

Физика магнетизма

Редакторы тематического выпуска
докт. физ.-мат. наук **Н. С. Перов**
канд. физ.-мат. наук **Л. А. Макарова**

УДК 537.633.2:539.213:666.266.6

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В АМОРФНЫХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ И $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$

© 2024 г. О. Кувандиков^{1,*}, И. Субханкулов¹, Р. М. Ражабов¹, