

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА  
НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ, МАРГАНЦА И ИНДИЯ»**

Выполнила студентка

419 группы:

Пристинская Нина Федоровна

---

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор

Грановский Александр Борисович

---

Допущена к защите

Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

Москва

2015

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	3
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР.....	5
1.1. Общие сведения о сплавах Гейслера.....	5
1.2. Структурные свойства сплавов Гейслера и общие сведения о мартенситных переходах.....	6
1.3. Общие представления о магнитотранспортных явлениях. ....	8
1.4. Эффект Холла. Основные механизмы аномального эффекта Холла.....	11
1.5. Аномальный эффект Холла в сплавах Гейслера.....	17
ГЛАВА 2. ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ.....	19
2.1. Изготовление образцов и подготовка их к измерениям.....	19
2.2. Описание установки для изучения магнитных свойств.....	21
2.3. Описание установки для изучения магнитотранспортных свойств.....	23
2.4. Определение коэффициентов НЭХ и АЭХ.....	25
ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.....	27
3.1. Магнитные свойства.....	27
3.2. Магнитотранспортные свойства.....	31
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	39
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....	40
Благодарности.....	42

## ВВЕДЕНИЕ

В физике конденсированного состояния редко встречаются материалы, которые испытывают сильные изменения структурных, магнитных, транспортных и других свойств под действием умеренного внешнего магнитного поля при температурах в окрестности комнатной. Такими уникальными материалами являются сплавы Гейслера, исследуемые в настоящей работе. Они вызывают значительный интерес в силу разнообразия проявляемых практически важных свойств, например, таких как аномальный эффект Холла, магнитосопротивление, гигантский магнитокалорический эффект, магнитострикция, обменное смещение, метамагнетизм, магнитоупругость и др. Каждое из указанных свойств представляет как самостоятельный научный интерес, так и перспективу для практического применения.

Среди многочисленных свойств сплавов Гейслера особое место занимают такие магнитотранспортные явления, как магнитосопротивление и эффект Холла, исследование которых явилось целью данной работы. Эти явления не только позволяют получить уникальную информацию об электронной, ионной и магнитной структурах сплавов, фазовых переходах, механизмах рассеяния, приводящих к возникновению аномального эффекта Холла, но и играют ключевую роль в спинтронике, определяющей прогресс в современных и перспективных информационных технологиях записи, считывания и обработки информации. В частности, механизмы спинового эффекта Холла, с которым связаны надежды создания нового поколения спинтронных устройств, тождественны механизмам аномального эффекта Холла. Следует также отметить, что принципы работы многих типов магнитных сенсоров основаны на гальваномагнитных явлениях. В классе сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-In, испытывающих мартенситный переход, недавно был обнаружен целый ряд аномалий в поведении магнитотранспортных свойств. В частности, найдено, что экспериментальные данные об аномальном эффекте Холла как в мартенситной, так и аустенитной фазе не описываются развитыми

представлениями о механизмах этого явления, а коэффициент нормального эффекта Холла практически не изменяется при магнитоструктурном переходе даже при резком изменении сопротивления, что не соответствует концепции сильных изменений электронной структуры при мартенситном переходе. В настоящей работе экспериментально исследуются магнитные свойства, электросопротивление, магнитосопротивление, эффект Холла в сплавах того же семейства, но не испытывающих ярко выраженный мартенситный переход. Такое сравнительное исследование позволило впервые доказать, что в отсутствие или при слабо выраженном магнитоструктурном переходе (т.е. в однофазных сплавах Гейслера даже достаточно сложного состава), магнитотранспортные свойства в целом ведут себя аналогичным образом, что и свойствам, проявляемые однородными ферромагнитными сплавами.

## ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

### 1.1. Общие сведения о сплавах Гейслера.

Сплавы Гейслера – это тройные интерметаллические соединения со стехиометрическим соотношением XYZ (полусплавы Гейслера или сплавы «Half-Heusler») и  $X_2YZ$  (полные сплавы Гейслера или сплавы «Full-Heusler»), где X и Y – это переходные металлы, а Z – элементы III-V групп. Кроме того, Y может быть заменен редкоземельным или щелочноземельным металлом [1]. Впервые ферромагнетизм в таких сплавах был обнаружен немецким металлургом Фридрихом Гейслером в 1898 году в системе  $Cu_2MnAl$  [2]. Данный сплав оказался ферромагнетиком с достаточно высокой температурой Кюри (более 600 К).

Лишь в 80-х годах прошлого столетия в сплавах Гейслера некоторых составов было обнаружено полуметаллическое поведение, приводящее к высокой спиновой поляризации электронов [3]. Это явление стало причиной рассмотрения сплавов Гейслера в качестве материалов для применения в спинтронике.

Следующим этапом исследования сплавов Гейслера явилось открытие в сплавах  $Ni_2MnGa$  мартенситного перехода, при котором в магнитном поле происходило растяжение образца до 10% [4]. В последствие мартенситный переход был обнаружен в системах Ni-Mn-Z (Z = In, Sb, Sn), но это явление наблюдалось только при отклонении химического состава от стехиометрического. Сплавы Гейслера представляют большой интерес для изучения, потому что (из-за наличия мартенситного перехода, а также сильной зависимости между структурными и магнитными свойствами) в них можно наблюдать множество эффектов в магнитном поле и без него, таких как «немагнитная» память формы, электронная спиновая поляризация, деформации в магнитном поле, гигантское магнитосопротивление, магнитокалорический эффект, магнитная память формы, эффект обменного смещения и т.д.

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитотранспортных свойств полных сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-In, допированные четвертыми элементами: Cu и Cr.

## 1.2. Структурные свойства сплавов Гейслера и общие сведения о мартенситных переходах.

Как было сказано ранее, в некоторых сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-Z, происходит мартенситное превращение – бездиффузионный фазовый переход 1-го рода, между двумя фазами: аустенитной и мартенситной. Аустенит – высокотемпературная фаза с гранецентрированной кубической решеткой  $L2_1$  или  $\gamma$ -фаза. Структура аустенитной фазы изображена на Рис. 1(а). Мартенсит – низкотемпературная фаза с объемноцентрированной кубической решеткой  $L1_0$  или  $\alpha$ -фаза. Структура мартенситной фазы изображена на Рис. 1(б). Как и другие фазовые переходы 1-го рода, прямое мартенситное превращение происходит путем зарождения и последующего роста областей мартенситной фазы, вследствие чего во время мартенситного перехода среда представляет собой смесь двух фаз.

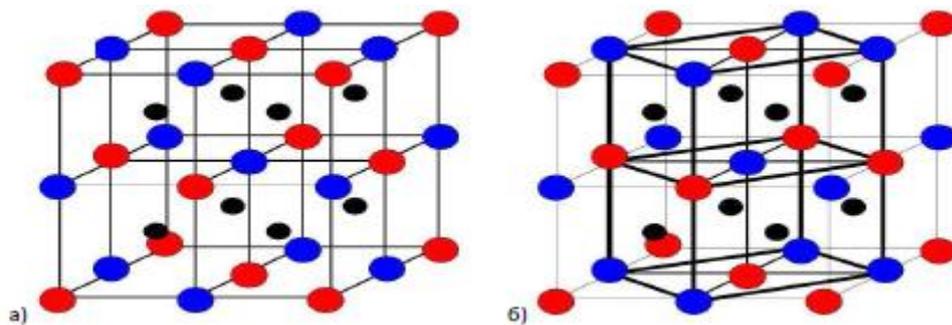


Рисунок 1 - Кристаллическая структура сплавов Гейслера: (а) в аустенитной фазе и (б) в мартенситной фазе. Черными кружками обозначены атомы никеля, синими – марганца, а красными – атомы элемента Z [5].

Характерные особенности условий протекания мартенситного перехода заключаются в следующем [6]:

1) Превращение сопровождается деформацией формы, которую можно обнаружить по появлению рельефа на полированной плоской поверхности образца.

2) Кристаллические решетки аустенитной и мартенситной фаз связаны ориентационным соотношением.

3) В кристаллической решетке мартенсита всегда имеются структурные дефекты: двойники, дефекты упаковки и т.п. В дополнение к сдвиговой деформации добавляется дополнительная деформация, связанная со скольжением и двойникованием, которая частично или полностью компенсирует изменение формы при мартенситном превращении.

4) Подобный переход является обратимым, то есть может протекать и в обратную сторону (из мартенсита в аустенит).

5) Характерные температуры мартенситного перехода сильно зависят от химического состава образца, а также от допирования сплава различными элементами.

Также важными характеристиками мартенситного превращения являются температуры начала и конца перехода. На Рис. 2 схематически изображена зависимость намагниченности от температуры при прямом (синий) и обратном (красный) мартенситных превращениях. Прямой переход характеризуется температурами  $M_s$  и  $M_f$ , где  $M_s$  – температура начала образования зародышей мартенсита в аустенитной матрице,  $M_f$  – температура, при которой вся аустенитная фаза превратилась в мартенситную; а обратный переход – температурами  $A_s$  и  $A_f$ , где  $A_s$  и  $A_f$  – температуры соответственно начала и конца образования аустенитной фазы. Из графика видно, что температуры начал и концов прямого и обратного перехода не совпадают, что приводит к температурному гистерезису.

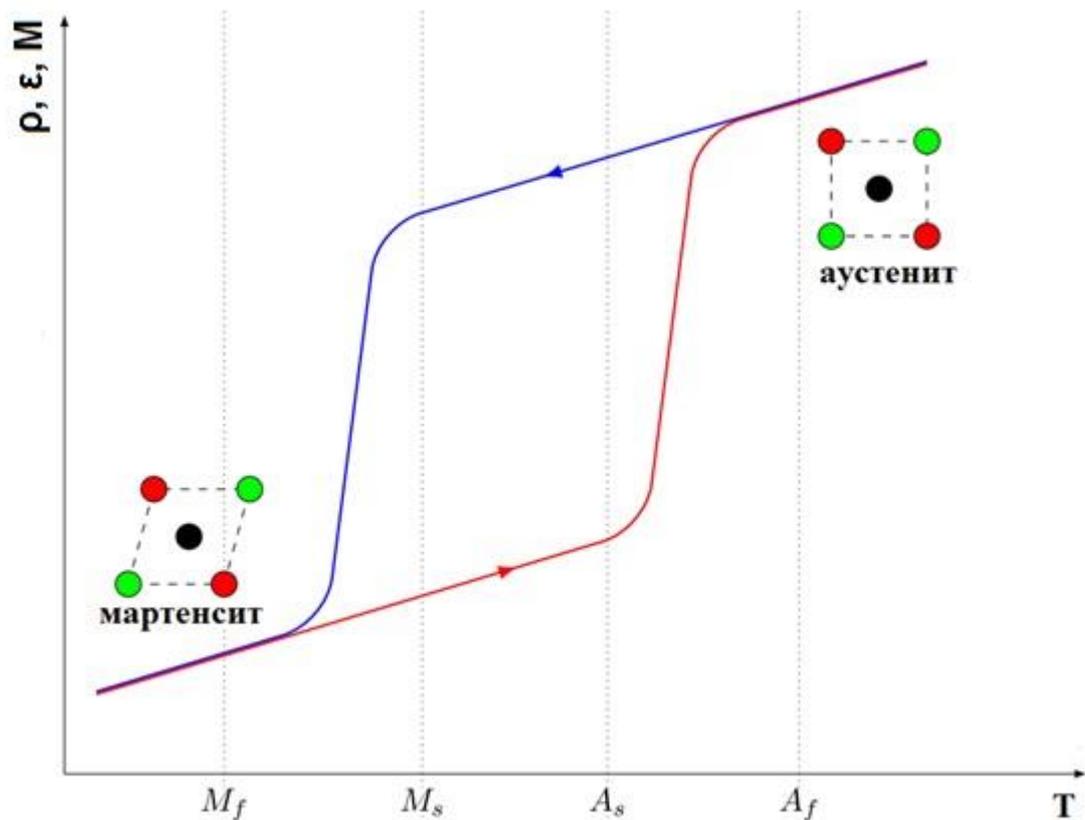


Рисунок 2 - Схематическая зависимость различных величин, например, удельного сопротивления, относительного удлинения, намагниченности и др. от температуры  $T$  [7].

Важно отметить, что температуры перехода сильно зависят от внешних условий, таких как приложенное внешнее магнитное поле, а также от приложенных механических напряжений.

### 1.3. Общие представления о магнитотранспортных явлениях.

Магнитотранспортные (или гальваномагнитные) явления представляют собой группу эффектов, возникающих при протекании электрического тока через образец, помещенный во внешнее магнитное поле. Изучение гальваномагнитных явлений, таких как магнитосопротивление, эффект Холла и электросопротивление, позволяет получить информацию как о природе самого магнетизма, так и о механизмах проводимости в данном материале. Такие исследования представляют возможность практического применения

результатов для создания датчиков магнитного поля и магниторезистивных элементов памяти.

