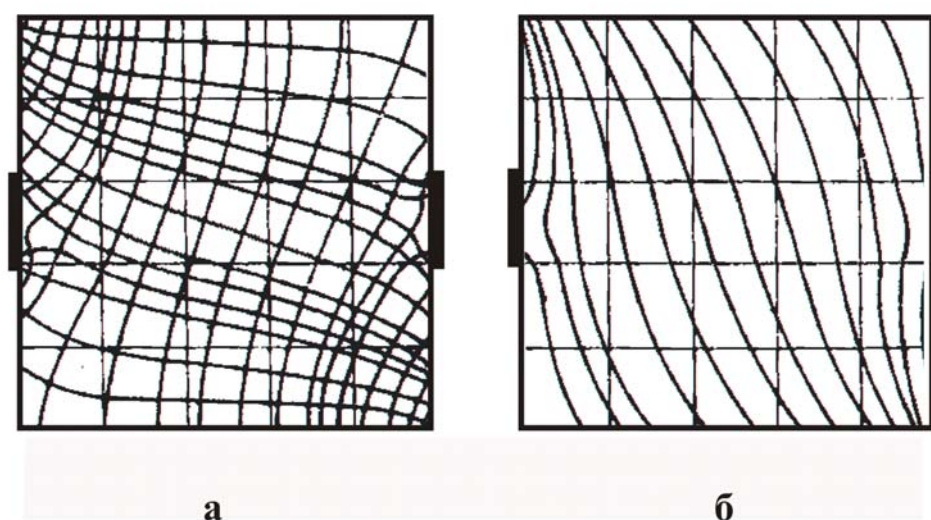


Рис.10. Распределение эквипотенциальных и силовых линий электрического поля (а) и линий тока (б) в квадратном образце

Зависимость напряжения Холла от отношения l/b для слабых магнитных полей приведена на рис.11. Видно, что при $l/b < 3$ измеряемое напряжение Холла необходимо делить на поправочный коэффициент, а при $l/b > 3$ можно считать, что измеряемое напряжение равно э.д.с. Холла. Детальное исследование влияния шунтирующего действия электродов показало, что с увеличением Холлова угла шунтирующее действие изменяется из-за большего магниторезистивного эффекта в тех областях

образца, в которых сильнее закорочена э. д. с. Холла. Такими участками являются приэлектродные области образца.

На результаты измерений э. д. с. Холла может влиять и форма холловских контактов. Идеальными с точки зрения неискажения электрического поля в образце являются точечные или ножевидные контакты на холловских гранях образца (см. рис. 12, *a*, *б*). Однако такие контакты трудно сделать низкоомными, стабильными и нешумящими. Нередко холловские контакты наносят на холловские грани в виде площадки конечной ширины (рис. 12, *в*). При измерениях с низкой точностью на образцах с высокой подвижностью носителей заряда и большим отношением l/b такие контакты допустимы. Однако наносить холловские контакты на поверхность образца (рис. 12, *г*) не следует. Дело в том, что, во-первых, они шунтируют электрическое поле образца, уменьшая его эффективную длину, а во-вторых, протекающий через них ток резко ухудшает шумовые свойства контактов. Отметим также, что ширина холловских контактов приводит к такой же ошибке, как и измерения на коротких образцах, но в данном случае существенно соотношение ширин контактов и образца.

Примеры конфигураций образцов для исследования эффекта Холла и физического магниторезистивного эффекта приведены на рис. 13.

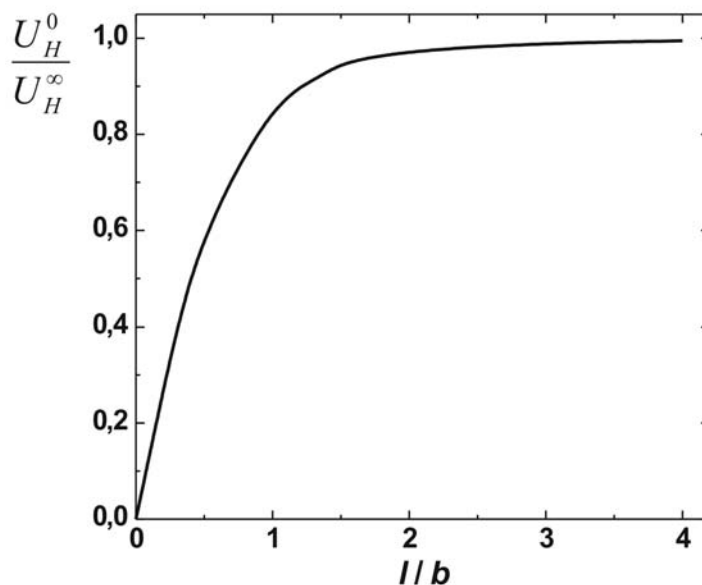


Рис. 11. Зависимость нормированного напряжения Холла от отношения длины образца к его ширине $U_{H\infty}$ – напряжение Холла при $l/b \rightarrow \infty$.

