

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Гальваномагнитные и термомагнитные явления
в тонких металлических плёнках CoPtЮ.М. Кузнецов, М.В. Дорохин, А.В. Здоровейцев, А.В. Кудрин,
П.Б. Дёмина, Д.А. Здоровейцев

Приводятся результаты исследования магнитопольных зависимостей коэффициентов Холла и Нернста–Эттингсгаузена в широком интервале температур (10–370 К) в тонкой ферромагнитной плёнке CoPt, сформированной на полупроводниковой подложке арсенида галлия методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Установлено наличие доминирующего вклада аномальной составляющей гальваномагнитного и термомагнитного эффектов во всём исследуемом интервале температур. Показано, что совместное измерение аномальных термомагнитного и гальваномагнитного эффектов позволяет существенно расширить выводы относительно электронной структуры ферромагнетиков и её связи с ферромагнитным упорядочением.

Ключевые слова: эффект Холла, эффект Нернста–Эттингсгаузена, спин-зависимое рассеяние, фактор рассеяния, спинтроники

PACS numbers: 73.50.Jt, 85.75.-d, 85.80.Lp

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.11.039108>

Содержание

1. Введение (331).
 2. Теоретическое описание аномальных термомагнитных и гальваномагнитных явлений (332).
 3. Тонкие металлические плёнки CoPt (335).
 4. Методика эксперимента (335).
 5. Результаты эксперимента (336).
 6. Заключение (338).
- Список литературы (339).

1. Введение

Термомагнитный эффект Нернста–Эттингсгаузена хорошо известен в литературе как метод определения электронных свойств полупроводниковых и металлических материалов, дополняющий измерения эффекта

Холла [1]. В частности, измерения эффекта Холла позволяют вычислить концентрацию и подвижность носителей заряда с точностью до холл-фактора A_H — константы, зависящей от механизма рассеяния в конкретном материале [2]. Чаще всего значение холл-фактора принимается равным единице, что вносит ошибку в рассчитанные значения холловских параметров (так как холл-фактор может принимать значения в интервале 0–1,93). Измерения эффекта Нернста–Эттингсгаузена аналогичны измерениям эффекта Холла, но вместо продольной разности потенциалов в материале задаётся градиент температур и, как в эффекте Холла, измеряется поперечное напряжение, возникающее во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости протекания тока. Получаемые магнитопольные зависимости напряжения Нернста–Эттингсгаузена дают дополнительные уравнения, необходимые для вычисления холл-фактора и, таким образом, позволяют более точно вычислить концентрацию и подвижность свободных носителей заряда [3]. Отметим, что чаще всего для полупроводниковых структур требуется определение концентрации носителей заряда с точностью до порядка величины. Для такой оценки достаточно исследований эффекта Холла, поэтому методика измерений термомагнитных эффектов мало распространена.

Интересной разновидностью эффекта Нернста–Эттингсгаузена является аномальный эффект, который заключается в искажении линейной магнитопольной зависимости возникающего поперечного термомагнитного напряжения. Подобное явление наблюдается в парамагнитных и ферромагнитных материалах и связывается с особенностями спин-зависимого рассеяния свободных носителей заряда на магнитных центрах [4–6]. В случае

Ю.М. Кузнецов^(1,2,a), М.В. Дорохин^(2,b), А.В. Здоровейцев^(2,c),
А.В. Кудрин^(1,2,d), П.Б. Дёмина^(2,e), Д.А. Здоровейцев^(1,2)

⁽¹⁾ Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского,
просп. Гагарина 23, 603920 Нижний Новгород,
Российская Федерация

⁽²⁾ Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского,
просп. Гагарина 23, 603920 Нижний Новгород,
Российская Федерация

E-mail: ^(a) yurakz94@list.ru, ^(b) dorokhin@nifti.unn.ru,
^(c) zdorovei@nifti.unn.ru, ^(d) kudrin@nifti.unn.ru,
^(e) demina@phys.unn.ru

Статья поступила 23 августа 2021 г.,
после доработки 19 ноября 2021 г.

нахождения структуры в ферромагнитном состоянии магнитолевая зависимость напряжения Нернста–Эттингсгаузена может принимать вид петли гистерезиса. В работах [7, 8] показано, что измерение аномального эффекта Нернста–Эттингсгаузена и расчёт соответствующих коэффициентов позволяют сделать выводы как о характере спин-орбитального взаимодействия, так и об электронной структуре ферромагнетика. Таким образом, указанные измерения могут быть использованы для анализа новых магнитных материалов.

С практической точки зрения важно отметить, что напряжение Нернста–Эттингсгаузена может аддитивно складываться с термоэлектрическим эффектом и тем самым давать добавку к коэффициенту Зеебека. Физика термоэлектрических явлений — это большое научно-практическое направление, целью которого является создание автономных преобразователей энергии, использующих бросовое тепло технологических, производственных или бытовых процессов [9–11]. Эффективность преобразования энергии (термоэлектрическая добротность) зависит от характеристик используемого материала и описывается безразмерной величиной $ZT = \alpha^2 T / (\rho \lambda)$, где α — коэффициент Зеебека, характеризующий зависимость возникающего термоэлектрического эффекта от величины градиента температур, T — средняя температура, ρ — удельное сопротивление, λ — коэффициент теплопроводности.

Термоэлектрические материалы на основе металлов, как правило, не рассматриваются в физике и технологии термоэлектриков ввиду крайне низкого значения коэффициента Зеебека. Аддитивная добавка к термоэлектродвижущей силе (термо-ЭДС) напряжения Нернста–Эттингсгаузена позволяет значительно повысить коэффициент α и, таким образом, увеличить значение ZT до конкурентоспособного уровня [12]. Так, в работах [13, 14] экспериментально показано повышение эффективности теплового преобразования с помощью термомагнитного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в слоях CoFe и MnSb соответственно. В работе [15] сообщается о повышении коэффициента термоэлектрической эффективности до значения $ZT = 0,5$ в металле $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ за счёт возникающего напряжения Нернста–Эттингсгаузена во внешнем магнитном поле с индукцией 90000 Э. Большой интерес вызывает исследование термомагнитного эффекта в тонких плёнках с высокой магнитной анизотропией. Так, в работе [16] проведено исследование аномального эффекта Нернста–Эттингсгаузена в плёнках $\text{Ll}_0\text{–FePt}$. В работе [17] предложен способ значительного усиления термомагнитного эффекта в подобных плёнках за счёт создания многослойной структуры, слои которой обладают разной по знаку величиной аномального эффекта Нернста–Эттингсгаузена. В [17] приводятся данные об усилении эффекта в структуре $\text{Ll}_0\text{–FePt/MnGa}$ по отношению к структуре $\text{Ll}_0\text{–FePt}$. Аналогичные исследования проведены в работе [7], где изучался аномальный эффект Нернста–Эттингсгаузена в плёнках Fe_3O_4 . Важными практическими преимуществами ферромагнитных термоэлектродвигателей могут стать высокая радиационная стойкость и температурная стабильность по сравнению с таковыми в наиболее часто используемых полупроводниковых термоэлектриках. В связи с этим особенный интерес представляют сложные ферромагнитные сплавы с аномально высоким напряжением Нернста–Эттингсгаузена.