Магнитосопротивление (МС) – это явление изменения электро-сопротивления в магнитном поле, которое количественно описывается соотношением:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(H \neq 0) - \rho(H = 0)}{\rho(H = 0)},$$

где  $\rho(H = 0)$  – электросопротивление, измеренное в нулевом магнитном поле  $H = 0$ , а  $\rho(H \neq 0)$  – электросопротивление, измеренное в магнитном поле, не равном нулю  $H \neq 0$ .

Традиционно выделяют две взаимные ориентации векторов напряженности внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  и плотности тока  $\vec{j}$ , текущего через образец: поперечную и продольную. Но, как правило, сопротивление неферромагнитных кристаллических металлов в магнитном поле увеличивается независимо от взаимной ориентации этих векторов. В ферромагнетиках же все происходит иначе. При температурах ниже температуры Кюри электросопротивление в магнитном поле возрастает при совпадении направлений векторов  $\vec{H} \parallel \vec{j}$  (продольное МС) до тех пор, пока поле не превысит значение, необходимое для намагничивания образца до насыщения, затем начинается процесс убывания МС. При ортогональном расположении векторов  $\vec{H} \perp \vec{j}$  (поперечное МС), электросопротивление уменьшается. На Рис. 4 схематично изображены зависимости продольного и поперечного МС от приложенного магнитного поля, откуда видно, что продольный эффект положителен в области технического насыщения, а поперечный – отрицателен, причем, как правило,  $\frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho} > \frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho}$ .

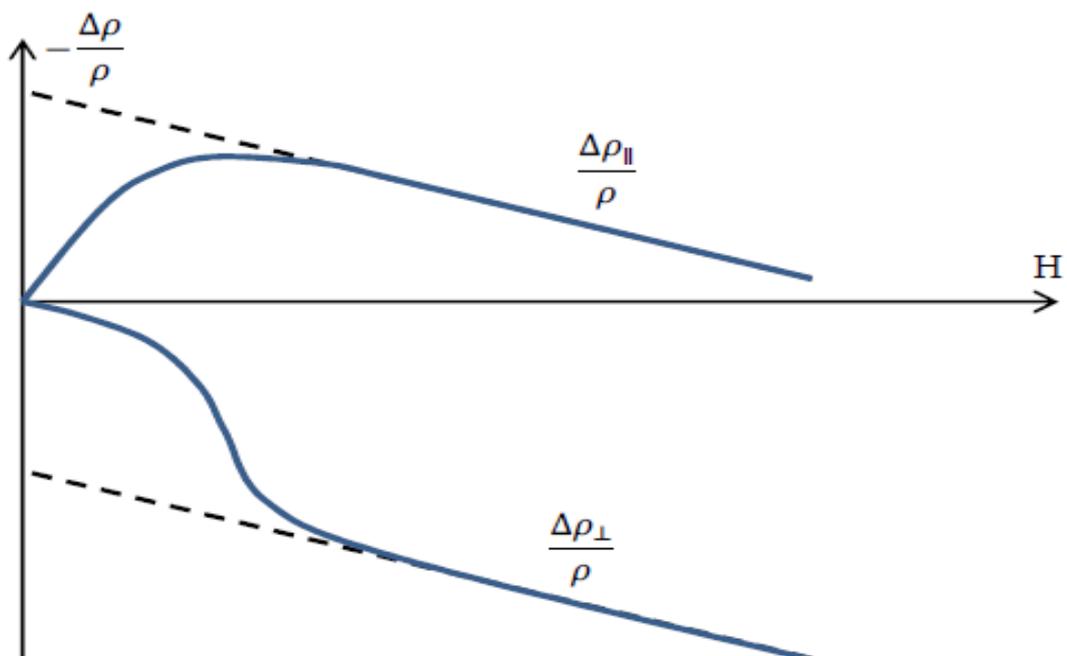


Рисунок 4 - Схематичная зависимость продольного  $\frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho}$  и поперечного  $\frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho}$  МС в ферромагнитном металле от приложенного внешнего магнитного поля.

В области сильных магнитных полей, обе кривые одинаково спадают приблизительно линейно по полю. Путем экстраполяции линейного участка кривой  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)$  до пересечения с осью ординат, как это показано на Рис. 4, можно выделить вклад в величину магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ , обусловленный процессами смещения и вращения.

В ферромагнетиках выделяют три основных вклада в МС [8]:

- 1) Лоренцевское МС, связанное с лоренцевским закручиванием электронов. Оно наблюдается и в обычных, ферромагнитных металлах.
- 2) МС при истинном намагничивании ферромагнетиков, при котором уменьшается беспорядок в спиновой системе, а, следовательно, уменьшается вероятность рассеяния электронов на магнитных неоднородностях (магнонах), что приводит к отрицательному вкладу в МС.

3) МС, обусловленное анизотропией электросопротивления, т.е. зависимостью взаимной ориентации векторов спонтанной намагниченности  $\vec{I}_s$  и плотности тока  $\vec{j}$ .

Существует еще много механизмов, дающих вклад в МС, например, МС доменных границ, МС при эффекте Кондо, отрицательное МС за счет подавления полем слабой локации и электрон-электронных корреляций при низких температурах, но в рамках настоящей работы они рассмотрены не будут.

#### 1.4. Эффект Холла. Основные механизмы аномального эффекта Холла.

Эффект Холла – это возникновение поперечной разности потенциалов  $E_y$ , при приложении внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  перпендикулярно линии тока  $\vec{j}$  в образце. Геометрия эффекта Холла схематически приведена на Рис. 5.

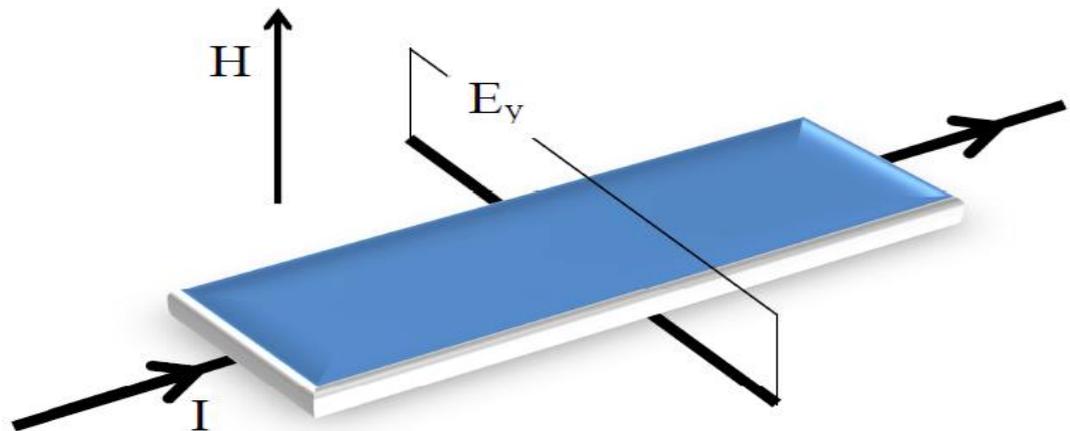


Рисунок 5 - Схема измерения эффекта Холла.

Данный эффект впервые был обнаружен Эдвином Холлом в 1879 году на пластинке золота [9]. Позже он получил название нормального эффекта Холла (НЭХ). Суть данного явления состоит в следующем: на движущийся в магнитном поле заряд действует сила Лоренца, которая искривляет траекторию движения заряда и отклоняет его к боковой грани образца. Открытие НЭХ послужило толчком к усовершенствованию метода определения концентрации носителей заряда и их типа, а также сыграло решающую роль в становлении физики полупроводников и твердотельной электроники в 40-ые годы XX века.

В 1880 году Э. Холл обнаружил, что величина эффекта в ферромагнитном образце (например, железе) в десятки раз больше, чем в парамагнетиках [10], которые были исследованы ранее. Это явление было названо аномальным эффектом Холла (АЭХ).

Позднее, в 1932 году Т. Липпертом и Е. Пухом была введена феноменологическая формула для записи эффекта Холла в виде суммы нормального и аномального вкладов в холловское сопротивление [11]:

$$\rho_h = R_0 B_z + 4\pi R_s M_z,$$

где  $\rho_h = \frac{E_y d}{I_x}$  – удельное сопротивление Холла,  $E_y$  – поперечное электрическое поле Холла, возникающее при протекании тока  $I_x$  по образцу толщиной  $d$ ,  $R_0$  и  $R_s$  – коэффициенты соответственно нормального и аномального эффектов Холла, не зависящие от внешнего магнитного поля,  $M_z$  – компонента намагниченности,  $B_z$  – магнитная индукция, выражающаяся формулой:

$$B_z = H_z + 4\pi M_z (1 - N),$$

где  $H_z$  – напряженность внешнего магнитного поля, а  $N$  – размагничивающий фактор, который существенно влияет на намагниченность образца,  $N < 1$  (СИ).

Как видно из формулы для  $\rho_h$ , первое слагаемое является линейно зависящим от величины магнитной индукции, а не от величины самого внешнего магнитного поля, как считается в работе [12]. А второе слагаемое линейно зависит от намагниченности материала. В данной работе  $R_0$  и  $R_s$  считаются константами, не зависящими от поля и намагниченности, однако в некоторых случаях это не так.

Коэффициент НЭХ  $R_0$ , в отличие от коэффициента АЭХ  $R_s$ , в простейшем случае – при наличии только одного типа носителей заряда, обратно пропорционально зависит только от концентрации этих носителей:

$$R_0 = \frac{1}{nq},$$

где  $n$  – концентрация носителей заряда,  $q$  – их заряд.

Однако если в создании проводимости играют роль носители как положительного (дырки), так и отрицательного заряда (электроны), то расчет коэффициента НЭХ значительно усложняется:

$$R_0 = \frac{n_p \mu_p^2 - n_n \mu_n^2}{e(n_n \mu_n + n_p \mu_p)^2},$$

где  $n_p$  и  $\mu_p$  – соответственно концентрация и подвижность дырок,  $n_n$  и  $\mu_n$  – соответственно концентрация и проводимость электронов.

В современной литературе выделяют несколько основных причин, приводящих к возникновению АЭХ [13]. Для того, чтобы их рассмотреть нужно записать одночастичный гамильтониан электронов проводимости кристаллического ферромагнетика в нерелятивистском приближении [14]:

$$\hat{H} = \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r}) + V(\vec{r}),$$

где  $U(\vec{r})$  - периодический потенциал, создаваемый ионами кристаллической решетки и обменным взаимодействием,  $V(\vec{r})$  – потенциал рассеяния, связанный с любыми нарушениями периодичности решетки, такими как примеси, тепловые колебания ионов и др. На электрон проводимости, который описывается данным гамильтонианом, будет действовать сила Лоренца, что приведет к возникновению НЭХ. Зависимость АЭХ от намагниченности показывает, что величина эффекта зависит от магнитного момента, следовательно, в гамильтониане должен быть член, зависящий от намагниченности и приводящий к асимметрии движения электрона в электрическом поле. Спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) удовлетворяет обоим требованиям. Обычно выделяют два типа СОВ: собственное и несобственное. Собственное СОВ описывает взаимодействие спина электрона с магнитным полем, возникающим из-за орбитального движения самого электрона. Несобственное СОВ является взаимодействием орбитального движения одного электрона проводимости со спином другого (локализованного или коллективизированного) электрона. СОВ может приводить к 3 основным механизмам АЭХ:

1. собственный (intrinsic) или механизм КЛ (Карплюса-Латтинжера)
2. механизм бокового смещения (side-jump)
3. механизм асимметричного рассеяния (skew-scattering).

Вдобавок к этому, в 1999 году Х. Хирш предложил еще один механизм [15], но ввиду его малости в настоящей работе он рассматриваться не будет. Схематическое изображение основных механизмов приведено на Рис. 6.