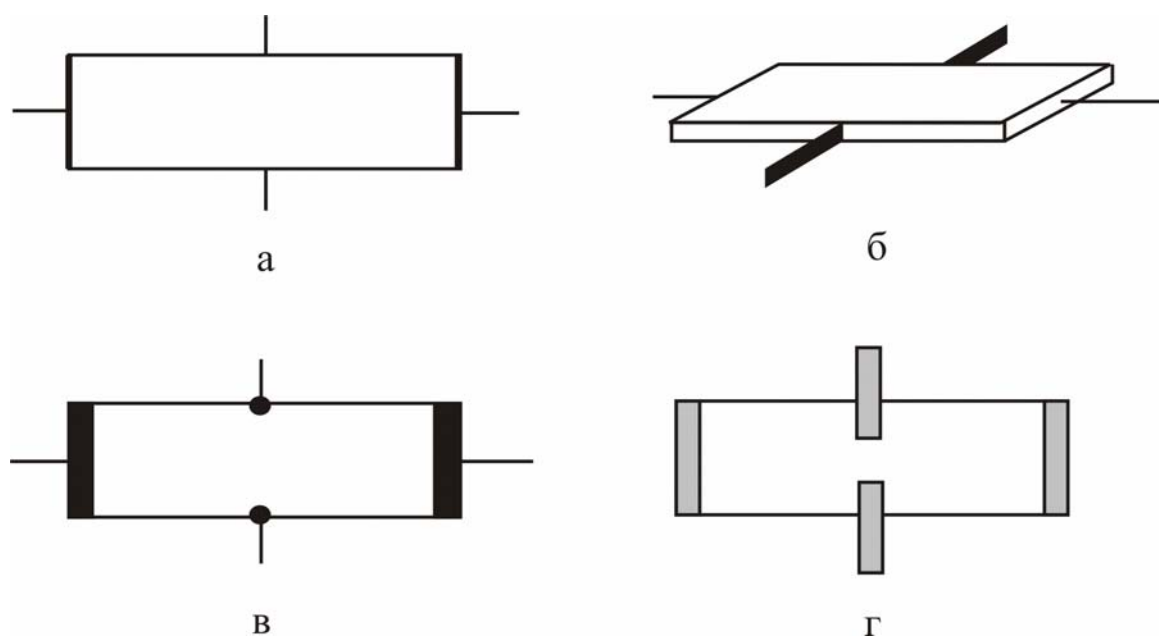


Рис. 12. Холловские контакты

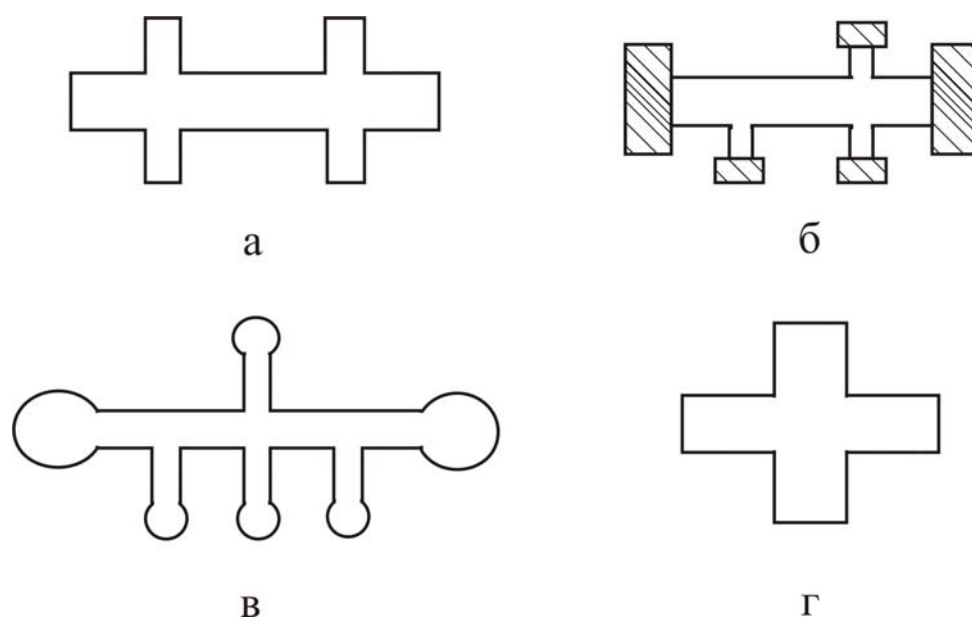


Рис. 13. Примеры конфигураций образцов для исследования эффекта Холла и физического магниторезистивного эффекта

5. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА

Как отмечалось ранее, величина измеряемого магнитосопротивления ограниченного образца зависит не только от напряженности магнитного поля, но и от размеров и формы образца. Для простейших форм, например для прямоугольного параллелепипеда, выполнены детальные расчеты, связывающие величину магнитосопротивления с соотношением длины l образца к его ширине b ($u=l/b$). В отдельных частных случаях можно выписать следующие явные зависимости магнитосопротивления от напряженности магнитного поля и отношения длины образца к ширине [4]:

$$\Delta\rho / \rho_0(\beta, u) = \Delta\rho / \rho_0(\infty, \beta)g(u, \beta), \quad (51)$$

$$\text{где } g(u, \beta) = \begin{cases} 1, & u = \infty \\ \sqrt{1 + \beta^2}, & u = 1 \\ 1 + \beta^2, & u = 0 \end{cases}$$

Графики функций $g(\beta)$ при разных u приведены на рис.14. Предельный случай $u=0$ (неограниченный, бесконечно широкий образец) можно реализовать на практике, взяв круглый диск с одним электродом в центре и другим на периферической окружности (т. н. диск Корбино, рис. 15, а). Электрическое поле в этом случае имеет лишь радиальную составляющую, а линии тока – вид логарифмических спиралей, которые пересекают радиусы диска под углом Холла. Другой предельный случай $u=\infty$ можно реализовать, взяв длинный тонкий стержень (рис. 15, б.). Понятно, что физический магниторезистивный эффект, в котором коэффициент магнитосопротивления характеризует механизм взаимодействия носителей заряда с кристаллической решеткой, можно измерить на длинном тонком стержне, когда геометрической компонентой магнитосопротивления можно пренебречь.