В настоящей статье рассмотрены физические и методические основы измерения аномального эффекта Нернста–Эттингсгаузена на примере ферромагнитных плёночных структур CoPt . Указанные сплавы уже продемонстрировали свою практическую ценность для построения источников и детекторов циркулярно поляризованного света [18], а также в качестве материалов, в которых реализуются низкоразмерные магнитные конфигурации — скирмионы [19].

Приводятся основные соотношения, связывающие термомагнитные и холловские коэффициенты с параметрами исследуемых структур. Представлены результаты экспериментальных исследований магнитолевых зависимостей напряжений Холла и Нернста–Эттингсгаузена, сделаны выводы относительно поляризации электронов проводимости, участвующих в кинетических процессах, а также о характере доминирующего механизма спин-зависимого рассеяния и температурной зависимости положения уровня Ферми.

2. Теоретическое описание аномальных термомагнитных и гальваномагнитных явлений

В этом разделе рассмотрена одна из самых распространённых разновидностей термомагнитных явлений — поперечный эффект Нернста–Эттингсгаузена (поскольку продольный эффект здесь мы не обсуждаем, далее будем употреблять термин просто "эффект Нернста–Эттингсгаузена"). Указанное явление рассматривается, как правило, по аналогии с эффектом Холла — появлением поперечной разности потенциалов по отношению к протекающему току в образце, находящемся во внешнем магнитном поле. Причиной возникновения эффекта является отклонение траектории свободных носителей заряда под воздействием силы Лоренца со стороны внешнего магнитного поля. В случае наличия спин-зависимого рассеяния свободных носителей заряда в ферромагнитной структуре к обыкновенной составляющей добавляется аномальная составляющая эффекта, приводящая к искажению линейной магнитолевой зависимости величины эффекта [20]. Общее выражение для сопротивления Холла R имеет вид

$$R = \frac{U_H}{I} = R_H H \mu_0 + R_{AH} M(H), \quad (1)$$

где R_H , R_{AH} — обыкновенная и аномальная постоянные Холла соответственно, μ_0 — магнитная постоянная, U_H — возникающее поперечное напряжение Холла, I — пропускаемый через структуру ток, H — внешнее магнитное поле, $M(H)$ — намагниченность структуры, зависящая от внешнего магнитного поля.

В случае возникновения эффекта Холла движущей силой для переноса свободных носителей заряда является приложенное к образцу внешнее электрическое поле. Величина обыкновенной постоянной эффекта Холла определяется транспортными параметрами: концентрацией и подвижностью свободных носителей заряда. Знак эффекта зависит от знака заряда частиц.

Появление аномальной части в выражении (1) приводит к искажению линейной магнитолевой зависимости $R(H)$. Изменение характера зависимости диктуется магнитолевой зависимостью намагниченности структуры $M(H)$ [20]. В отличие от определения "обыкновенной"

постоянной, однозначно определить величину "аномальной" постоянной $R_{\text{АН}}$ из эффекта Холла нельзя. По виду магнитолевой зависимости сопротивления Холла можно установить величину $R_{\text{АН}}M_s$, где M_s — остаточная намагниченность (в нулевом внешнем магнитном поле) при данной температуре. Величину остаточной намагниченности необходимо исследовать другими методами.

Согласно модельным представлениям [21, 22], подтвержденным экспериментально в работах [23, 24], величина аномальной постоянной эффекта Холла в металлах имеет степенную зависимость от удельного сопротивления структуры:

$$R_{\text{АН}} = a\rho + b\rho^2, \quad (2)$$

где a и b — не зависящие от температуры параметры, характеризующие электронную структуру металла. Численные значения этих параметров определяют доминирующий вид спин-зависимого рассеяния свободных носителей заряда. Так, при $a \gg b$ доминирует угловое рассеяние, при котором траектория движения частицы отклоняется после взаимодействия с магнитным центром. В противном случае преимущественно реализуется боковое рассеяние, не приводящее к искажению траектории частицы [25].

Исследование магнитолевой зависимости сопротивления Холла является мощнейшей информативной методикой для изучения магнитных свойств материалов, однако она не является полностью самодостаточной. В отличие от знака $R_{\text{Н}}$, знак аномального коэффициента Холла не зависит от типа свободных носителей заряда. Знак $R_{\text{АН}}$ определяется совокупностью факторов: знаком заряда носителей, взаимной ориентацией спина носителей тока и вектором намагниченности образца. Кроме того, измерения аномального эффекта Холла не позволяют однозначно выявить причину возникновения магнитного упорядочения в исследуемой структуре, а лишь дают возможность установить сам факт наличия такого упорядочения [20, 26]. Информация о магнитных свойствах материалов может быть существенно дополнена при одновременном проведении комплекса термоэлектрических и термомагнитных исследований.

Ниже приведены основные соотношения для описания термомагнитных явлений. Рассмотрим плоскопараллельный образец (рис. 1). При создании в направлении оси x градиента температуры $\text{grad } T = \{\partial T/\partial x, 0, 0\}$ в структуре возникнет термоэлектрический эффект (эффект Зеебека), связанный с наличием теплового потока свободных носителей заряда из области повышенной температуры в низкотемпературную область. Этот поток компенсируется обратным потоком в электрическом поле, созданном избыточной концентрацией носителей в области "холодной" грани образца и некомпенсированными ионами в области "горячей" грани [27]. В результате распределения носителей между горячей и холодной гранями структуры возникает электрическое поле

$$E_{\text{ТЕ}} = \alpha \nabla T, \quad (3)$$

где ∇T — в общем случае градиент температур между горячей и холодной гранями образца.

В подавляющем большинстве случаев рассматривается линейный закон изменения температуры в направ-

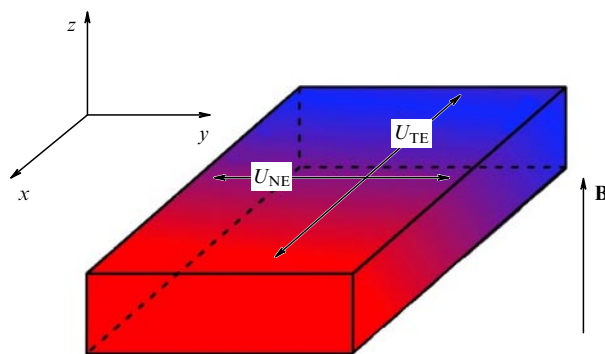


Рис. 1. Схематическое изображение постановки задачи о возникновении термомагнитных и гальваномагнитных явлений в плоскопараллельном образце прямоугольной формы.