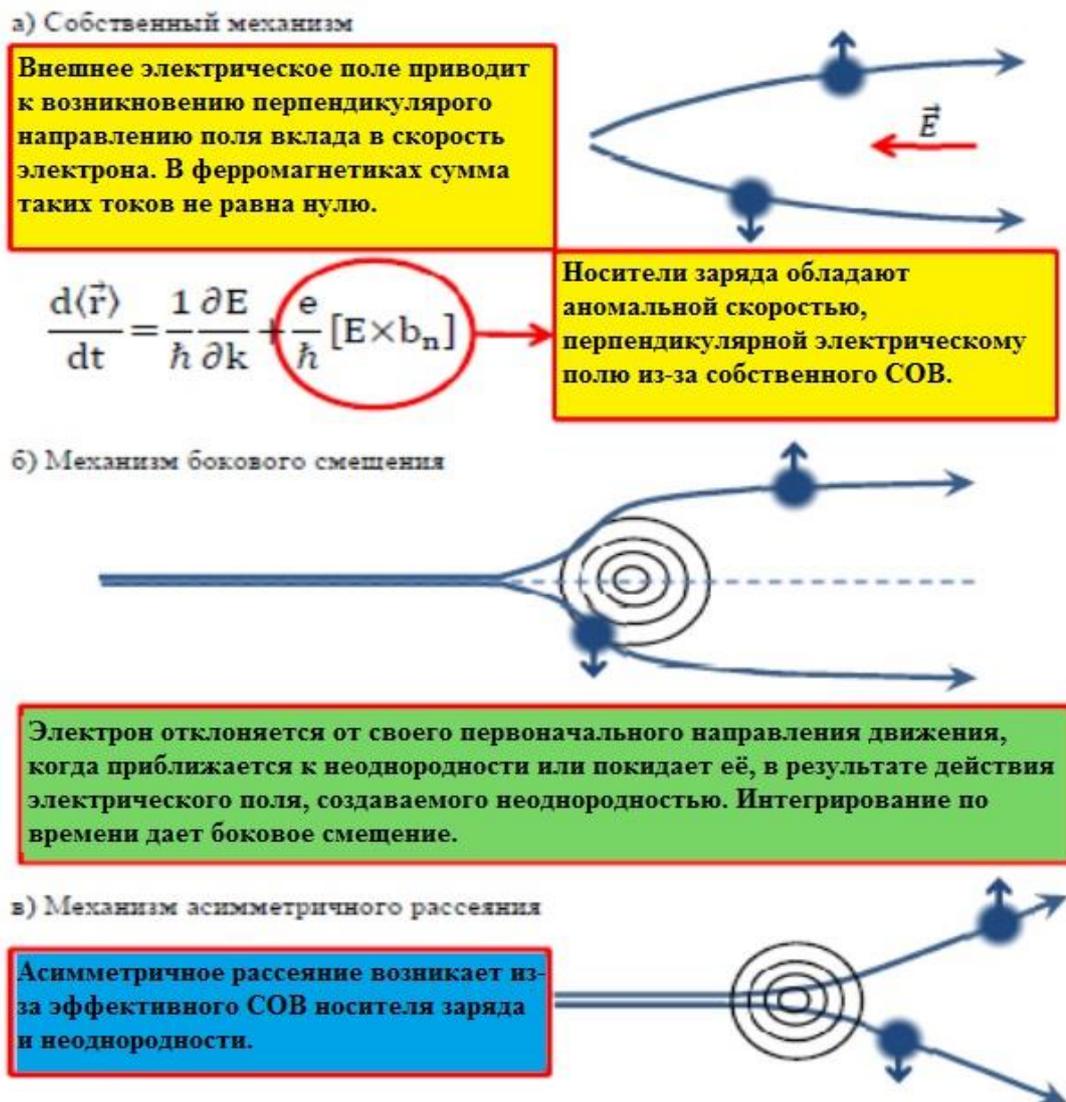


Рисунок 6 - Основные механизмы АЭХ.

В 1954 году Карплюсом и Латтинжером была построена первая теория АЭХ [16]. Было показано, что так как на электрон, находящийся в твердом теле, действует периодическое СОВ, то при помещении его во внешнее

электрическое поле, у электрона появляется аномальная добавка к групповой скорости. Эта добавка направлена перпендикулярна внешнему электрическому полю (Рис. 6 (а)), вследствие чего изменяется первоначальная траектория движения электрона, что и дает вклад в аномальный эффект Холла. Этот механизм был назван «собственным», потому что аномальная холловская проводимость  $\sigma_{xy}$ , входящая в формулу для коэффициента АЭХ:

$$R_S = \frac{\sigma_{xy}(M_z)}{4\pi M_z} \rho^2$$

не зависит от концентрации примесей и величины потенциала рассеяния, и, соответственно, должен существовать даже в идеальном кристалле. Собственный механизм хорошо описывается с помощью концепции фазы Берри [13]. Некоторое время считалось, что собственный механизм и механизм Карплюса-Латтинджера отличаются друг от друга, но достаточно быстро стало понятно, что эти механизмы тождественны и просто являются записями одного и того же в различных терминах. Важно, что при таком механизме коэффициент АЭХ пропорционален квадрату электросопротивления:

$$R_S \sim \lambda_{so} \rho^2,$$

где  $\lambda_{so}$  - константа СОВ,  $\rho$  - электросопротивление.

Механизм, который описывает вклад в АЭХ от рассеяния электрона на примесном центре, называется механизмом «асимметричного рассеяния». Он был открыт Смитом [17], [18] в 1950 году и заключается в том, что под влиянием СОВ появляется асимметрия в вероятности рассеяния носителей заряда на неоднородностях, при этом электрон со спином «вверх» рассеивается в одну сторону, а электрон со спином «вниз» – в другую, как показано на Рис. 6(в). При низких температурах в низшем порядке по концентрации примесей имеется зависимость:

$$R_S \sim \lambda_{so} \rho_0,$$

где  $\rho_0$  - остаточное сопротивление, т.е.  $\rho_0 = \rho(T \rightarrow 0)$ .

В следующем за низшим порядке получается пропорциональность:

$$R_S \sim \lambda_{so} \rho_0^2.$$

Таким образом, в пределе низких температур механизм асимметричного рассеяния приводит к зависимости:

$$R_s^{(0)} = a\rho_0 + b\rho_0^2,$$

где  $a$  и  $b$  – численные константы.

В полученном выражении второй член меньше первого и имеет противоположный знак при малой концентрации примесей и, соответственно, слабом рассеянии. В противоположной же ситуации, когда концентрация не сильно мала и рассеяние достаточно сильное, оба члена выражения оказываются одного порядка величины и одного знака. В сплавах с высокой концентрацией примесей данное выражение не выполняется [14,19].

В 1970 году при решении задачи о рассеянии волнового пакета на примесном центре Берже было обнаружено, что существует еще один механизм, названный механизмом бокового смещения, принципиально отличающийся от асимметричного рассеяния. Причины возникновения данного механизма заключается в том, что электрон при столкновении с неоднородностью испытывает скачкообразное боковое смещение от своей первоначальной траектории (Рис. 6 (б)). Этот механизм тоже дает квадратичную зависимость от сопротивления, поэтому в ранних работах механизм КЛ и бокового смещения не различались:

$$R_s \sim \lambda_{so} \rho^2.$$

В настоящее время остается нерешенной проблема разделения этих трёх механизмов. Неизвестно и то, какой вклад вносит каждый из них в сопротивление Холла в общем случае. В низкорезистивных сплавах основным механизмом является асимметричное рассеяние. В высокорезистивных же сплавах, какими являются сплавы Гейслера, исследуемые в настоящей работе, остается неизвестным, какой из механизмов является доминирующим. Поэтому изучение механизмов АЭХ представляет большой интерес.

## 1.5. Аномальный эффект Холла в сплавах Гейслера.

Согласно [20], наибольший интерес для уточнения природы АЭХ представляет исследование высокорезистивных сплавов, причем таких, у которых рассеяние на беспорядке является доминирующим и чье сопротивление возможно изменять. Именно к таким сплавам и относятся сплавы Гейслера, испытывающие мартенситное превращение, и в частности сплавы Гейслера семейства Ni-Mn-In-Z, где Z – допирующий элемент. Как правило, значение сопротивления таких сплавов в мартенситной фазе составляет более 100 мкОм\*см, что, в соответствии с классификацией Нагаосы и др.[13], должно приводить к зависимости типа  $R_S \sim \rho^{0.2-0.4}$ , а в аустенитной фазе  $\rho$  значительно меньше, то есть должна наблюдаться зависимость типа  $R_S \sim \rho^2$ . Концентрационный состав сплава и тип допирующего элемента Z сильно влияет на температуру мартенситного перехода и магнитные параметры, что позволяет варьировать все параметры сплава, в том числе и механические свойства, выбирать температуру перехода вблизи комнатной и предпочтительный для эксперимента интервал магнитных полей.

Из литературы следует, что предпринималось лишь несколько попыток изучения эффекта Холла в сплавах, испытывающих мартенситный переход [21,22,23]. В работе [21] измерялось сопротивление Холла в лентах сплава  $Ni_{50}Mn_{17}Fe_8Ga_{25}$ . В аустенитной фазе получено, что  $\rho_h \sim \rho^{2.1}$  и это связывается с механизмом бокового смещения. В низкорезистивной низкотемпературной мартенситной фазе  $\rho_h \sim \rho^{4.2}$  и авторы предполагают без какого-либо обоснования, что такая зависимость связана с механизмом бокового смещения при рассеянии не на одиночных примесях, а кластерах. Надо сказать, что авторы данной работы не учитывали наличие НЭХ, не выделяли коэффициенты АЭХ и НЭХ и не изучали эффект Холла в непосредственной окрестности мартенситного перехода. В работе [22] обнаружен в непосредственной окрестности мартенситного перехода гигантский эффект Холла в тройном сплаве  $Ni_{50}Mn_{50-x}In_x$  при  $x = 15.2$ , однако и в этой работе, коэффициенты НЭХ и АЭХ не определялись, так как магнитного поля было недостаточно для

насыщения и образцы оказались механически непрочными, растрескиваясь при циклировании температуры и магнитного поля. Наконец, в работе [23] изучался эффект Холла в высокорезистивном сплаве  $Ni_{48}Co_2Mn_{35}In_{15}$  и коэффициенты НЭХ и АЭХ оценивались на качественном уровне по низкополевому и высокополевому наклону холловских кривых вдали от мартенситного перехода. При этом получено, что коэффициент АЭХ заведомо не подчиняется зависимости типа  $R_S \sim \rho^2$ .

В работе [20] исследовались магнитные и магнитотранспортные свойства сплавов Гейлера  $Ni_{50}Mn_{35}In_{15-x}Si_x$  ( $x=1.0, 3.0, 4.0$ ), обладающих мартенситным переходом, и были найдены многочисленные особенности АЭХ, природа которых остается невыясненной.

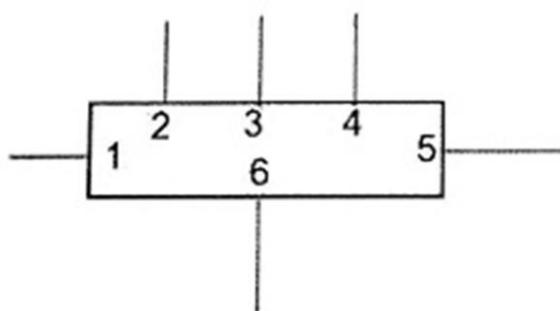
## ГЛАВА 2. ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ.

### 2.1. Изготовление образцов и подготовка их к измерениям.

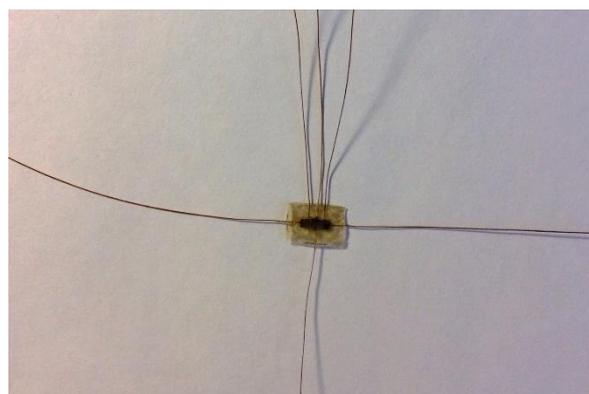
Для исследования магнитных и магнитотранспортных свойств были выбраны сплавы Гейслера двух составов:  $\text{Ni}_{45}\text{Cu}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$  и  $\text{Ni}_{45}\text{Cr}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$ .

Сплавы были изготовлены методом дуговой плавки в атмосфере аргона путем плавления металлов высокой степени чистоты (4N). После плавления образцы помещались в танталовую фольгу и отжигались в вакууме при температуре 1123 К в течение 24 часов, затем медленно охлаждались до температуры 300 К. Исследуемые образцы были изготовлены в США в лаборатории университета Южного Иллинойса. Из полученных отливок электроискровым методом вырезались пластинки заданных размеров.

Образцы для магнитотранспортных измерений представляли собой прямоугольные пластинки с длиной 4-6 мм, шириной 1-2 мм и толщиной 0,3-0,4 мм. Методом точечной электросварки к ним приваривались 6 контактов, как показано на Рис. 7. Расстояние между контактом для измерения сопротивления Холла и измерения электросопротивления не превышало одной четверти длины образца. Такое расположение обеспечивает измерение параметров при максимально однородном распределении плотности тока.



(а)



(б)

Рисунок 7 – (а) Схема нанесения контактов на образец;  
(б) фотография образца  $\text{Ni}_{45}\text{Cu}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$  с приваренными контактами.

На Рис. 7 цифрами 1 и 5 отмечены токовые контакты, 2 и 4 – контакты для измерения электросопротивления, 3 и 6 – контакты для измерения сопротивления Холла.