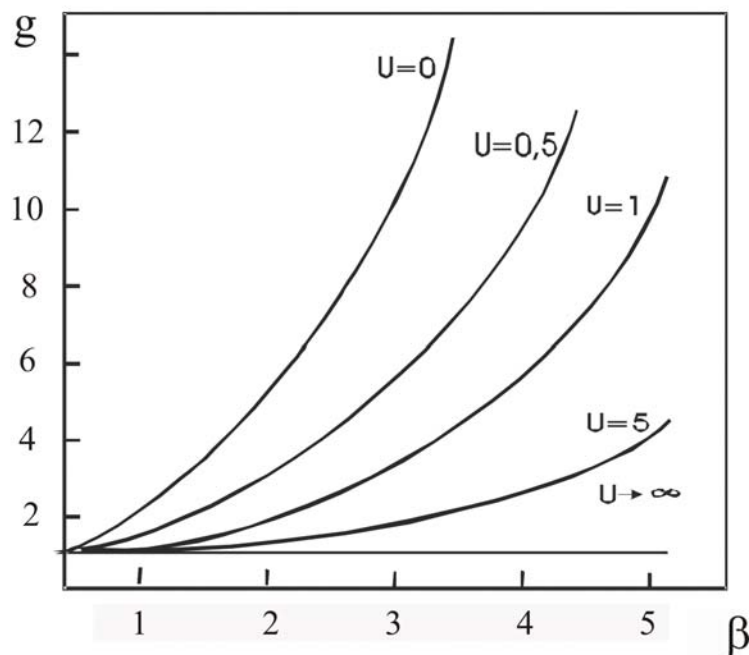


Рис. 14. Зависимость геометрического множителя от β при разных значениях u

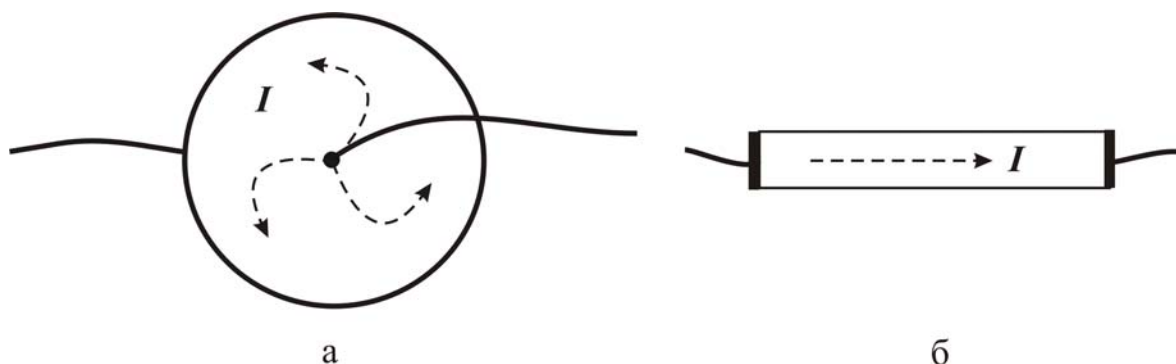


Рис. 15. а) диск Корбино; б) длинный тонкий стержень

Если время релаксации не зависит от энергии ($r=0$), то величину магнитосопротивления прямоугольного параллелепипеда в широком интервале напряженности магнитного поля и отношений l/b можно определить из следующей формулы [4]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\sqrt{1+\beta^2} [1 + f(u)(\sqrt{1+\beta^2} - 1)]}{1 + Uf(u)(\sqrt{1+\beta^2} - 1)} - 1, \quad (52)$$

где

$$f(u) = \frac{2G(u) - 1}{1 - u},$$

а

$$G(u) = \frac{16}{\pi^3} \frac{1}{U} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2k+1} \operatorname{th}(2k+1) \frac{\pi}{2} U -$$

функция Курта–Липмана. График зависимости величины G от отношения длины образца к его ширине приведен на рис.16.

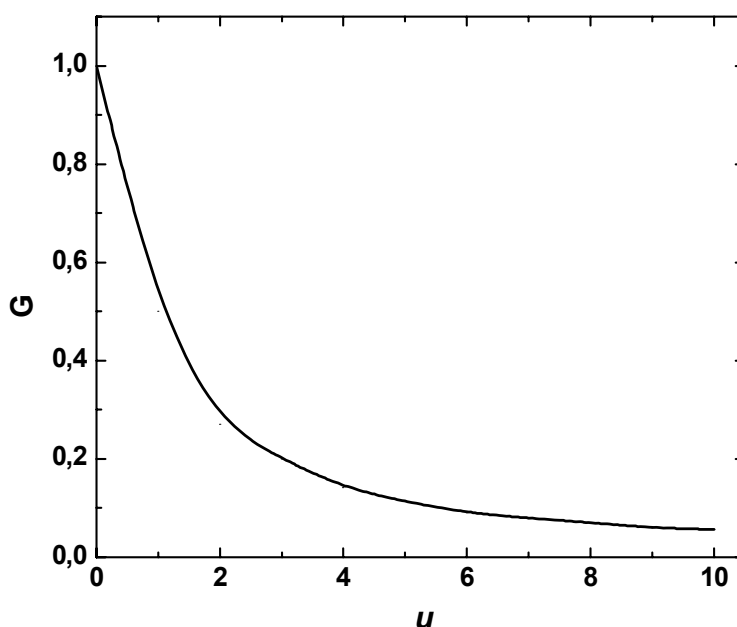


Рис. 16. Зависимость геометрического множителя Курта-Липмана от отношения длины образца к его ширине $u=l/b$

Если время релаксации зависит от энергии ($r \neq 0$), в выражении (52) необходимо заменить β на β^* :

$$\beta \rightarrow \beta^* = \frac{\langle \mu^2 \rangle_H}{\langle \mu \rangle_C}. \quad (53)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Цель работы: Провести измерение гальваномагнитных явлений в диамагнитных и магнитоупорядоченных конденсированных средах (эффект Холла и магниторезистивный эффект) от напряженности магнитного поля и геометрических размеров образца. Сравнить результаты экспериментов с выводами теории, определить основные характеристики изучаемых образцов (концентрация носителей заряда и их подвижность), а также доминирующий механизм рассеяния носителей заряда.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МАГНИПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Блок-схема экспериментальной установки для изучения магнитолевых зависимостей кинетических коэффициентов приведена на рис.17. Магнитное поле получается с помощью резистивного электромагнита 1. Развертка магнитного поля может осуществляться как вручную, так и автоматически блоком питания 2 электромагнита. Ток через образец задается генератором тока 3, а падения напряжения на образце и холловское напряжение измеряется вольтметром 5. В установке также предусмотрена возможность коммутации направления магнитного поля и тока через образец.