лении оси x , поэтому градиент температур можно выразить как $\nabla T = \Delta T/d$, где d — размер образца, ΔT — разность температур между горячей и холодной концами. Здесь и далее в формуле для термо-ЭДС рассматривается не градиент температур, а разность ΔT . Величина термо-ЭДС $U_{\text{ТЕ}}$ как работа тепловых сил по перемещению зарядов в поле $E_{\text{ТЕ}}$ выражается в виде

$$U_{\text{ТЕ}} = \alpha \Delta T. \quad (3')$$

Коэффициент Зеебека имеет прямую зависимость от сопротивления структуры — чем выше сопротивление, тем большее электрическое поле необходимо создать для компенсации встречного теплового потока. Эта зависимость определяется связью обеих величин с концентрацией свободных носителей заряда n . В литературе зависимость коэффициента Зеебека и удельного сопротивления от концентрации для полупроводниковых и металлических материалов представляется в следующем виде [30]:

$$\alpha(n) = \frac{8\pi^2 k_B^2}{3eh^2} m^* T \left(\frac{\pi}{3n} \right)^{2/3}, \quad \rho = \frac{1}{en\mu}, \quad (4)$$

где k_B — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка, m^* — эффективная масса свободных носителей заряда, T — средняя температура структуры, e — элементарный заряд, μ — подвижность свободных носителей заряда.

В металлах, рассматриваемых в настоящей статье, концентрация свободных носителей заряда велика ($n > 10^{20} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$) и величина коэффициента Зеебека не превышает $5 - 20 \text{ мкВ К}^{-1}$, что не позволяет получить практически применимые для автономного питания напряжения. В то же время эффект Зеебека имеет простое фундаментальное приложение — определение типа свободных носителей заряда (электроны или дырки) по знаку возникающей термо-ЭДС [28].

При помещении структуры во внешнее магнитное поле в направлении векторного произведения градиента температуры и индукции внешнего магнитного поля возникает разность потенциалов — напряжение Нернста — Эттингсгаузена $U_{\text{НЕ}}$ (рис. 2), в общем виде определяемое выражением [29]

$$Q = \frac{U_{\text{НЕ}}}{\Delta T} = Q_{\text{НЕ}} H \mu_0 + Q_{\text{АНЕ}} M(H), \quad (5)$$

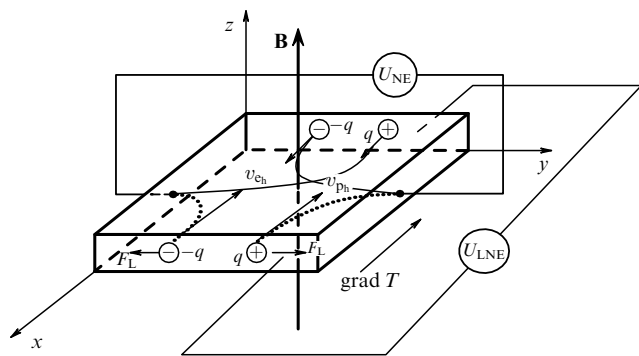


Рис. 2. Схематичное изображение возникновения термомагнитного эффекта Нернста–Эттингсгаузена.

где Q_{NE} — обыкновенная постоянная Нернста–Эттингсгаузена, Q_{ANE} — аномальная постоянная Нернста–Эттингсгаузена, ΔT — разность температур между гранями структуры. Здесь Q [мкВ К⁻¹] — нормированное на величину градиента температур поперечное напряжение Нернста–Эттингсгаузена — аналог коэффициента Зеебека в поперечном направлении температурного градиента.

Фундаментальный механизм эффекта Нернста–Эттингсгаузена аналогичен по природе механизму появления ЭДС Холла. Как отмечалось выше, разность температур между гранями обуславливает два встречных потока носителей заряда. Во внешнем магнитном поле на эти носители заряда действует сила Лоренца, смещающая их траекторию к граням образца. В состоянии квазиравновесия ток носителей из горячего конца образца в холодный, вызванный градиентом температур, компенсируется встречным дрейфовым потоком носителей в электрическом поле, сформированном избыточной концентрацией носителей на холодном конце [30]. Однако скорости встречных потоков различаются из-за различной природы движущих сил, обуславливающих их. Поэтому сила, действующая на тепловой поток, отлична по модулю от силы, действующей на поток носителей заряда в электрическом поле, и направлена в противоположную сторону, что приводит к неоднородному распределению носителей в направлении, перпендикулярном тепловому потоку и магнитному полю (см. рис. 2), и соответственно к появлению электрического поля/напряжения в данном направлении. Рассматриваемый процесс описывается "обыкновенной" постоянной эффекта Нернста–Эттингсгаузена Q_{NE} в уравнении (5). Величина эффекта определяется температурной зависимостью рассеяния (т.е. сопротивления). В металлах и сильнолегированных полупроводниках напряжение Нернста–Эттингсгаузена не превышает 1–30 мкВ, что также ограничивает практическое применение эффекта [31, 32].

Главное различие между "обыкновенными" эффектами Холла и Нернста–Эттингсгаузена состоит в том, что в случае термомагнитного эффекта направление теплового потока не зависит от вида носителей заряда, следовательно, знак ЭДС Нернста–Эттингсгаузена также не зависит от типа носителей заряда, а определяется характером рассеяния носителей. Так, при доминировании рассеяния на примесных центрах тепловой поток носителей будет рассеиваться слабее, чем поток, вызванный действием электрических сил. В случае преимущественного

рассеяния на фонах ситуация будет обратной. Интересно, что в случае суперпозиции двух механизмов рассеяния может сложиться ситуация, в которой обыкновенного эффекта Нернста–Эттингсгаузена не возникнет, так как появляющиеся потоки носителей заряда в перпендикулярном направлении температурного градиента будут компенсировать друг друга.

Коэффициент Q_{ANE} описывает аномальный эффект Нернста–Эттингсгаузена в формуле (5), возникающий вследствие спин-зависимого характера рассеяния в ферромагнетиках. Как известно, в ферромагнитных материалах рассеяние носителей заряда на магнитном центре зависит от взаимной ориентации их спинов, что при наличии повышенной концентрации носителей с одним значением спина даёт дополнительный вклад в ЭДС Холла и Нернста–Эттингсгаузена [33, 34]. В отличие от величины "обычного" эффекта Нернста–Эттингсгаузена, которая определяется температурной зависимостью рассеяния, величина аномального эффекта определяется температурной зависимостью спинового рассеяния носителей, характеризуемого параметром длины спиновой диффузии. Этот параметр в ферромагнитных металлах зависит от температуры, как показано в серии работ [35–37].

На основании теоретических моделей, развитых в [21, 22], по аналогии с аномальным коэффициентом Холла для металлов можно записать

$$Q_{ANE} = -(\alpha + \beta\rho)T, \quad (6)$$

где α и β — не зависящие от температуры коэффициенты, характеризующие электронную структуру металла [38, 39]. Соотношение (6) экспериментально подтверждено для ряда ферромагнитных сплавов [40].

Сами по себе ни знак, ни величина аномального эффекта Нернста–Эттингсгаузена не позволяют однозначно сделать выводы о причинах и механизмах магнитного упорядочения в исследуемом объекте, однако совместное исследование аномального эффекта Холла и аномального эффекта Нернста–Эттингсгаузена является мощнейшим инструментом изучения магнетизма, позволяющим преодолеть ограничения, присущие каждому из методов по отдельности. Например, по аналогии с аномальным эффектом Холла, из экспериментально полученной магнитолевой зависимости напряжения Нернста–Эттингсгаузена невозможно выделить аномальный коэффициент Q_{ANE} , поскольку в общем случае неизвестен конкретный вид магнитолевой зависимости намагниченности структуры $M(H)$. Как и в эффекте Холла, аномальная часть магнитолевой зависимости напряжения Нернста–Эттингсгаузена повторяет вид зависимости намагниченности образца от величины напряжённости внешнего магнитного поля. Из данных эксперимента по исследованию магнитолевой зависимости термомагнитного эффекта можно вычислить произведение $Q_{ANE}M_s$.