Достоверность данных, полученных при исследовании гальваномагнитных эффектов, зависит как от тщательного анализа результатов измерений, так и от правильного учета влияния различных побочных эффектов, которые вносят вклад в измеряемое суммарное напряжение на поперечных холловских контактах:

$$U_{\Sigma} = U_h + \sum_i^n U_i,$$

где  $U_h$  – ЭДС Холла,  $U_i$  – ЭДС побочных эффектов [24].

Одним из основных источников таких побочных эффектов является ЭДС асимметрии холловских контактов  $U_A$ , обусловленная падением напряжения при протекании тока через участок образца заключенного между сдвинутыми на некоторое расстояние контактами Холла. Поэтому важно расположить контакты 3 и 6 максимально симметрично. Также большой вклад со стороны побочных эффектов дает термоЭДС  $U_T$ , возникающая в холловской цепи на проводящих контактах «образец-провод» при различии температур в поперечном направлении между контактами 3 и 6.

Если усреднить  $U_{\Sigma}$  по двум направлениям  $E_x$  и  $B_z$ , возможно исключить влияние почти всех побочных ЭДС, а те, которые таким образом исключить не удастся, составляют всего несколько процентов от ЭДС Холла, что следует из проведенных специальных исследований на переходных металлах и сплавах. Отсюда получается конечная формула, с учетом всех вышеупомянутых фактов:

$$U_h = \frac{U(+B_z; +I_x) - U(+B_z; -I_x) - U(-B_z; +I_x) + U(-B_z; -I_x)}{4},$$

где знаки «+» и «-» указывают направление тока и магнитного поля.

Удельное сопротивление Холла рассчитывалось по формуле:

$$\rho_h = \frac{U_h d}{I_x},$$

где  $d$  – толщина образца,  $I_x$  – величина тока, протекающего по образцу.

## 2.2. Описание установки для изучения магнитных свойств.

Исследования магнитных свойств сплавов Гейслера были проведены на вибрационном магнитометре (VSM) фирмы LakeShore, фотография которого приведена на Рис. 8.

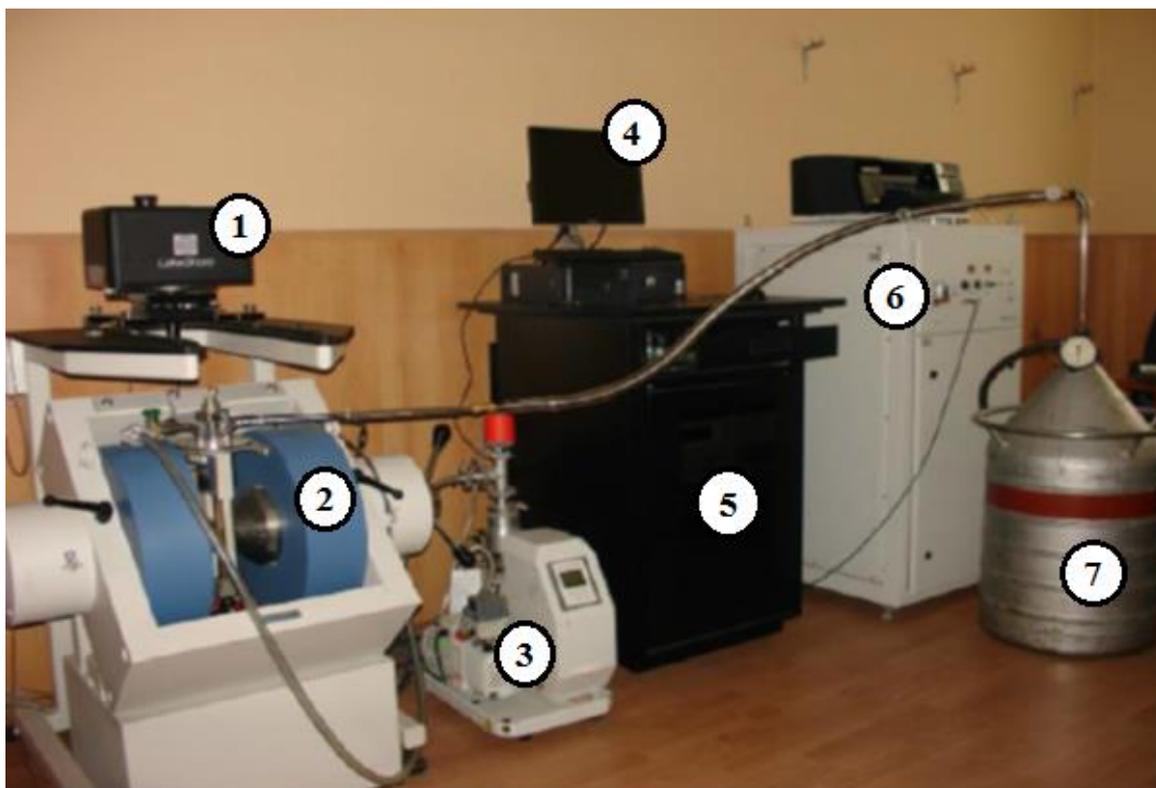


Рисунок 8 - Вибрационный магнитометр LakeShore.

Вибрационный магнитометр состоит из нескольких составных частей, отмеченных на Рис. 8 цифрами:

1. электродинамический вибратор с питающей катушкой, жестко соединенной со штоком, на который крепится образец;
2. полюса электромагнита;
3. турбомолекулярный насос;
4. компьютер;
5. блок управления магнитометром;
6. источник питания электромагнита;

## 7. сосуд дьюара с жидким азотом, используемого в качестве хладагента.

Данная установка обеспечивает высокую стабилизацию температуры и магнитного поля, а также позволяет проводить измерения в широком диапазоне температур и магнитных полей, а также является полностью автоматизированной. Принцип работы данного магнитометра аналогичен принципу работы других подобных установок, поэтому подробное описание работы VSM-а здесь опущено.

Основные параметры установки приведены ниже:

- 1) максимальное поле, используемое в данном эксперименте, равно 16 кЭ;
- 2) точность измерения магнитного поля составляет 0.5 Э;
- 3) диапазон достижимых температур (7 – 1200) К, но в настоящей работе эксперимент проводился при температурах от 80 К до 450 К;
- 4) стабильность температуры 0,1 К выбирается программно;
- 5) точность измерения величины магнитного момента –  $10^{-7}$  Гс\*см<sup>3</sup> (emu).

Последовательность действий была следующей: образец закреплялся на кварцевый шток при помощи специального клея БФ-6 и ФУМ-ленты. Для получения достоверных результатов измерений исследуемый образец располагался между полюсными наконечниками, равноудалено от каждого из них (это добивалось при помощи специальной центровки образца). Измерения проводились в криостате при использовании жидкого азота в качестве хладагента. Шахта, в которой находился образец, была изолирована от окружающей среды вакуумной рубашкой, что позволяло свести до минимума тепловой обмен с окружающей средой.

Для проверки влияния криостата, клея и ФУМ-ленты на результаты измерений, была снята петля гистерезиса в отсутствие криостата, затем с криостатом без образца, а потом с образцом. Результаты эксперимента показали, что вклад от перечисленных выше объектов не вносит изменений в полученные результаты в пределах погрешностей.

Для расчетов удельной намагниченности были определены массы образцов:  $m(Ni_{45}Cu_5Mn_{37}In_{13}) = 0,0454$  г и  $m(Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}) = 0,0386$  г.

### 2.3. Описание установки для изучения магнитотранспортных свойств.

Для выполнения работ по исследованию магнитотранспортных свойств сплавов Гейслера использовался экспериментальный комплекс «Кинетика», изображенный на Рис. 9, который обеспечивает стабилизацию температуры и стабилизацию тока через образец, а также высокую точность измерения магнитного поля. Система контроля температуры была изготовлена в фирме РТИ г. Черноголовка.

Экспериментальный комплекс состоит нескольких частей, отмеченных на Рис. 9 цифрами:

1. баллон с гелием для напуска давления;
2. блок питания электромагнита;
3. сосуд дьюара с жидким азотом, используемым в качестве хладагента;
4. электромагнит, между полюсами которого находится продувной криостат microCRYO102HE из нержавеющей стали. Внутри него содержится медный стакан (так называемый «холодный столик») с образцом, который описан в пункте 2.1. Конструкция холодного столика предохраняет образец от вибрации;
5. вольтметр для измерения электрического напряжения;
6. вольтметр для измерения ЭДС Холла;
7. вольтметр для измерения тока через образец;
8. температурный контроллер;
9. стабилизатор тока через образец;
10. блок коммутации тока через электромагнит;
11. маностат с электромагнитным клапаном.

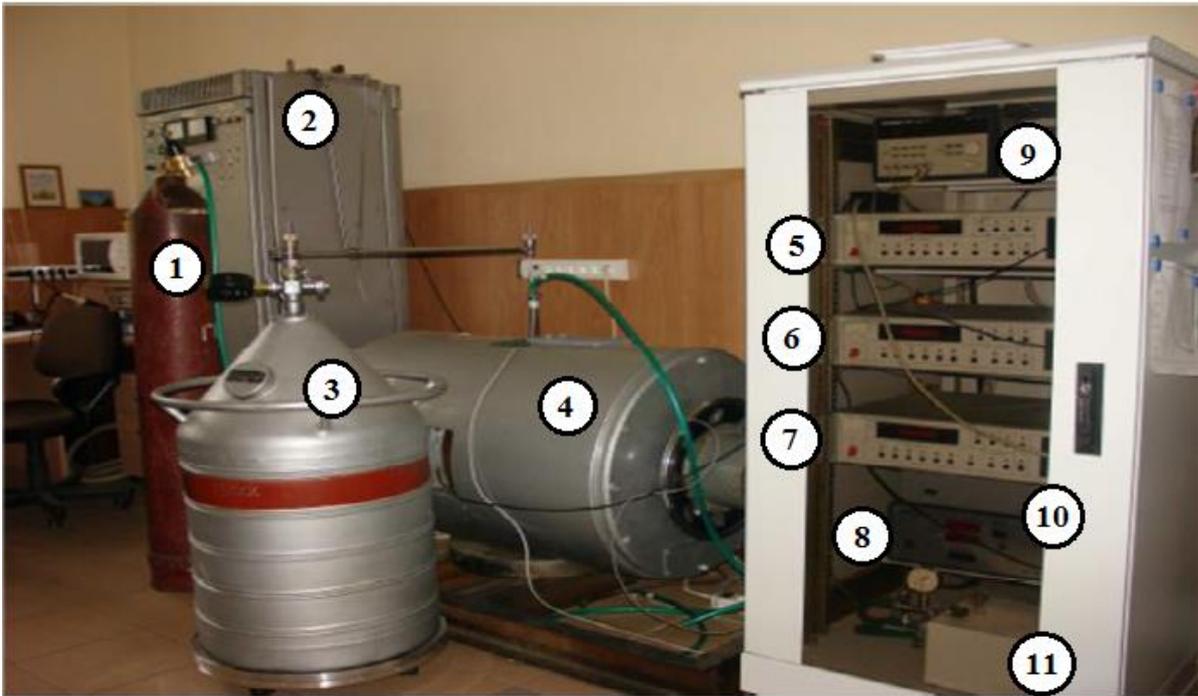


Рисунок 9 - Общий вид установки «Кинетика», предназначенной для проведения магнитотранспортных измерений.

Основные параметры экспериментальной установки:

- 1) максимально достижимое магнитное поле – 20 кЭ;
- 2) дискретность изменения магнитного поля – 10 Э;
- 3) точность измерения магнитного поля – 0,5 Э;
- 4) диапазон измеряемых сопротивлений – ( $10^{-6}$  –  $10^9$ ) Ом;
- 5) погрешность измерения напряжения между контактами – 0,3%;
- 6) диапазон рабочих температур – от 80 К до «комнатных» температур;
- 7) стабильность температур составляет 0,3 К.

В стандартной конфигурации плоскость образца перпендикулярна направлению вектора индукции магнитного поля, а ось образца, вдоль которой пропускается ток, расположена вертикально. Наиболее полное и подробное описание магнитотранспортной установки можно найти в [8].

Измерения проводились в следующей последовательности: сначала образец подвергался циклу «охлаждение-нагрев»: охлаждение от комнатной температуры до 80 К и последующий нагрев до первоначальной температуры в

нулевом магнитном поле, после чего проводились непосредственно сами измерения: снимались зависимости поперечного магнитосопротивления и сопротивления Холла от приложенного магнитного поля при охлаждении образца с некоторым шагом по температуре.

#### 2.4. Определение коэффициентов НЭХ и АЭХ.

Вычисление коэффициентов НЭХ и АЭХ было выполнено с помощью графического метода. Этот метод заключается в определении коэффициентов  $R_0$  и  $R_s$ , входящих в формулу:

$$\rho_h = R_0 B_z + 4\pi R_s M_z.$$

Графическое пояснение данного метода представлено на Рис. 10.