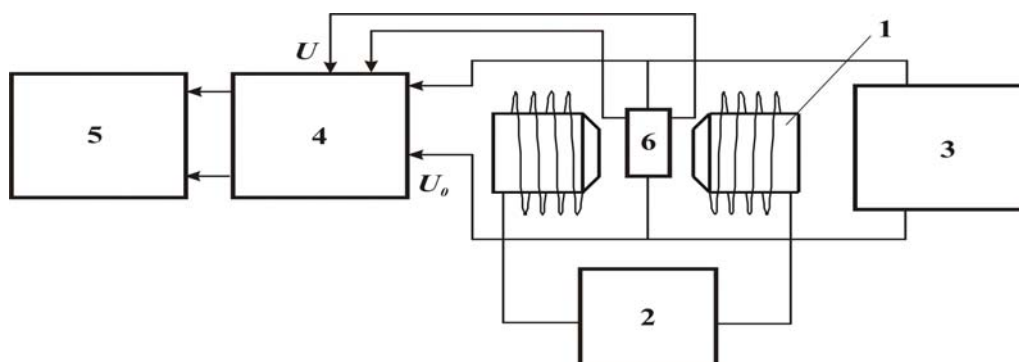


Рис. 17. Блок-схема экспериментальной установки для изучения магнитолевых зависимостей кинетических коэффициентов. 1—электромагнит, 2—блок питания электромагнита, 3—источник питания образца (генератор тока), 4—коммутатор, 5—измерительный вольтметр, 6—образец

Изучение магнитополевых зависимостей гальваномагнитных явлений проводится на базе унифицированного стенда, позволяющего проводить развертку магнитного поля и имеющего встроенный генератор для задания тока через исследуемый образец. Образцы распаиваются в специальной кассете, вид которой показан на рис. 18. С помощью переключателя “род работы” можно проводить измерения или эффекта Холла (положение “Х”), или магниторезистивного эффекта (положение “С”). Измерительный прибор подключается к клеммам “напр” на задней стороне универсального блока. Общий вид универсального блока и назначение органов управления приведены на рис.19. Ручки управления магнитным полем “длительность”, “пуск – стоп” и “автоматическая – ручная” предназначены для проведения автоматизированных измерений с помощью компьютера и при выполнении работы не используются. Положение этих ручек при выполнении работы “длительность 1”, “пуск – стоп” – в положении “стоп”, “автоматическая – ручная” в положении “ручная”. При выполнении работы к ним не возвращаться.

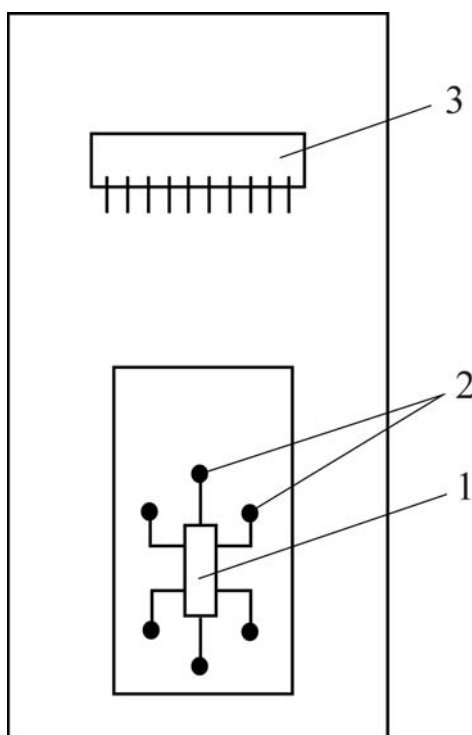


Рис. 18. Кассета для крепления образца. 1 – образец, 2 – площадки для припайки контактных проволок, 3 – разъем для подключения образца в измерительную цепь