В то же время, имея одновременно данные о знаке аномальных постоянных Нернста–Эттингсгаузена и Холла, можно сделать вывод о типе свободных носителей заряда, участвующих в кинетических явлениях, и об ориентации их спинов [41]. В случае $Q_{ANE} > 0$ средний магнитный момент носителей, ответственных за кинетические явления в ферромагнетике, направлен против результирующей намагниченности образца, причём поло-

жительное значение $R_{\text{АН}}$ свидетельствует, что такими носителями являются дырки, а если $R_{\text{АН}} < 0$, то — электроны. Когда $Q_{\text{АНЕ}} < 0$, средний магнитный момент носителей сонаправлен с намагниченностью структуры и для определения знака носителей относительно знака аномальной постоянной Холла картина обратная.

Также известно, что в случае $Q_{\text{АНЕ}} > 0$, $\alpha < 0$, $\beta < 0$ спонтанную намагниченность в материале обеспечивают локализованные d-электроны, а при $Q_{\text{АНЕ}} < 0$, $\alpha > 0$, $\beta > 0$ в спонтанную намагниченность вносят вклад электроны проводимости [21, 22, 41]. Таким образом, оценка указанных параметров даёт информацию относительно механизма магнитного упорядочения в исследуемом объекте.

Согласно [21] аномальные коэффициенты Холла и Нернста–Эттингсгаузена связаны соотношением

$$\frac{Q_{\text{АНЕ}} \rho}{R_{\text{АН}}} = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e \langle \varepsilon_n \rangle}, \quad (7)$$

где $\langle \varepsilon_n \rangle = \langle E_F - E_{0n} \rangle$ — значение усреднённого по всем полосам проводимости полного химического потенциала, E_F — положение уровня Ферми, E_{0n} — энергия электрона у края n -полосы.

Исследование температурной зависимости соотношения аномальных коэффициентов Нернста–Эттингсгаузена и Холла позволит проанализировать динамику относительного расположения усреднённого энергетического уровня электронов проводимости и положения уровня Ферми. Из формулы (7) видно, что при уменьшении $\langle \varepsilon_n \rangle$ возрастает аномальная составляющая эффекта Нернста–Эттингсгаузена. Управляя параметром $\langle \varepsilon_n \rangle$, можно существенно увеличить аномальную составляющую термомагнитного эффекта, при этом обыкновенная составляющая, определяемая транспортными параметрами, будет мала. Подобная ситуация может реализовываться в металлических и полупроводниковых плёнках со сложной магнитной структурой. Так, в работе [42] продемонстрирован большой термомагнитный эффект в плёнке Co_2MnGa . В работах [43, 44] показан эффект на плёнках Fe_3GeTe_2 и Mn_3X (где $X = \text{Sn, Ge, Ga}$) соответственно.

3. Тонкие металлические плёнки CoPt

Ввиду вышеизложенного возникает фундаментальный интерес к исследованиям термомагнитных и гальваномагнитных свойств полупроводниковых и металлических тонких плёнок со сложными структурой и составом. Интересными представляются магнитные сплавы с осью лёгкого намагничивания, перпендикулярной поверхности плёнки, поскольку для практической реализации термомагнитных явлений в таких сплавах необходимо создание продольного температурного градиента, что просто реализовать технически. К подобным системам относятся плёнки системы CoPt, обладающие перпендикулярной магнитной анизотропией [18, 45] и остаточной намагниченностью, близкой по величине к намагниченности насыщения. Поля перемагничивания указанных структур $\sim 50\text{--}1000$ Э могут быть получены без применения сверхпроводящих магнитов. На практике сплав CoPt используется в спиновом светоизлучающем диоде (источнике циркулярно поляризованного излучения) в качестве материала, инжектирующего в полупро-

водник спин-поляризованные свободные носители заряда. В работе [46] показана возможность изменения магнитных свойств CoPt в широких пределах имплантации ионов He^+ . Подробное исследование магнитной доменной структуры плёнок CoPt представлено в [47].

В настоящей работе в качестве объекта исследования выступала плёнка CoPt, сформированная на подложке полуизолирующего арсенида галлия ориентации (100). В ряде источников [48, 49] указано, что основным методом получения плёнок CoPt является магнетронное распыление на подложку MgO различной ориентации. В нашей работе, по аналогии с [18], структуры представляли собой плёнки сплава $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$, полученные методом электронно-лучевого испарения при температуре 200°C . Плёнки формировались на подложках i-GaAs (001) поверх предварительно осаждённого тонкого (~ 1 нм) слоя Al_2O_3 посредством поочерёдного осаждения слоёв Pt (0,5 нм) и Co (0,3 нм). Предварительно сформированный тонкий слой оксида алюминия необходим для предотвращения диффузии атомов Co в подложку GaAs [45, 50]. Общая толщина плёнки CoPt ~ 8 нм.

В исследуемой плёнке вследствие низкой подвижности свободных носителей заряда обыкновенные составляющие описанных выше эффектов малы ($R_{\text{Н}} \ll R_{\text{АН}}$ и $Q_{\text{Н}} \ll Q_{\text{АНЕ}}$), что позволяет упростить формулы (1) и (5), а именно удалить слагаемые, описывающие вклад обыкновенных эффектов:

$$Q = Q_{\text{АНЕ}} M, \quad R = R_{\text{АН}} M. \quad (8)$$

Малость обыкновенных составляющих в формулах (1) и (5) далее подтверждена экспериментально.

4. Методика эксперимента

Для изучения магнитных свойств структур проводилась регистрация магнитолевой зависимости напряжений Холла и Нернста–Эттингсгаузена.

Принципиальная схема крепления структуры показана на рис. 3а. Верхняя грань образца условно разделяется в соотношении 1:2. На меньшей части устанавливается резистор-нагреватель. Величина пропускаемого через резистор тока определяет температуру структуры. Грань, противоположная грани 2, прижимается к металлическому массивному радиатору 6, с помощью которого реализуется отвод теплового потока с "холодной" грани образца и задаётся продольный температурный градиент.

На рисунках 3б–г показана распайка образца — на поверхности структуры формируются шесть омических контактов из индия. Контакты служат для измерения удельного сопротивления (рис. 3б), сопротивления Холла (рис. 3в), коэффициента Нернста–Эттингсгаузена (рис. 3г). Однонаправленными стрелками показаны направления протекания тока, двунаправленными — регистрируемое напряжение.

Удельное сопротивление регистрируется стандартной четырёхзондовой схемой ван дер Пау. Методики регистрации эффекта Холла хорошо известны и представлены в обширном ряде публикаций (см., например, [51, 52]). Для регистрации магнитолевой зависимости напряжения Нернста–Эттингсгаузена через резистор ГН пропускается электрический ток, приводящий к разогреву одной стороны структуры. Благодаря отводу тепла

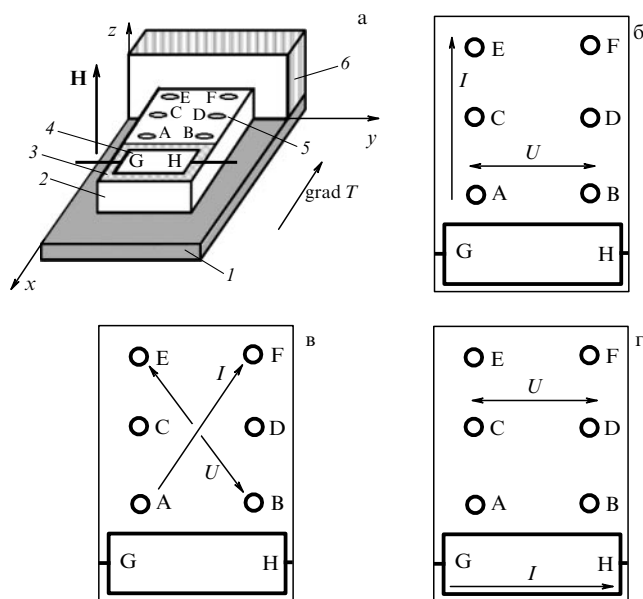


Рис. 3. (а) Схематический вид крепления образца на шестиконтактном держателе с целью регистрации эффектов Холла и Нернста–Эттингсгаузена: 1 — держатель, 2 — образец, 3 — слюда, 4 — резистор-нагреватель, 5 — контакт, 6 — радиатор. (б) Схема измерения сопротивления. (в) Схема измерения эффекта Холла. (г) Схема измерения эффекта Нернста–Эттингсгаузена.

радиатором в объёме структуры создаётся градиент температуры. Возникающее в магнитном поле напряжение регистрируется на контактах CD. Магнитное поле ориентируется перпендикулярно плоскости плёнки. Дополнительно с методикой регистрации напряжения Нернста–Эттингсгаузена, применяемой нами, можно ознакомиться в работах [53–55].

Образец помещался в гелиевый криостат замкнутого цикла Janis CCS-300S/202, позволяющий проводить измерения в широком интервале температур (10–400 K). В криостат встроены температурный датчик на основе кремниевый диода, регистрирующий температуру металлического стержня, на котором закреплён держатель образца. Отвод тепла от образца через радиатор осуществляется непосредственно в стержень, что позволяет считать температуру холодной грани образца приблизительно равной температуре металлического стержня. Температура горячей грани образца определялась по сопротивлению резистора-нагревателя с известной калибровочной характеристикой. Для разогрева резистора использовался источник-измеритель тока Keithley 6221, позволяющий пропускать ток с точностью до 2 нА. Для стабилизации температурного градиента применялся температурный контроллер LakeShore 335 с системой ПИД-регулирования (пропорционально-интегрально-дифференцирующий (ПИД) регулятор). Контроллером устанавливалась температура холодной грани образца, в то же время подбором тока через резистор задавались температура горячей грани и величина температурного градиента. В эксперименте ток подбирался таким образом, чтобы температурный градиент составлял 10 K с точностью до 0,1 K. Для обеспечения такой точности системе даётся длительное время для установления квази-термодинамического равновесия, промежуток времени может занимать более 1 ч. Напряжения Нернста–Эттингсгаузена и Холла измерялись автоматизированным

вольтметром Keithley-2400. Величина индукции магнитного поля регистрировалась датчиком магнитного поля на основе антимолида индия с помощью автоматизированной системы сбора данных L-CARD E14-140MD. Благодаря комплексному исследованию магнитопольных зависимостей напряжения Холла и напряжения Нернста–Эттингсгаузена в криогенных температурных условиях возможно изучение параметров электронного транспорта тонкоплёночных металлических ферромагнитных систем.

5. Результаты эксперимента

В ходе эксперимента были зарегистрированы магнитопольные зависимости напряжения Холла и Нернста–Эттингсгаузена, а также удельного сопротивления в температурном интервале 10–362 K.

На рисунке 4 показана температурная зависимость удельного сопротивления структуры. При понижении температуры сопротивление структуры уменьшается, подтверждая тем самым металлический характер проводимости образца.

Магнитопольные зависимости сопротивления Холла при некоторых температурах показаны на рис. 5а. Экспериментальные кривые имеют вид петли гистерезиса, что свидетельствует о наличии ферромагнитного порядка в исследуемом металлическом слое. Полученные результаты хорошо согласуются с данными работы [18]. Важно отметить, что при величине магнитного поля, большей величины коэрцитивного поля H_c , сопротивление Холла не изменяется вплоть до момента перемагничивания структуры ($H = -H_c$). Следовательно, обыкновенный эффект Холла мал по сравнению с вкладом аномальной составляющей в формуле (1), поэтому для анализа можно использовать упрощённую формулу (8). Значение H_c увеличивается с уменьшением температуры. Ширина петли гистерезиса определяется особенностями строения доменной структуры исследуемой системы, подробно обсуждаемой в [47].

Магнитопольная зависимость нормированного напряжения Нернста–Эттингсгаузена повторяет магнитопольную зависимость сопротивления Холла во всём исследуемом интервале температур (рис. 5б). Ввиду наличия больших тепловых шумов не удалось зарегистриро-

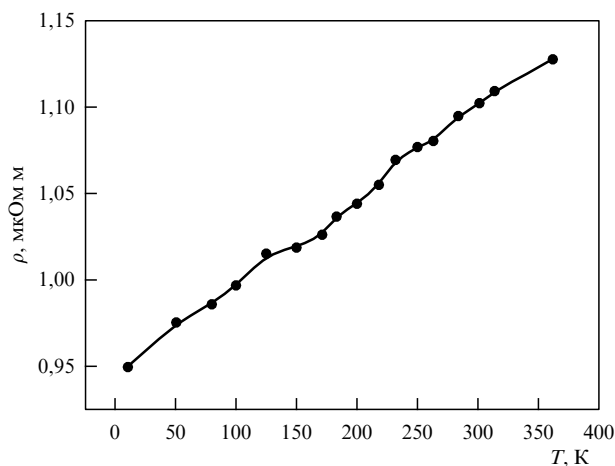


Рис. 4. Экспериментально полученная температурная зависимость удельного сопротивления исследуемой структуры.

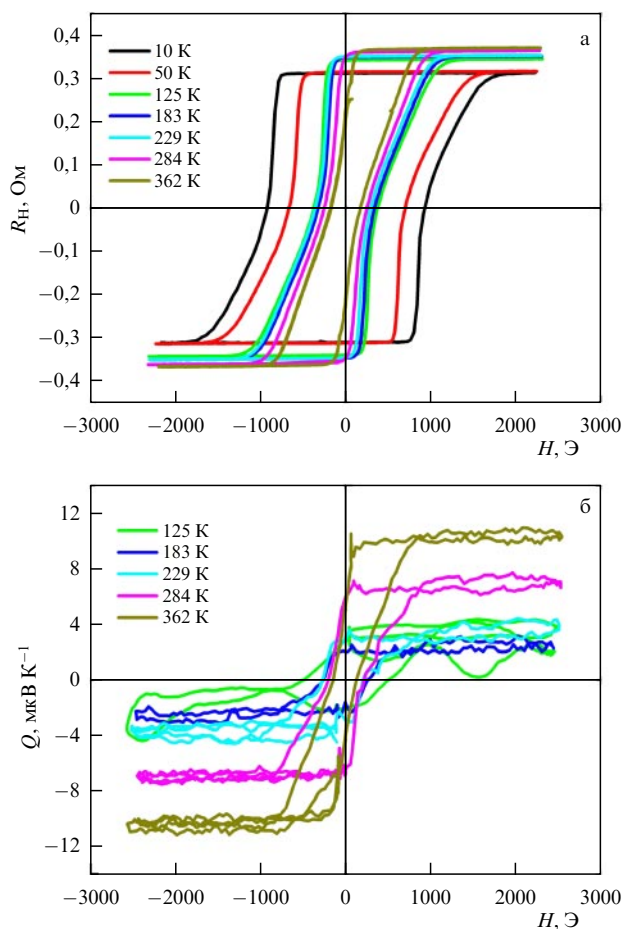


Рис. 5. Экспериментально полученные магнито-термoelectric зависимости: (а) сопротивления Холла, (б) нормированного на величину градиента температур напряжения Нернста–Эттингсгаузена в интервале температур 10–362 К.

вать эффект Нернста–Эттингсгаузена в области температур ниже 125 К. Однако аномальный эффект Холла наблюдался при температурах вплоть до 10 К. Ширина петли в эффекте Нернста–Эттингсгаузена, так же как и в эффекте Холла, определяется доменной структурой, а значит, величины коэрцитивных полей обоих эффектов должны сопоставляться [56]. Такое сопоставление проведено на рис. 6, где показаны магнито-термoelectric зависимости обоих эффектов при средней температуре образца 250 К. Видно, что напряжение Нернста–Эттингсгаузена зависит от состояния намагниченности структуры, поэтому вследствие остаточной намагниченности плёнки при выключении внешнего магнитного поля поперечное напряжение практически не изменяется. Полученные нами величины термомагнитного напряжения сопоставимы с данными, опубликованными ранее (см., например, [42–44]). Примечательно, что намагниченная система "запоминает" своё состояние, при этом внешним "источником питания" подобной "ячейки памяти" является градиент температуры. Для "записи" противоположного бита информации необходимо либо перемагнитить плёнку, либо направить градиент температуры в противоположную сторону. Аномальный эффект Нернста–Эттингсгаузена проявляется при температурах вплоть до комнатных и выше, причём с возрастанием температуры лишь усиливается. Однако с повышением

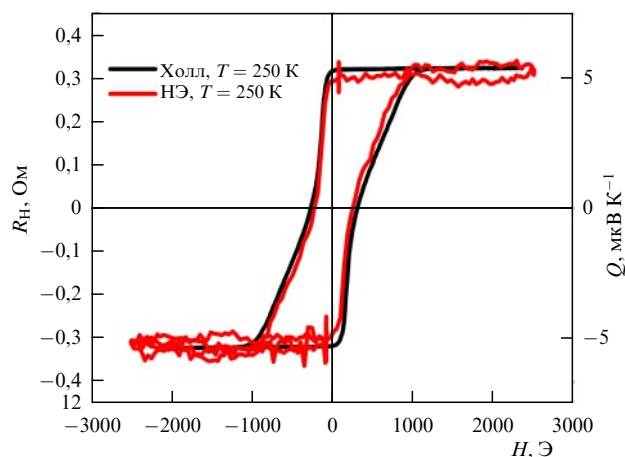


Рис. 6. Сопоставление экспериментально полученных магнито-термoelectric зависимостей сопротивления Холла и нормированного на градиент температуры напряжения Нернста–Эттингсгаузена, зарегистрированных при средней температуре структуры 250 К.

температуры уменьшается величина полей перемагничивания, что делает подобную "ячейку памяти" несколько менее стабильной.

Важно отметить, что из-за несимметричного расположения контактов С и D (см. рис. 3) относительно направления градиента температур возможно появление ошибки в величине измеряемого напряжения Нернста–Эттингсгаузена вследствие аддитивного вклада термоэлектрического эффекта Зеебека. Это приводит к смещению кривой по оси y , причём смещение может быть не постоянной величиной, а нечётной функцией магнитного вклада (вследствие продольного эффекта Нернста–Эттингсгаузена). С целью оценки влияния термоэлектрического эффекта на величину напряжения Нернста–Эттингсгаузена была зарегистрирована термо-ЭДС между контактами АЕ и ВF, которая оказалась менее 1 мВ К⁻¹ и, более того, слабо зависела от магнитного поля в измеряемом в эксперименте диапазоне полей. Поскольку на контактах С и D градиент температур крайне мал ввиду близкого расположения относительно распространения температурного градиента, сигнал термо-ЭДС значительно слабее напряжения Нернста–Эттингсгаузена.

Как отмечалось выше, помимо рассмотренной в литературе возможности практического применения, термомагнитный эффект Нернста–Эттингсгаузена является мощнейшим инструментом исследования магнитных свойств. На рисунке 7 показана зависимость $R_{\text{AH}} M_s$ от удельного сопротивления. Как видно, зависимость имеет линейный характер, что свидетельствует о доминировании в транспорте углового спин-зависимого рассеяния, при котором происходит отклонение траектории движения свободного носителя заряда в результате взаимодействия с магнитным центром. Аномальная постоянная Холла отрицательна во всём измеряемом интервале температур. Из наклона зависимости видно, что коэффициент a меньше нуля.

Величина остаточной намагниченности, измеренная при комнатной температуре методом переменного градиента поля [57], составила 70 Гс. Из экспериментальных кривых магнито-термoelectric зависимостей коэффициентов Холла и Нернста–Эттингсгаузена можно найти значе-

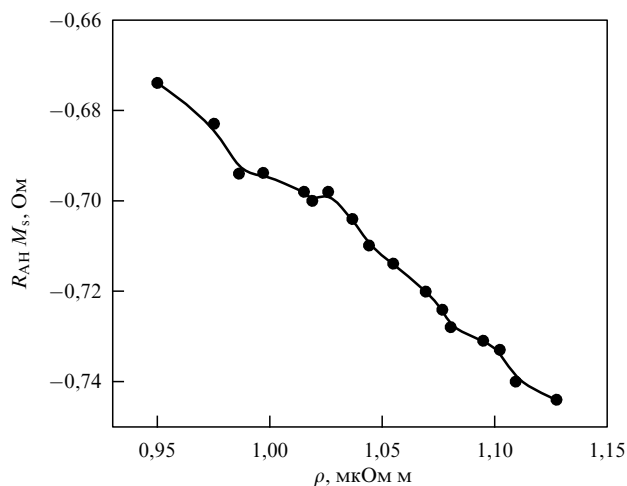


Рис. 7. Экспериментально полученная зависимость $R_{AH} M_s$ от удельного сопротивления.