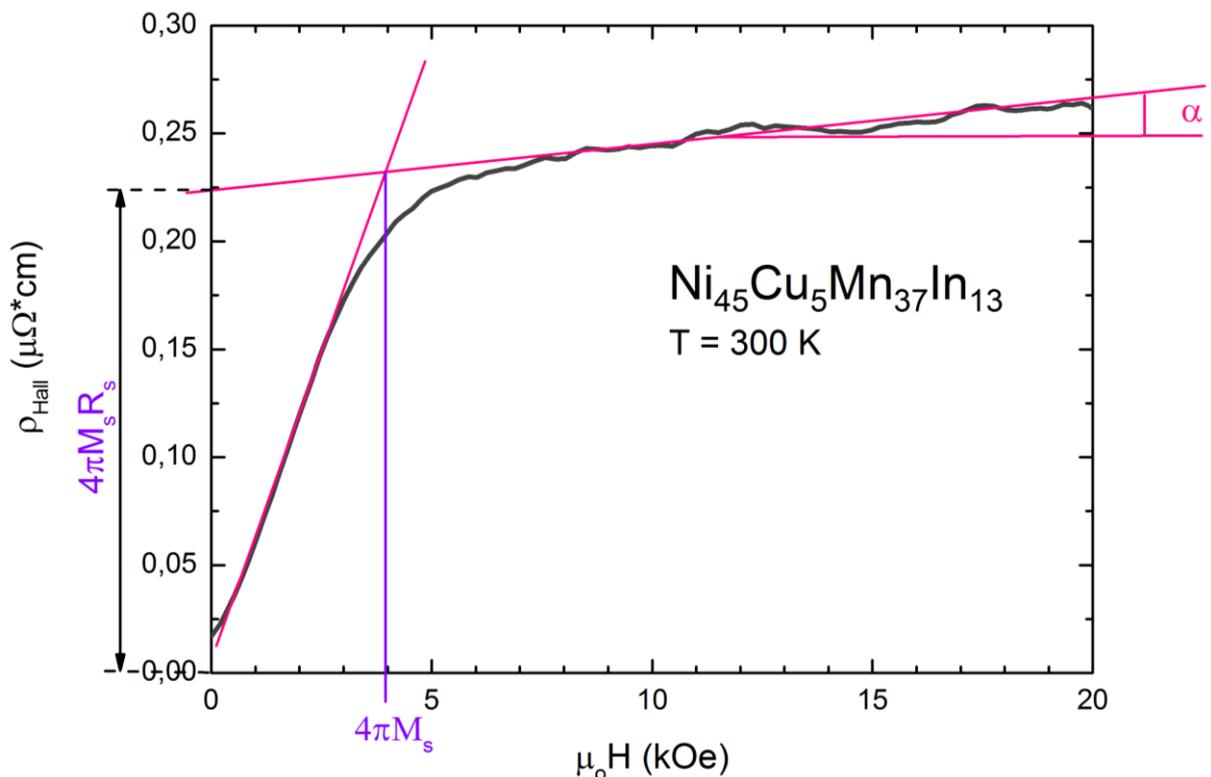


Рисунок 10 - Зависимость сопротивления Холла от магнитного поля при температуре 300 K для сплава  $Ni_{45}Cu_5Mn_{37}In_{13}$ .

В «слабых» полях  $\rho_h$  можно считать пропорциональным намагниченности  $M_z$ , при этом вклад НЭХ значительно меньше вклада АЭХ:  $R_0 B_z \ll 4\pi R_s M_z$ . Иная ситуация наблюдается в «сильных» полях:  $\rho_h$

пропорционально значению индукции внешнего магнитного поля  $B_z$ , т.е. прирост сопротивления Холла обусловлен ростом нормального вклада в  $\rho_h$ :  $R_0 B_z \gg 4\pi R_S M_S$ .

На графике зависимости  $\rho_h(H)$  можно выделить два линейных участка. Экстраполируя их до пересечения друг с другом, можно найти точку, которой соответствует значение  $4\pi M_S$ , где  $M_S$  – намагниченность насыщения. Экстраполируя линейный участок, который лежит в области «сильных» полей, до пересечения с осью ординат, можно найти точку, которой соответствует значение  $4\pi R_S M_S$ , откуда можно вычислить значение коэффициента АЭХ  $R_S$ . Коэффициент НЭХ  $R_0$  был определен следующим образом: графически найден угол  $\alpha$  (как показано на Рис. 10), который связан с  $R_0$  соотношением:

$$R_0 = \frac{d\rho_h}{dB_z} = \operatorname{tg} \alpha .$$

Таким образом, было выполнено вычисление коэффициентов НЭХ и АЭХ для сплавов двух составов:  $Ni_{45}Cu_5Mn_{37}In_{13}$  и  $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$  для всего интервала исследуемых температур.

## ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

### 3.1. Магнитные свойства.

Магнитные свойства сплавов Гейслера исследовались на вибрационном магнитометре в интервале температур от 80 К до 400 К. Были сняты температурные зависимости намагниченности в «слабом» - 50 Э и «сильном» - 16 кЭ магнитных полях. Сначала образец был охлажден в нулевом магнитном поле до 80 К, после чего был произведен нагрев из этого состояния до температуры  $T = 400\text{ К}$  в «слабом» магнитном поле  $H = 50\text{ Э}$ . Этот режим называется ZFC - Zero Field Cooled – «нагревание образца, предварительно охлажденного в нулевом магнитном поле». Далее, при том же значении внешнего магнитного поля осуществлялось охлаждение образца (режим FC - Field Cooling – «охлаждение в поле») до температуры  $T = 80\text{ К}$ , а затем нагрев (режим FW - Field Warming – «нагрев в поле») до температуры  $T = 400\text{ К}$ . После этого были произведены измерения намагниченности образца в режимах FC и FW, но уже в «сильном» магнитном поле  $H = 16\text{ кЭ}$ .

Экспериментально полученные зависимости удельной намагниченности от температуры в «слабом» и «сильном» полях для сплава Гейслера  $Ni_{45}Cu_5Mn_{37}In_{13}$  представлены на Рис. 11 и Рис. 12 соответственно.

Из Рис. 11 видно, что для сплава, допированного медью, температура Кюри аустенитной фазы составляет 319 К. Это значение совпадает со значением температуры Кюри стандартного тройного сплава Гейслера  $Ni_{50}Mn_{37}In_{13}$  [25]. Намагниченность достигает значения около  $2\text{ emu/g}$ , что также совпадает с значениями, полученными для тройного сплава. Это связано с тем, что замещение никеля медью не приводит к существенным изменениям в магнитной системе, так как никель и медь являются аналогичными по строению электронной оболочки.

При значительном увеличении масштаба вблизи 243 К виден «размытый» температурный гистерезис в интервале температур примерно от 140 К до 310 К, который связан со слабовыраженным мартенситным переходом. Таким

образом, легирование медью приводит к некоторому изменению взаимодействия в системе.

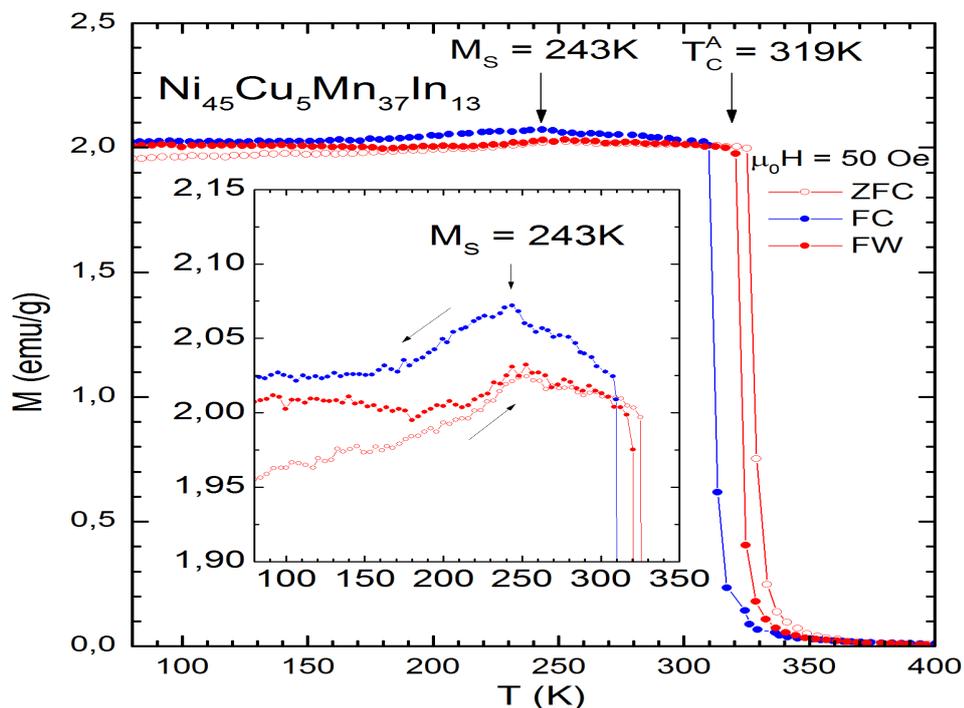


Рисунок 11 - Температурная зависимость удельной намагниченности сплава  $Ni_{45}Cu_5Mn_{37}In_{13}$  в магнитном поле 50 Э.

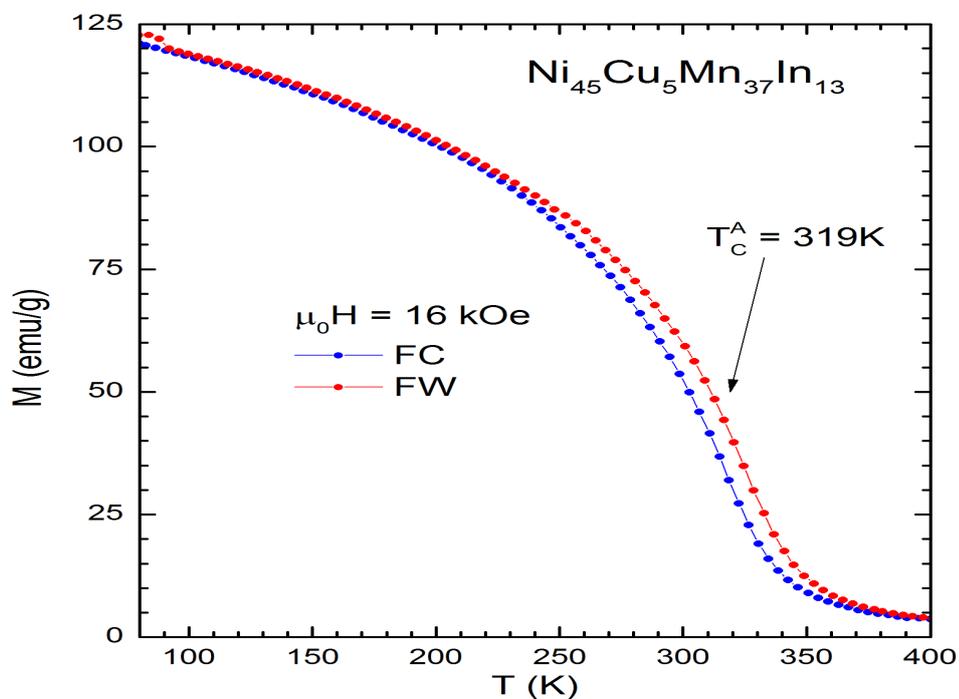


Рисунок 12 - Температурная зависимость удельной намагниченности сплава  $Ni_{45}Cu_5Mn_{37}In_{13}$  в магнитном поле 16 кЭ.

Температура мартенситного перехода для данного сплава равна 243 K.

Расхождение кривых ZFC и FW в «слабом» поле связано с тем, что кроме ферромагнитного взаимодействия в образце имеет место антиферромагнитные корреляции.

Для сплава  $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$  также были получены экспериментальные зависимости удельной намагниченности от температуры в «слабом» и «сильном» полях. Эти зависимости представлены на Рис. 13 и Рис. 14 соответственно.

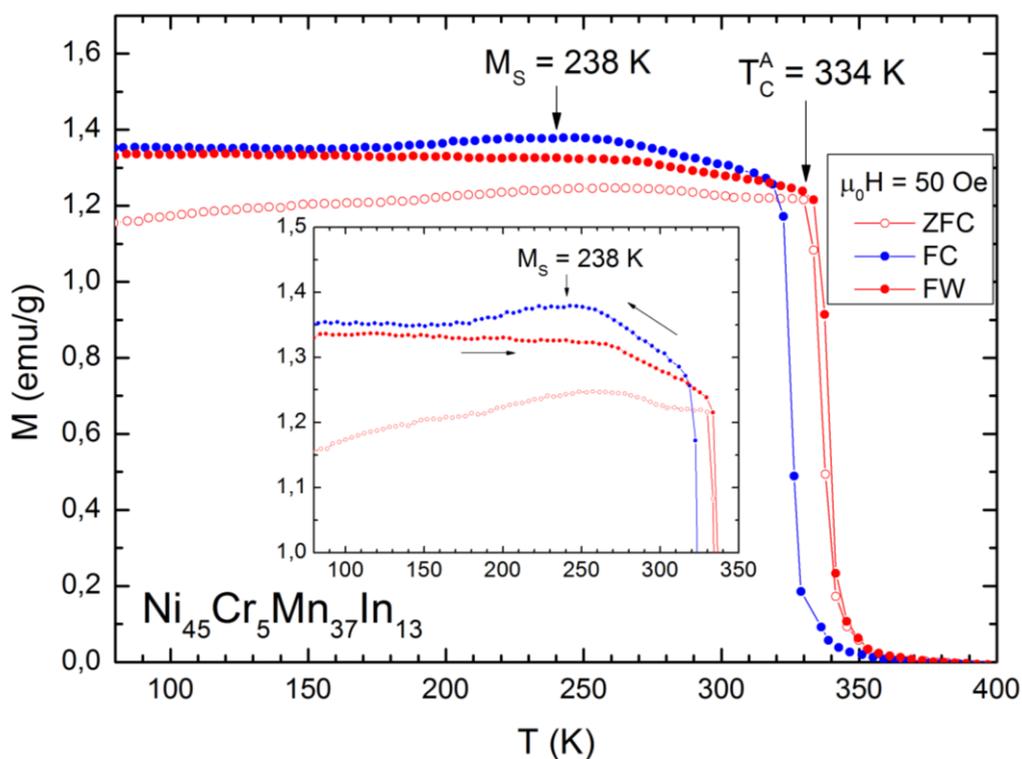


Рисунок 13 - Температурная зависимость удельной намагниченности сплава  $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$  в магнитном поле 50 Э.

Из Рис. 13 видно, что температура Кюри сплава, легированного хромом увеличилась: стала больше на 15 K, по сравнению с температурой Кюри стандартного тройного сплава, и составляет 334 K. Значение удельной намагниченности в случае с образцом, допированным хромом, уменьшилось и составляет  $1.4 \text{ emu/g}$ . Это показывает, что антиферромагнитные корреляции усиливаются при замещении никеля хромом, так как хром является

антиферромагнетиком и вносит отрицательный вклад в суммарную намагниченность сплава.

При значительном увеличении масштаба вблизи  $238\text{ K}$  виден сильно «размытый» температурный гистерезис в интервале температур примерно от  $180\text{ K}$  до  $310\text{ K}$ , который связан со слабовыраженным мартенситным переходом.

Расхождение кривых ZFC и FW в «слабом» магнитном поле связано с тем, что кроме ферромагнитного взаимодействия в образце имеет место антиферромагнитные корреляции.

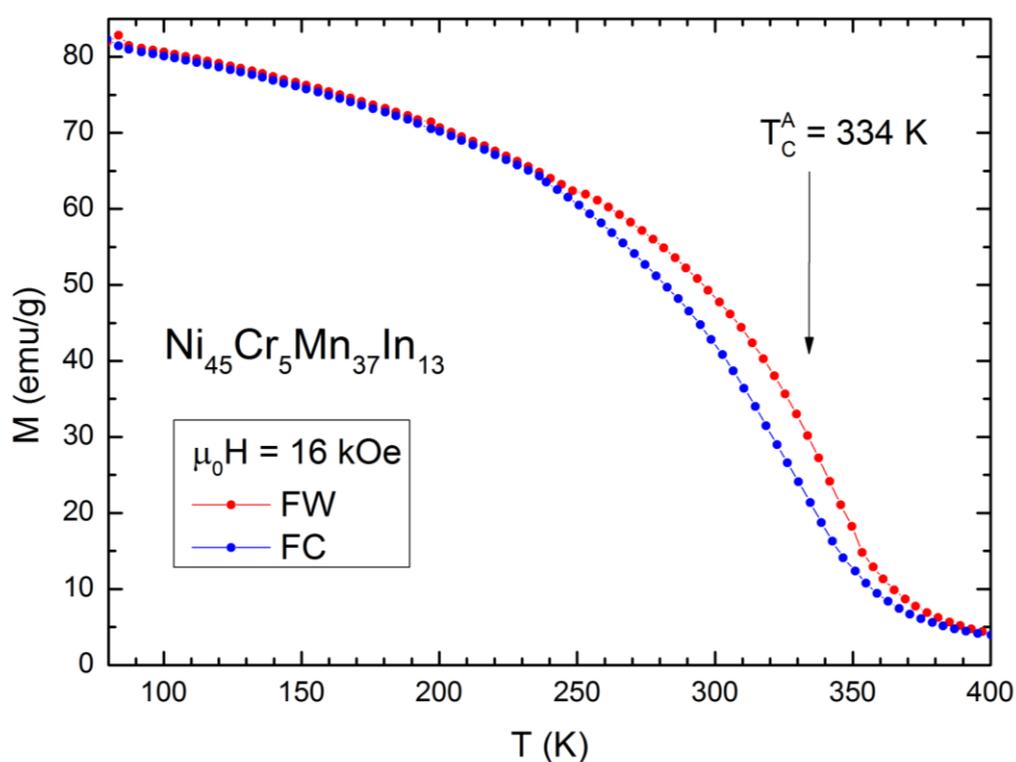


Рисунок 14 - Температурная зависимость удельной намагниченности сплава  $\text{Ni}_{45}\text{Cr}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$  в магнитном поле  $16\text{ кЭ}$ .

На основании приведенных графиков и представленных результатов можно сделать вывод о том, что замещение никеля медью не приводит к значительным изменениям в магнитной системе: температура Кюри и намагниченность не меняется, но мартенситный переход становится слабовыраженным, по сравнению с нелегированным сплавом. При замещении

никеля хромом картина меняется принципиально: температура Кюри увеличивается на 15 K, при этом намагниченность уменьшается почти в полтора раза, также возникает слабовыраженный мартенситный переход. Это показывает, что антиферромагнитные корреляции усиливаются при внедрении хрома.

### 3.2. Магнитотранспортные свойства.

Магнитотранспортные исследования, как было сказано в пункте 2.3, проводились на автоматизированной установке «Кинетика».

Были получены температурные зависимости удельного электрического сопротивления, которые приведены на Рис. 16 и Рис. 17 для сплавов Гейслера Ni-Mn-In, допированных пятью процентами *Cu* и *Cr* соответственно.

Сначала электросопротивление измерялось в нулевом магнитном поле при охлаждении образца от комнатной температуры до 80 K, а затем при нагревании до первоначальной температуры. Расхождение кривых на нагреве и на охлаждении связано с тем, что скорость охлаждения отличалась от скорости нагрева. Это привело к тому, что температура образца не совпадала с показаниями термпары.

Из графика, представленного на Рис. 16 видно, что значение электросопротивления в окрестности комнатных температур достигает 100 мкОм\*см, что на порядок больше, чем, например, у никеля, поэтому данный сплав является высокорезистивной системой. При охлаждении электросопротивление уменьшается, что согласуется с теорией корреляции Муйжи, в которой для металлов с электросопротивлением, меньшим 150 мкОм\*см сопротивление должно расти с увеличением температуры. Таким образом, поведение сопротивления данного сплава является стандартным для металла с удельным электросопротивлением, примерно равным 100 мкОм\*см.

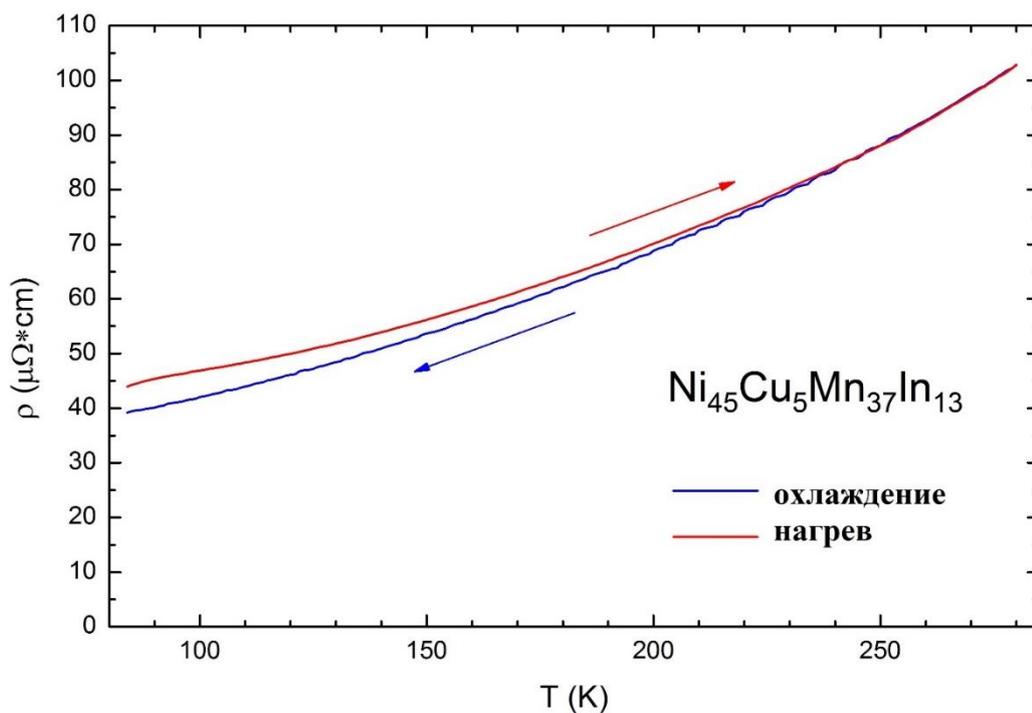


Рисунок 16 - Зависимость удельного электросопротивления от температуры для сплава  $\text{Ni}_{45}\text{Cu}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$ .

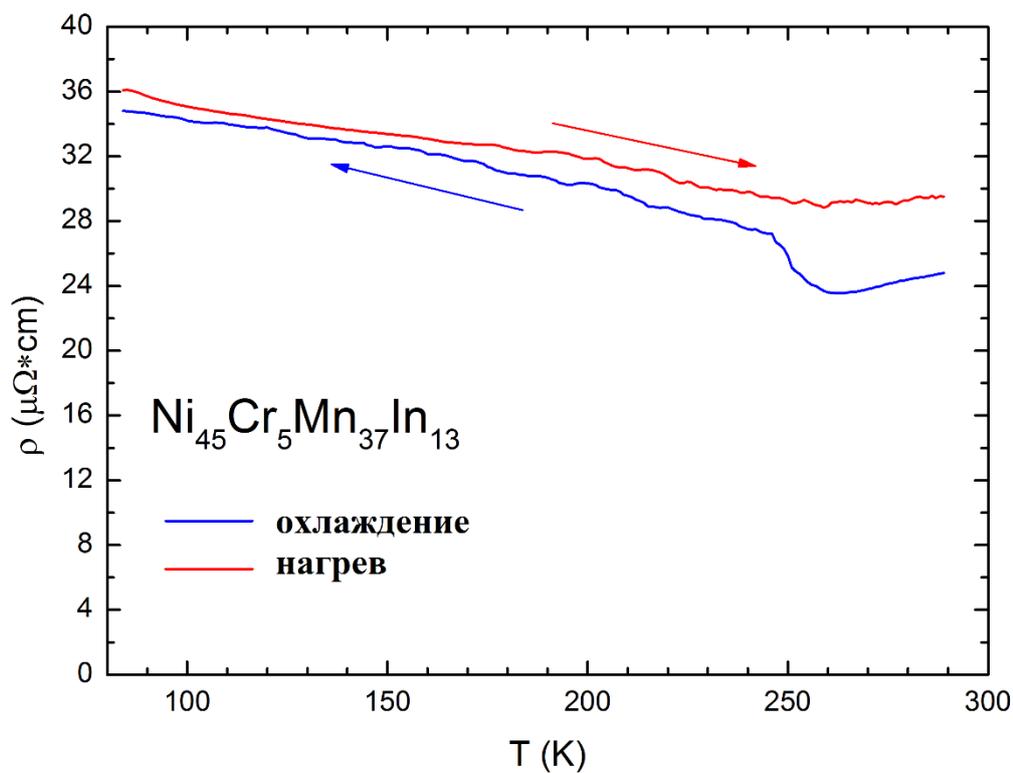


Рисунок 17 - Зависимость удельного электросопротивления от температуры для сплава  $\text{Ni}_{45}\text{Cr}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$ .

Сплав  $\text{Ni}_{45}\text{Cr}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$  обладает сопротивлением меньшим, чем сплав  $\text{Ni}_{45}\text{Cu}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$ : значения электросопротивления варьируются между 20 до 40  $\text{мкОм}\cdot\text{см}$ . Из Рис. 17 видно, что в интервале температур (80 – 240) К электросопротивление уменьшается с температурой, что противоречит критерию Муйжи, т.к. данный сплав является металлом с сопротивлением, меньшим 150  $\text{мкОм}\cdot\text{см}$ . На Рис. 17 при охлаждении в интервале температур от 290 К до 260 К наблюдается спад электросопротивления:  $\frac{\Delta\rho}{\Delta T} = 0.05$ , но в интервале температур от 240 К до 260К виден резкий рост электросопротивления, причем  $\frac{\Delta\rho}{\Delta T} = -0.26$ , а при дальнейшем понижении температуры рост становится более плавным:  $\frac{\Delta\rho}{\Delta T} = -0.05$ .

Рассмотрим теперь полевые зависимости поперечного магнитосопротивления (МС), которые приведены на Рис. 18 и Рис. 19. Магнитосопротивление измерялось в поперечной конфигурации, поэтому оно принимает отрицательные значения.

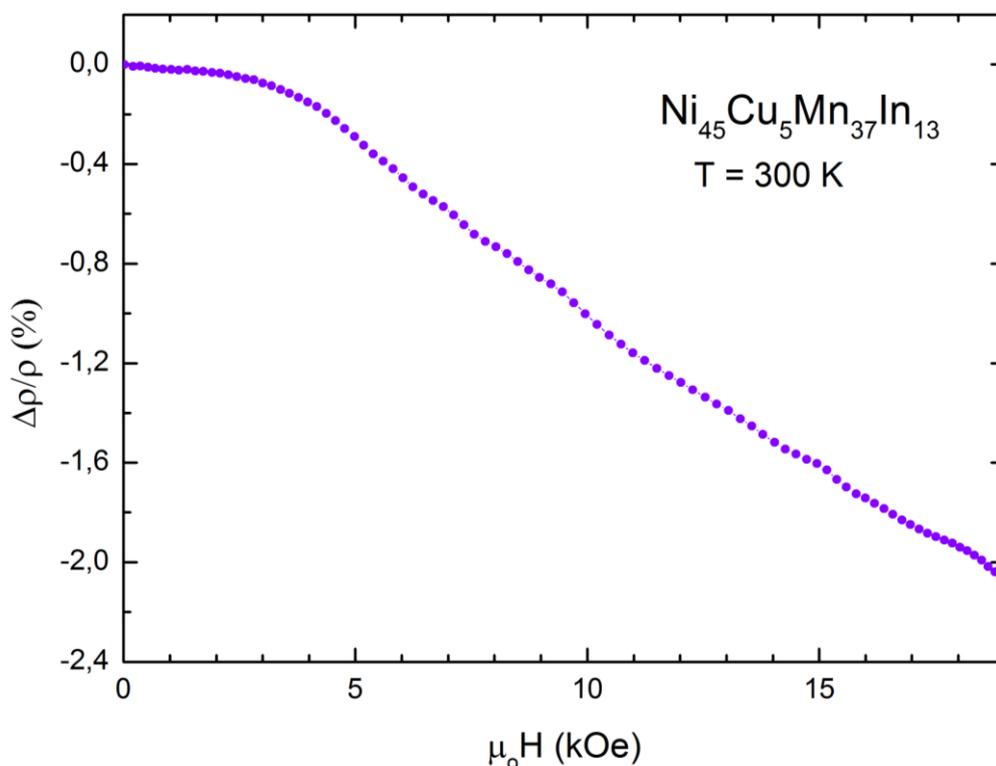


Рисунок 18 - Зависимость магнитосопротивления для сплава Гейслера

$\text{Ni}_{45}\text{Cu}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$  при  $T = 300 \text{ K}$ .

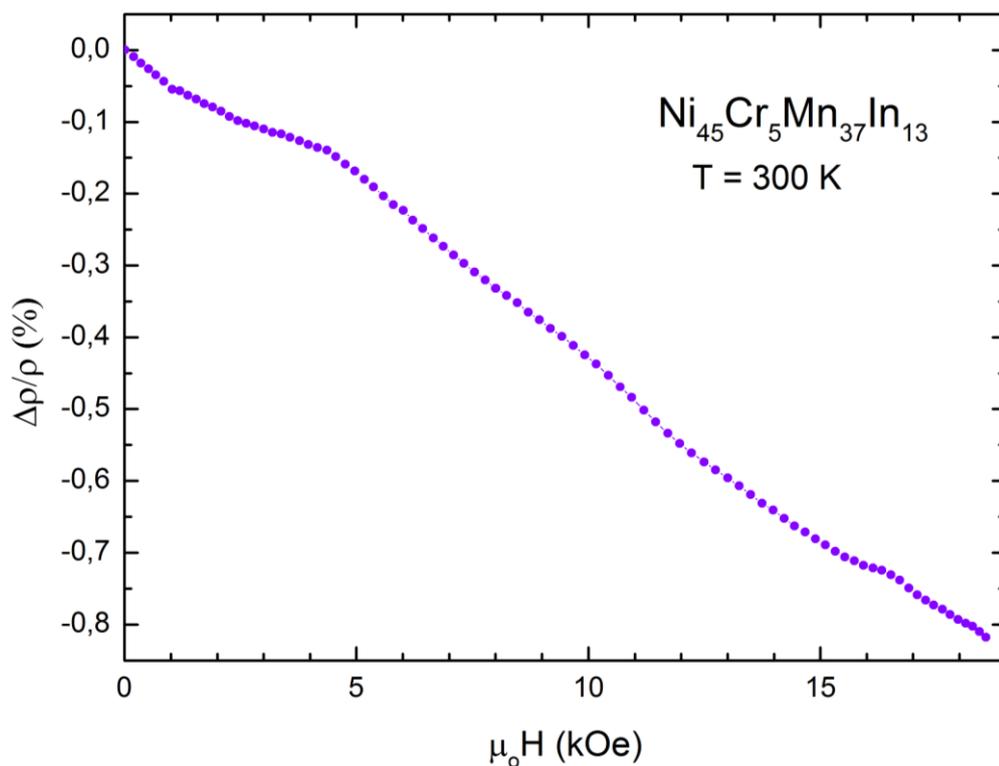


Рисунок 19 - Зависимость магнитосопротивления для сплава Гейслера  $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$  при  $T = 300\text{ K}$ .

Полевые зависимости МС, представленные на Рис. 18 и Рис. 19, являются типичными для ферромагнитных сплавов переходных металлов. В случае с медью величина МС достигает 2 %, а в случае с хромом величина МС немного больше 0.8 %.

Для расчета коэффициентов Холла так, как описано в пункте 2.4, были использованы полевые зависимости сопротивления Холла, которые приведены на Рис. 20 и Рис. 21.

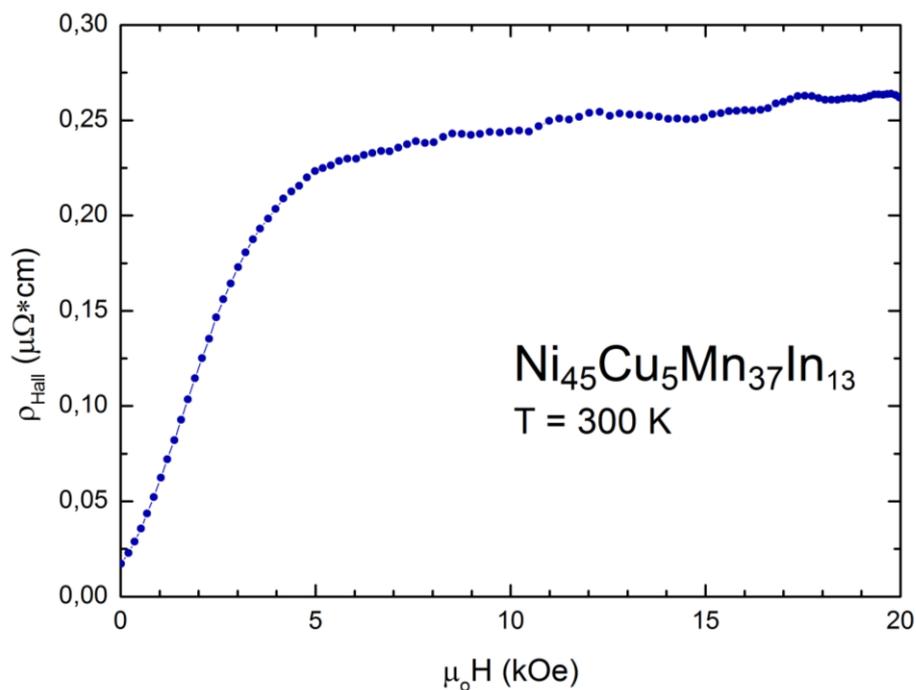


Рисунок 20 - Зависимость сопротивления Холла от приложенного внешнего магнитного поля для  $\text{Ni}_{45}\text{Cu}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$  при  $T = 300 \text{ K}$ .

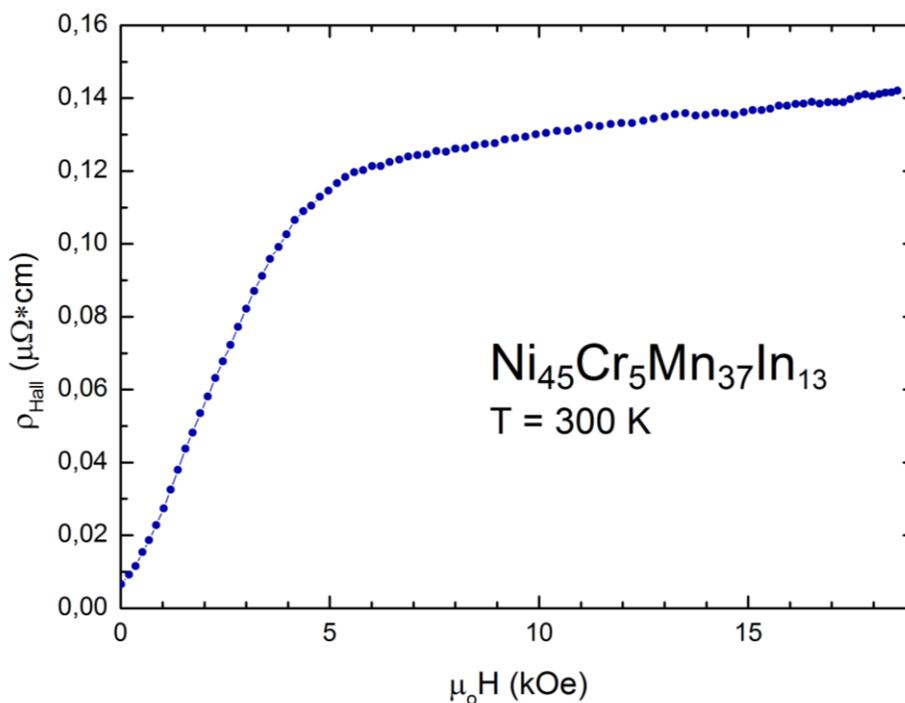


Рисунок 21 - Зависимость сопротивления Холла от приложенного внешнего магнитного поля для  $\text{Ni}_{45}\text{Cr}_5\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}$  при  $T = 300 \text{ K}$ .

Коэффициенты НЭХ и АЭХ, рассчитанные с использованием графического метода, представлены на Рис. 22 и Рис. 23.

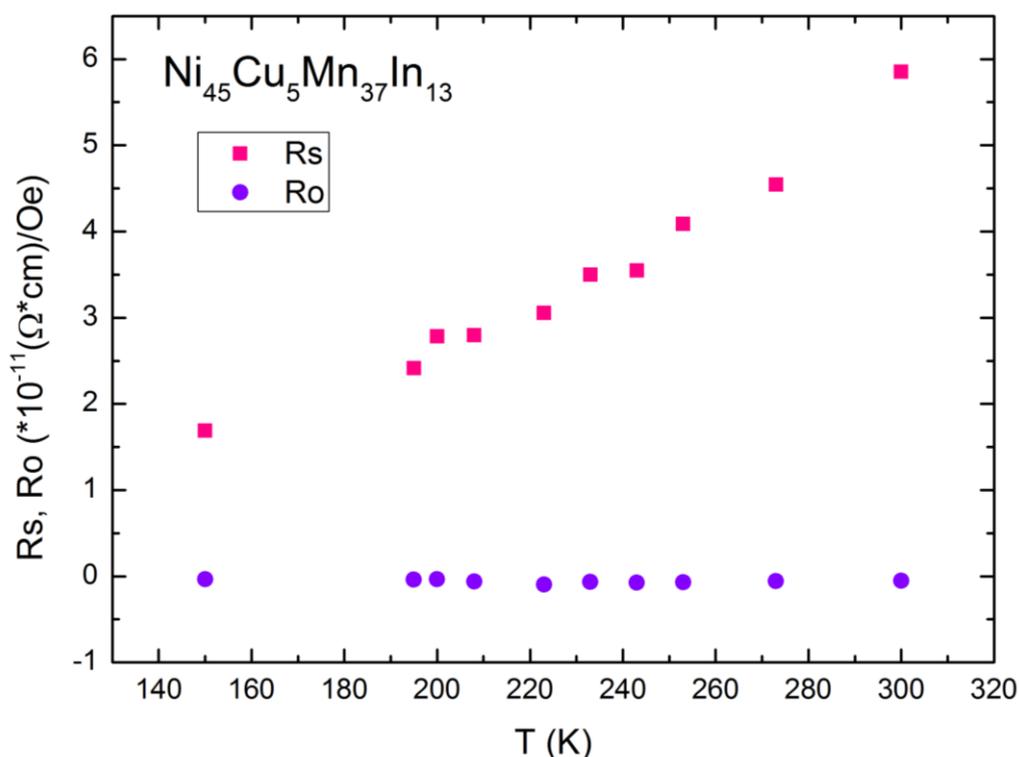


Рисунок 22 - Зависимость коэффициентов НЭХ и АЭХ от температуры для  $Ni_{45}Cu_5Mn_{37}In_{13}$ .

Коэффициент НЭХ имеет отрицательный знак. Это свидетельствует о том, что носителями заряда в образце являются электроны. Коэффициент  $R_0$  не зависит от температуры, потому что концентрация электронов в образце не меняется. Константы АЭХ имеют значения почти на два порядка большее, чем константы НЭХ. Причем значения  $R_S$ , в отличие от  $R_0$ , имеют положительный знак на всем интервале температур, а также сильно зависят от температуры. Была исследована корреляция между коэффициентом АЭХ и электросопротивлением и выявлена зависимость:  $R_S \sim \rho^{2.3}$ .

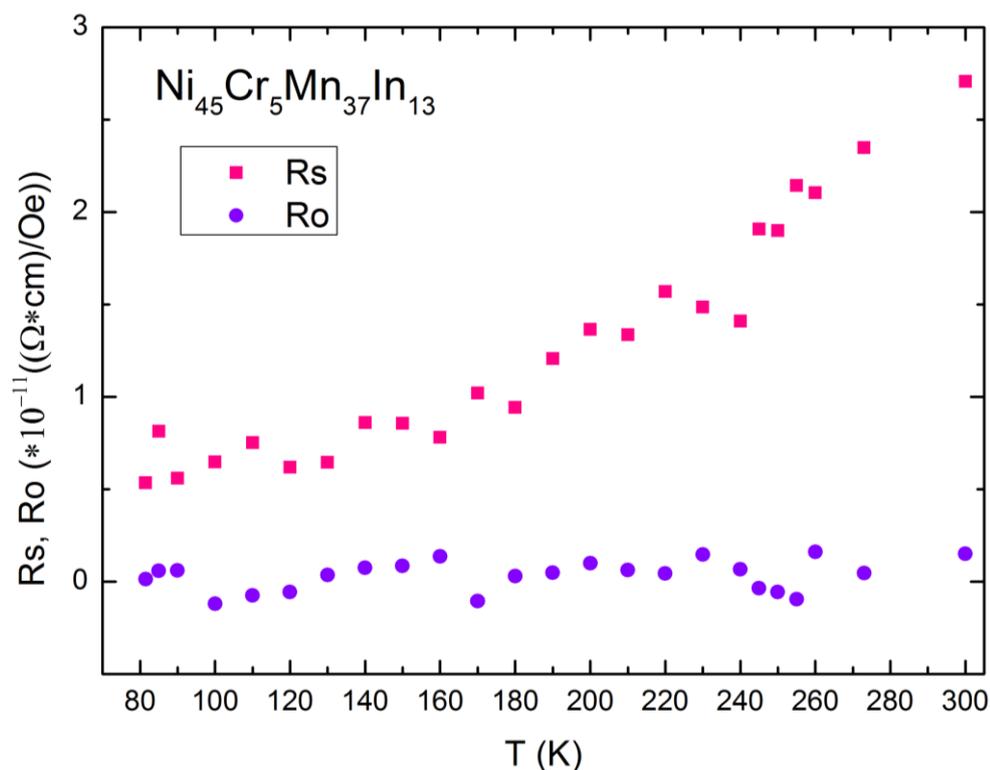


Рисунок 23 - Зависимость коэффициентов НЭХ и АЭХ от температуры для  $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$ .

Как видно из Рис. 23 коэффициент АЭХ в случае замещения атомов никеля атомами хрома возрастает при повышении температуры, тогда как электросопротивление уменьшается (Рис. 17). Такое поведение не может быть описано ни одним из известных механизмов АЭХ (см. пункт 1.4). Причем следует особо подчеркнуть, что данный сплав не является "плохим" металлом, так как его электросопротивление порядка 40 мкОм\*см, что даже меньше, чем у исходного тройного сплава и сплава с медью.

Такое поведение скорее всего связано со следующим. Сопротивление переходных металлов определяется как s- так и d-подобными электронами, тогда как АЭХ полностью определяется d-подобными состояниями, для которых собственное спин-орбитальное взаимодействие намного больше, чем для s-подобных электронов. Замещение позиций Ni ионами Cr в силу гибридизации s- и d-состояний может сильно изменить их плотность состояний на уровне Ферми и относительные вклады в сопротивление. В рассматриваемом

случае сопротивление уменьшилось при замещении хромом, то есть следует заключить, что возросла роль s-состояний в сопротивлении. Для простоты будем считать, что сопротивление целиком определяется s- состояниями. Тогда можно записать:

$$R_S = \frac{\sigma_{xy}^d(M_z)}{4\pi M_z} \rho_s^2,$$

где  $\sigma_{xy}^d$  – аномальная холловская проводимость d-электронов,  $\rho_s$  – полное сопротивление сплава, обусловленное s-электронами. Обычно  $\sigma_{xy}^d$  либо не зависит от температуры, либо уменьшается с ее повышением, что приводит к корреляциям типа  $R_S \sim \rho$  или  $R_S \sim \rho^2$ . Аномальная холловская проводимость зависит от степени спиновой поляризации d-состояний. В случае, когда антиферромагнитные корреляции уменьшаются при повышении температуры, степень спиновой поляризации может не уменьшаться, а увеличиваться, т.е.  $\sigma_{xy}^d$  может возрасти при повышении температуры, и тогда известные корреляции типа  $R_S \sim \rho$  или  $R_S \sim \rho^2$  не будут иметь место. Для этого необходимо, чтобы намагниченность определялась не d-состояниями, а локализованными на узлах магнитными моментами. Данное объяснение, связанное с особенностями рассматриваемого сплава, носит характер гипотезы и нуждается в дополнительных исследованиях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые были исследованы магнитные и магнитотранспортные свойства ферромагнитных сплавов Гейслера  $Ni_{45}Cu_5Mn_{37}In_{13}$  и  $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$ . Обнаружено, что данные сплавы имеют слабовыраженный мартенситный переход.
2. Проведены исследования температурной зависимости электросопротивления. Обнаружено, что для сплава, легированного хромом, поведение сопротивления не является стандартным для металлов с электросопротивлением, меньшим  $150 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ .
3. Исследовано поведение поперечного магнитосопротивления. Для образцов обоих составов зависимость магнитосопротивления от поля является типичной для ферромагнитных сплавов переходных металлов.
4. Получены температурные зависимости коэффициентов НЭХ и АЭХ и исследована корреляция между коэффициентом АЭХ и электросопротивлением.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Graf, T. Simple rules for the understanding of Heusler compounds / T. Graf, C. Felser, S.S.P. Parkin - Progress in Solid State Chemistry, 2011, V. 39, p. 1–50
- [2] Heusler, F. Über magnetische Manganlegierungen / F. Heusler - Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 1903, V. 5. p. 219
- [3] R. A. de Groot, R.A. New Class of Materials: Half-Metallic Ferromagnets / R.A. de Groot, F.M. Mueller, P.G. van Engen, et al. - Phys. Rev. Lett., 1983, V. 50, p. 2024–2027
- [4] Ullakko, K. Large magnetic field induced strains in Ni<sub>2</sub>MnGa single crystals / K. Ullakko, J.K. Huang, C. Kantner, et al. - APL, 1996, V. 69, p. 1966–1968
- [5] Buchelnikov, V. D. Theoretical model of magnetocaloric effect in Heusler Ni-Mn-In alloy by Monte Carlo study / V. D. Buchelnikov, V. V. Sokolovskiy, S. V. Taskaev et al. - Materials Science Forum, 2010, V. 635, p. 137-142
- [6] Васильев, А.Н. Ферромагнетики с памятью формы / А.Н. Васильев, В.Д. Бучельников, Т. Такаги и др. - Успехи физ. наук, 2003, Т. 173, № 6, стр. 577-608
- [7] Titov, I. S. Influence of magnetism on the martensitic transition and related magnetocaloric effect in NiMn-based Heusler alloys / I. S. Titov - Duisburg, 2014
- [8] Прудников, В. Н. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ / В.Н. Прудников, А.Б. Грановский, А.П. Казаков и др. - Специальный физический практикум, Москва, Физический факультет МГУ, 2012
- [9] Hall, E. On a new action of the magnet on electric currents / E. Hall - Philos. Mag., 1880, V. 10, p. 301
- [10] Hall, E. On the rotational coefficient in nickel and cobalt / E. Hall - Phil. Mag., 1881, V. 12, p. 157
- [11] Pugh, E. M. Hall e.m.f. and Intensity of Magnetization / E. M. Pugh, T. W. Lippert - Phys. Rev., 1932, V. 42, p. 709–713
- [12] Nagaosa, N. Anomalous Hall Effect — A New Perspective / N. Nagaosa - J. Phys. Soc. Japan, 2006, V. 75, p. 042001–042012

- [13] Nagaosa, N. Anomalous Hall effect / N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, et al. - *Reviews of Modern Physics*, 2010, V. 82, p. 1539–1592
- [14] Ведяев, А.Н. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах / А.Н. Ведяев, А.Б. Грановский, О.А. Котельникова, Издательство МГУ, Москва, 1992, стр. 160
- [15] Hirsch, J.E. Overlooked contribution to the Hall effect in ferromagnetic metals / J.E. Hirsch - *Phys. Rev. B.*, 1999, V. 60, p. 14787–14792
- [16] Karplus, R. Hall Effect in Ferromagnetics / R. Karplus, J. M. Luttinger - *Phys. Rev.*, 1954, V. 95, p. 1154–1160
- [17] Smith, J. The spontaneous hall effect in ferromagnetics 1 / J. Smith – *Physica*, Amsterdam, 1955, V. 21, p. 877–887
- [18] Smith, J. The spontaneous hall effect in ferromagnetics 2 / J. Smith - *Physica*, Amsterdam, 1958, V. 24, p. 39-51
- [19] Е. И. Кондорский, А. В. Ведяев, А. Б. Грановский - *ФММ*, 1975, Т. 40, стр. 455
- [20] Грановский, А. Б. Определение коэффициентов нормального и аномального эффектов Холла в ферромагнитных сплавах Гейслера  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{Si}_x$  при мартенситном превращении / А. Б. Грановский, В. Н. Прудников, А. П. Казаков - *Письма в ЖЭТФ*, 2012, Т. 142, стр. 916
- [21] Zhu, S. Twinning partial multiplication at grain boundary in nanocrystalline fcc metals / S. Zhu, W. Or, G. Wu et al. - *Appl. Phys. Lett.* 95, 2009, p. 032503
- [22] Dubenko, I. Giant Hall effect in Ni-Mn-In Heusler alloys / I. Dubenko, A. Pathak, S. Stadler et al. - *Phys. Rev. B* 80, 2009, p. 092408
- [23] Прудников, В. Н. Эффект Холла при мартенситном переходе в сплавах Гейслера Ni-Co-Mn-In / В. Н. Прудников, А. П. Казаков, И. С. Титов и др. - *Письма в ЖЭТФ* 92, 2010, стр.735-738
- [24] Прудников, В.Н. Экспериментальные методы в магнетизме. Лекции. Часть 1. / В.Н. Прудников - Москва, Физический факультет МГУ, 2009, стр. 219
- [25] Казаков, А. П. Магнитные, тепловые и магнитотранспортные свойства сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-In / А. П. Казаков - Москва, 2012

## **Благодарности**

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Грановскому Александру Борисовичу за выбор темы дипломной работы и оказанную помощь в ходе написания работы; Прудникову Валерию Николаевичу за ценные советы и помощь в интерпретации полученных данных; Титову Ивану Сергеевичу и Родионову Игорю Дмитриевичу за помощь в получении экспериментальных результатов и полезные комментарии; Ведяеву Анатолию Владимировичу за внимательное прочтение работы и ценные замечания; Дубенко Игорю Сергеевичу за предоставленные образцы.