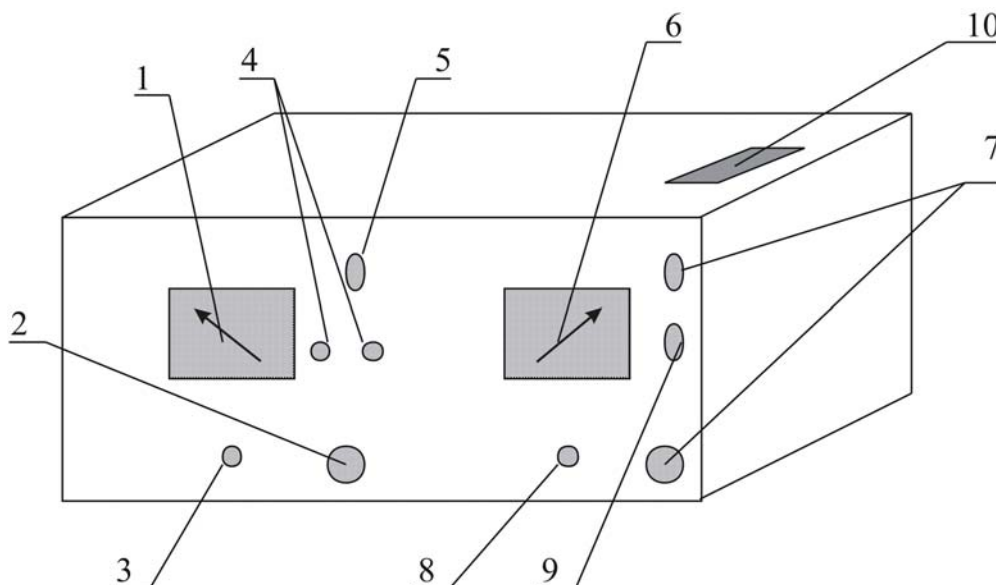


Рис.19. Общий вид универсального измерительного блока.

1. Амперметр для контроля тока электромагнита.
2. Ручка установки напряженности магнитного поля.
3. Переключатель для измерения направления магнитного поля.
4. Переключатели развертки магнитного поля “ручная - автоматическая” и “пуск – стоп” развертки магнитного поля.
5. Установка длительности развертки магнитного поля.
6. Амперметр для контроля тока образца.
7. Ручки установки тока через образец.
8. Переключатель для изменения направления тока образца.
9. Установка рода работы (“Х” – измерение эффекта Холла или “С” – измерение магнитосопротивления).
10. Отверстие для вставки кассеты с образцом в зазор электромагнита.

6.1. Измерение коэффициента Холла

Наряду с принципиальной простотой измерение коэффициента Холла требует учета ряда побочных факторов. Ниже будет рассмотрена основная, наиболее распространенная схема измерений и лишь в общих чертах факторы, мешающие измерениям.

Если от плотности тока j_x перейти к полной величине тока и от напряженности поля E_y к разности потенциалов на боковых гранях, то, считая образец прямоугольным параллелепипедом (рис.10), выражение для постоянной Холла можно записать в виде:

$$R_H = \frac{U_y}{b} \cdot \frac{b \cdot d}{I_x} \cdot \frac{1}{B_z} = \frac{U_y}{I_x} \cdot \frac{d}{B_z} = \frac{U_H \cdot d}{I \cdot B} \quad (54)$$

Здесь b – ширина образца, d – толщина.

В последнем равенстве, учитывая взаимную перпендикулярность тока, магнитного поля и поля Холла, реализующуюся в измерительной установке, индексы направления опущены. Холловская разность потенциалов обозначена через U_H .

Если пользоваться системой единиц СИ для измеряемых величин, коэффициент Холла будет иметь размерность [$\text{м}^3 / \text{Кл}$].

Измерение величин, входящих в правую часть (54), исключая U_H , производится обычным путем. Измерение напряжения эффекта Холла требует особого рассмотрения. Поперечная, измеряемая на боковых гранях, разность потенциалов возникает благодаря многим физическим причинам помимо эффекта Холла. Все поперечные напряжения могут быть разделены на четыре группы по их зависимости от направления электрического тока и магнитного поля.

1. $U_1 = U(B, I)$ – поперечное напряжение, знак которого изменяется при изменении направления электрического тока или магнитного поля.
2. $U_2 = U(I)$ – напряжение, знак которого зависит только от направления электрического тока.
3. $U_3 = U(B)$ – знак напряжения зависит от направления магнитного поля.
4. $U_4 = U(0)$ – поперечное напряжение, не зависящее от тока и магнитного поля.