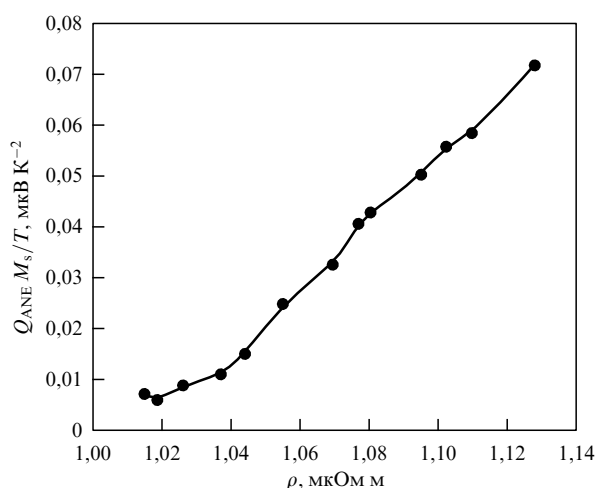


Рис. 8. Экспериментально полученная зависимость величины $Q_{ANE} M_s / T$ от удельного сопротивления.

ния произведений $R_{AH} M_s$ и $Q_{ANE} M_s$, что является достаточной информацией для анализа температурных кривых, а также зависимостей этих значений от величины удельного сопротивления плёнки при фиксированной температуре. Иными словами, нет необходимости в получении абсолютных значений намагниченности во всём измеряемом температурном интервале.

На рисунке 8 представлена зависимость величины $Q_{ANE} M_s / T$ от удельного сопротивления, из которой видно, согласно выражению (6), что $Q_{ANE} > 0$ и $\beta < 0$.

Таким образом, в ходе анализа экспериментальных значений термомагнитных коэффициентов получено, что $Q_{ANE} > 0$, $R_{AH} < 0$, $\alpha < 0$, $\beta < 0$, отсюда следует вывод: основными свободными носителями заряда, участвующими в кинетических явлениях, являются электроны, средний магнитный момент которых направлен против результирующей намагниченности образца. Дополнительным методом диагностики знака носителей является регистрация термо-ЭДС. Во всём измеряемом интервале температур возникающее продольное напряжение Зеебека имело отрицательный знак. Доминирующий вклад в наличие спонтанной намагниченности вносят локализованные электроны d-оболочки. Кроме того, важно

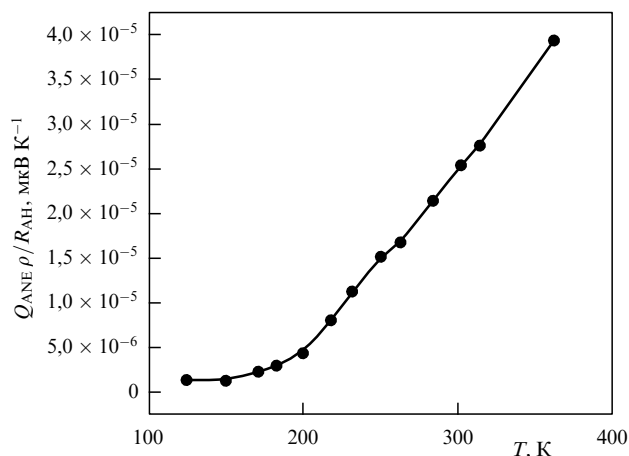


Рис. 9. Экспериментально полученная температурная зависимость величины $Q_{ANE} \rho / R_{AH}$.

отметить, что экспериментальные зависимости хорошо описываются выражениями (2) и (6), подтверждая тем самым справедливость применения описанной выше теории к сплавам CoPt.

На рисунке 9 приведена экспериментальная температурная зависимость величины $Q_{ANE} \rho / R_{AH}$. Как видно, зависимость нелинейна при температурах ниже 200 К, что объясняется наличием температурной зависимости положения уровня Ферми $\langle \epsilon_n \rangle(T)$. Однако в области температур $362 > T > 200$ К зависимость принимает линейный вид, свидетельствуя о слабой зависимости $\langle \epsilon_n \rangle$ от температуры в этом диапазоне. Из формулы (7) видно, что соотношение между аномальными коэффициентами тем выше, чем меньше $\langle \epsilon_n \rangle$. В данном случае положение уровня Ферми при достижении температуры 200 К не меняется, следовательно, возрастание величины термомагнитного эффекта обусловлено только увеличением удельного сопротивления структуры. Как показано выше, сплав $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ демонстрирует высокие термомагнитные характеристики, поэтому предполагается, что варьирование состава сплава позволит управлять величиной $\langle \epsilon_n \rangle$ с целью достижения максимальной эффективности выражения термомагнитных явлений.

6. Заключение

Рассмотрены "обыкновенный" и аномальный поперечные эффекты Нернста–Эттингсгаузена. Представлены основы теоретических моделей гальваномагнитных и термомагнитных эффектов. Показаны широкие экспериментальные возможности комплексного исследования гальваномагнитных и термомагнитных явлений для изучения электронного строения, электронных и магнитных свойств тонкоплёночных полупроводниковых и металлических структур.

На образце тонкоплёночного сплава $\text{Co}_{55}\text{Pt}_{45}$ измерены и рассчитаны характеристики термомагнитного эффекта. Выполнен анализ параметров эффекта, сделаны выводы относительно особенностей магнитного упорядочения и механизмов магнитотранспорта. Например, на основе полученных экспериментальных кривых сделан вывод о том, что основными носителями заряда, участвующими в кинетических явлениях в слоях сплава

Co₄₅Pt₅₅, являются электроны. Как следует из анализа температурных зависимостей аномальных эффектов Холла и Нернста–Эттингсгаузена, преобладающий вклад в величину спонтанной намагниченности в плёнке вносят локализованные электроны d-оболочки, а также доминирует угловой спин-зависимый механизм рассеяния свободных носителей заряда.

Результаты рассмотрения эффекта Нернста–Эттингсгаузена в тонких ферромагнитных плёнках являются прекрасной демонстрацией применения тепловой спинтроники, позволяющего получить ещё одну степень свободы при разработке приборов электроники, использующих спины свободных носителей заряда.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 21-79-20186 — формирование плёнок CoPt) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 20-38-70063 — проведение гальваномагнитных и термомангнитных исследований).

Список литературы

- Алисултанов З З *Письма в ЖЭТФ* **99** 813 (2014); Alisultanov Z Z *JETP Lett.* **99** 702 (2014)
- Коломеец Н В, Лаптев С А, Рогачева Е И *Физика и техника полупроводников* **20** 447 (1986); Kolomoets N V, Laptev S A, Rogacheva E I *Sov. Phys. Semicond.* **20** 283 (1986)
- Житинская М К, Немов С А, Иванова Л Д *Физика твердого тела* **44** 41 (2002); Zhitinskaya M K, Nemov S A, Ivanova L D *Phys. Solid State* **44** 42 (2002)
- Wu H et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **441** 149 (2017)
- Park G-H et al. *Phys. Rev. B* **101** 060406 (2020)
- Kuznetsov Y et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1695** 012145 (2020)
- Ramos R et al. *Phys. Rev. B* **90** 054422 (2014)
- Xu J, Phelan W A, Chien C-L *Nano Lett.* **19** 8250 (2019)
- Ranjbar B, Mehrpooya M, Marefati M *Renewable Energy* **164** 194 (2021)
- Ren W et al. *Sci. Adv.* **7** eabe0586 (2021)
- Kuznetsov Yu et al. *AIP Adv.* **10** 065219 (2020)
- Sakuraba Y *Ser. Mater.* **111** 29 (2016)
- Mizuguchi M, Nakatsuji S *Sci. Technol. Adv. Mater.* **20** (1) 262 (2019)
- Ikhlas M et al. *Nat. Phys.* **13** 1085 (2017)
- Cohn J L et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 056604 (2012)
- Mizuguchi M et al. *Appl. Phys. Express* **5** 093002 (2012)
- Sakuraba Y et al. *Appl. Phys. Express* **6** 033003 (2013)
- Здоровейшев А В и др. *Физика и техника полупроводников* **49** 1649 (2015); Zdoroveyshchev A V et al. *Semiconductors* **49** 1601 (2015)
- Сапожников М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **107** 378 (2018); Sapozhnikov M V et al. *JETP Lett.* **107** 364 (2018)
- Nagaosa N et al. *Rev. Mod. Phys.* **82** 1539 (2010)
- Кондорский Е И *ЖЭТФ* **46** 2085 (1964); Kondorskii E I *Sov. Phys. JETP* **19** 1406 (1964)
- Кондорский Е И, Черемушкина А В, Курбаниязов Н *Физика твердого тела* **6** 539 (1964); Kondorskii E I, Cheremushkina A V, Kurbaniyazov N *Phys. Solid State* **6** 422 (1964)
- Черноглазов К Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **103** 539 (2016); Chernoglazov K Yu et al. *JETP Lett.* **103** 476 (2016)
- Николаев С Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **89** 707 (2009); Nikolaev S N et al. *JETP Lett.* **89** 603 (2009)
- Taylor G R, Isin A, Coleman R V *Phys. Rev.* **165** 621 (1968)
- Kudrin A V et al. *Phys. Rev. B* **90** 024415 (2014)
- Nadtochiy A et al. *Sci. Rep.* **9** 16335 (2019)
- Шалимова К В *Физика полупроводников* (СПб.: Лань, 2010)
- Арсеньева А Д и др. *Физика твердого тела* **33** 1443 (1991)
- Цидильковский И М *Термомангнитные явления в полупроводниках* (М.: ГИФМЛ, 1960); Пер. на англ. яз.: Tsidi'kovskii I M *Thermomagnetic Effects in Semiconductors* (London: Infosearch, 1962)
- Behnia K, Aubin H *Rep. Prog. Phys.* **79** 046502 (2016)
- Kuznetsov Yu M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **933** 012015 (2018)
- Аронзон Б А и др. *Физика твердого тела* **49** (1) 165 (2007); Aronzon B A et al. *Phys. Solid State* **49** 171 (2007)
- Кусраев Ю Г *УФН* **180** 759 (2010); Kusraev Yu G *Phys. Usp.* **53** 725 (2010)
- Isasa M et al. *Phys. Rev. B* **91** 024402 (2015)
- Sasaki T et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 122101 (2010)
- Yakata S et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 3892 (2006)
- Кондорский Е И *ЖЭТФ* **48** 506 (1965); Kondorskii E I *Sov. Phys. JETP* **21** 337 (1965)
- Berger L *Phys. Rev. B* **5** 1862 (1972)
- Кондорский Е И и др. *Письма в ЖЭТФ* **10** 78 (1969); Kondorskii E I et al. *JETP Lett.* **10** 49 (1969)
- Кондорский Е М *ЖЭТФ* **55** 558 (1968); Kondorskii E I *Sov. Phys. JETP* **28** 291 (1969)
- Reichlova H et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 212405 (2018)
- Xu J, Phelan W A, Chien C-L *Nano Lett.* **19** 8250 (2019)
- Guo G-Y, Wang T-C *Phys. Rev. B* **96** 224415 (2017)
- Здоровейшев А В и др. *Физика твердого тела* **58** 2186 (2016); Zdoroveyshchev A V et al. *Phys. Solid State* **58** 2267 (2016)
- Калентьева И Л и др. *Физика твердого тела* **63** 324 (2021); Kalentyeva I L et al. *Phys. Solid State* **63** 386 (2021)
- Темирязов А Г и др. *Физика твердого тела* **60** 2158 (2018); Temiryazev A G et al. *Phys. Solid State* **60** 2200 (2018)
- Sato H et al. *J. Appl. Phys.* **103** 07E114 (2008)
- Ким П Д и др. *ЖТФ* **74** (4) 53 (2004); Kim P D et al. *Tech. Phys.* **49** 431 (2004)
- Кудрин А В и др. *Физика твердого тела* **59** 2203 (2017); Kudrin A V et al. *Phys. Solid State* **59** 2220 (2017)
- Sinova J, MacDonald A H, in *Semiconductors and Semimetals* Vol. 82 (Ed. E R Weber) (Amsterdam: Elsevier, 2008) p. 45
- Nagaosa N et al. *Rev. Mod. Phys.* **82** 1539 (2010)
- Kuznetsov Yu M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **933** 012015 (2018)
- Kuznetsov Y et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1124** 061004 (2018)
- Kuznetsov Y et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1695** 012145 (2020)
- Arsen'eva A D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **99** 167 (1991)
- Flanders P J *J. Appl. Phys.* **63** 3940 (1988)

Galvanomagnetic and thermomagnetic phenomena in thin metal CoPt films

Yu. M. Kuznetsov^(1,2,a), M. V. Dorokhin^(2,b), A. V. Zdoroveyshchev^(2,c), A. V. Kudrin^(1,2,d), P. B. Demina^(2,e), D. A. Zdoroveyshchev^(1,2)

⁽¹⁾ Lobachevsky State University, prosp. Gagarina 23, 603920 Nizhny Novgorod, Russian Federation

⁽²⁾ Research Institute for Physics and Technology of Lobachevsky State University, prosp. Gagarina 23, 603920 Nizhny Novgorod, Russian Federation

E-mail: ^(a) yurakz94@list.ru, ^(b) dorokhin@nifti.unn.ru, ^(c) zdorovei@nifti.unn.ru, ^(d) kudrin@nifti.unn.ru, ^(e) demina@phys.unn.ru

The paper presents the results of a study of the magnetic field dependences of the Hall and Nernst–Ettingshausen coefficients in a wide temperature range of 10–370 K in a thin ferromagnetic CoPt film formed on a semi-insulating gallium arsenide substrate by electron beam evaporation in a vacuum. The presence of the dominant contribution of the anomalous component of the effects in the entire investigated temperature range is shown. The experimentally obtained temperature dependences of the amplitude of the effects are presented, and they are compared with the theoretical model.

Keywords: Hall effect, Nernst–Ettingshausen effect, spin-dependent scattering, scattering factor, spintronics

PACS numbers: 73.50.Jt, **85.75** – d, 85.80.Lp

Bibliography — 57 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **193** (3) 331 – 339 (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.11.039108>

Received 23 August 2021, revised 19 November 2021
Physics – Uspekhi **66** (3) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.11.039108>