Измеряемое поперечное напряжение – U_Σ равно сумме напряжений $U_1 - U_4$: $U_\Sigma = U_1 + U_2 + U_3 + U_4$.

Напряжение эффекта Холла относится к группе $U_1 = U(B, I)$, поэтому необходимо из U_Σ выделить U_1 . Для этого производят четыре измерения, отличающиеся направлениями тока и магнитного поля. По данным измерений можно составить четыре уравнения:

$$\begin{cases} V_1 = U_1 + U_2 + U_3 + U_4, & I > 0, B > 0 \\ V_2 = U_1 + U_2 - U_3 + U_4, & I > 0, B < 0 \\ V_3 = U_1 - U_2 - U_3 + U_4, & I < 0, B < 0 \\ V_4 = U_1 - U_2 + U_3 + U_4, & I < 0, B > 0 \end{cases} \quad (55)$$

Решив систему (55), получим

$$U_1 = \frac{V_1 - V_2 + V_3 - V_4}{4}. \quad (56)$$

Опыт показывает, что наибольшие погрешности связаны с напряжением U_2 . Если достаточно избавиться только от напряжения U_2 , можно ограничиться двумя измерениями: V_1 и V_2 или V_3 и V_4 и воспользоваться более короткими формулами:

$$U_1 \approx \frac{V_1 - V_2}{2} \quad \text{или} \quad U_1 \approx \frac{V_3 - V_4}{2}. \quad (57)$$

Важно отметить, что в случае двух измерений необходимо, чтобы они отличались направлениями магнитного поля.

На основании (55) можно также определить по отдельности U_2 , U_3 и U_4 . Строго говоря, в группу напряжений U_1 входит не только напряжение эффекта Холла U_H . Однако в большинстве случаев U_H оказывается наибольшим слагаемым, и с достаточной точностью можно считать

$$U_H = U_1. \quad (58)$$

Причиной возникновения напряжения U_2 обычно является неточное (не на одной эквипотенциальной плоскости) расположение зондов на боковых гранях образца.

6.2. Измерение магниторезистивного эффекта

В режиме генератора тока, когда ток через образец не зависит от внешнего магнитного поля, знак и величина магниторезистивного эффекта легко определяется из соотношения $\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta U}{U_0}$,

где U_0 – падение напряжения на образце в отсутствие магнитного поля, а ΔU – изменение падения напряжения на образце в магнитном поле.

Коэффициент магнитосопротивления легко определить из соотношения (28).

7. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Изучить блок-схему установки для измерения магнитопольных зависимостей кинетических коэффициентов.
2. Изучить функциональное назначение каждой ручки универсального измерительного стенда. Все ручки установить в крайнее левое положение.
3. Подключить измерительный вольтметр к клеммам “напр” на тыльной стороне блока.
4. Вставить кассету с образцом в зазор электромагнита и зафиксировать ее путем надежного соединения разъема кассеты с разъемом блока.
5. Установить ток через образец не более 5мА. Вся шкала измерителя тока образца 6 соответствует величине, установленной верхним переключателем 7. Нижней ручкой 7 осуществляется плавная регулировка тока.
6. Установить переключатель “режим работы” в положение “Х”. При этом измерительный вольтметр будет фиксировать э. д. с., обусловленную асимметрией холловских контактов в отсутствие магнитного поля.
7. Выберите направление магнитного поля. С помощью ручки 2 плавно увеличивайте ток магнита и проведите измерение зависимости э. д. с. Холла от магнитного поля при двух направлениях магнитного поля и двух направлениях тока через образец. Напряженность магнитного поля в зазоре электромагнита линейно увеличивается с ростом тока. Вся шкала амперметра 1 для контроля тока соответствует полю 0,6 Тл.
Внимание: коммутацию направления магнитного поля проводить при отсутствии тока через магнит.
8. Установите переключатель “режим работы” в положение “С”. При этом измерительный вольтметр фиксирует падение напряжения на образце. Плавно увеличивая магнитное поле в зазоре электромагнита, измерьте изменение падения напряжения при двух направлениях магнитного поля и двух направлениях тока образца.

8. ЗАДАНИЕ

В работе проводится изучение магнитопольных зависимостей постоянной Холла и магниторезистивного эффекта в образцах германия (образец № 1), кремния (образец № 2) и арсенида галлия (образец № 3). Образцы германия и кремния выращены методом Чохральского, а арсенид галлия – жидкофазной эпитаксией на полуизолирующей

подложке из того же материала. Размеры образцов и эффективные массы электронов для этих материалов приведены в табл. 2.

1. Проведите измерения и рассчитайте:
 - а) Удельное сопротивление;
 - б) концентрацию электронов;
 - в) подвижность электронов в образцах германия, кремния и арсенида галлия.
2. Зная основные характеристики образцов, рассчитайте критические магнитные поля перехода от классически слабых к классически сильным и квантующим магнитным полям для трех образцов при комнатной температуре.
3. Измерьте зависимость ЭДС Холла от магнитного поля, рассчитайте и постройте магнитопольевые зависимости постоянной Холла для германия, кремния и арсенида галлия.
4. Измерьте зависимость изменения падения на образце от магнитного поля. Рассчитайте и постройте в обычном и в двойном логарифмическом масштабе зависимость магнитосопротивления образцов германия, кремния и арсенида галлия от магнитного поля. Установите закон изменения магнитосопротивления при увеличении поля и рассчитайте коэффициенты магнитосопротивления.
5. Используя табл. 1, интерпретируйте результаты измерений.

Таблица 2

Основные характеристики исследуемых образцов

№ образца	Материал	размер	m^*/m_e
1	германий	$10 \times 1,2 \times 1,5 \text{ мм}^3$	0,12
2	кремний	$8 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$	0,26
3	арсенид галлия	$4 \times 2 \times 0,001 \text{ мм}^3$	0,07
4	железо (Fe)	$4 \times 4 \times 2 \cdot 10^{-4} \text{ мм}^3$	1
5	пермаллой ($\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$)	$4 \times 4 \times 1 \cdot 10^{-4} \text{ мм}^3$	1

9. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как движется заряженная частица в электрическом и магнитном полях?
2. Как и вследствие чего изменяется сопротивление полупроводников в магнитном поле?
3. Вследствие чего появляется э.д.с. Холла?
4. Чем отличается эффект Холла в диамагнетиках и ферромагнетиках?
5. Чем отличается магниторезистивный эффект в диамагнетиках и ферромагнетиках?
6. Какой характер зависимости сопротивления полупроводникового кристалла от напряженности магнитного поля?
7. От чего зависит величина магниторезистивного эффекта в полупроводниках?
8. Почему магнитное поле по величине делят на классическое и квантующее, классически сильное и классически слабое?
9. Почему величина магниторезистивного эффекта и эффекта Холла зависит от геометрических размеров образца?
10. Как правильно измерить коэффициенты Холла и магниторезистивного эффекта?
11. От каких размеров и как зависит величина магнитосопротивления?
12. Расскажите последовательность проведения измерений эффекта Холла и магнитосопротивления на описанной в инструкции экспериментальной установке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киреев П. С. Физика полупроводников. – М.: Высш. школа, 1975.– с. 583.
2. Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках.–Л.: Наука, 1970.– с. 303.
3. Маделунг О. Физика соединений A^3B^5 . – М.: Мир, 1967.–с. 477.
4. Соколов Ю. Ф., Степанов Б. Г. Физические основы использования эффекта магнитосопротивления для измерения подвижности и концентрации носителей тока // Микроэлектроника.–1974.–т.3. № 2.–с. 142–153.

Учебное издание

Лукашевич Михаил Григорьевич
Мазаник Александр Александрович
Скрипка Дмитрий Алексеевич

Изучение гальваномагнитных явлений в спецпрактикуме

Учебно-методическое пособие

по спецпрактикуму “Физика полупроводниковых
материалов” для студентов специализаций:
Н.02.01.06 – “Физика полупроводников и диэлектриков”
Н.02.01.14 – “Микроэлектроника”
Н.02.01.17 – “Новые материалы и технологии”

Ответственный за выпуск М. Г. Лукашевич

Подписано к печати 2003. Формат 60×84/16. Бумага офс. № 1.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 2,7. Тираж экз. Заказ № .
Белгосуниверситет. 220050. Минск, пр. Ф. Скорины, 4.

***Отпечатано на предприятии “Технопринт”
Лицензия ЛП №
220027, Минск, пр. Ф. Скорины, 65, корп. 14.***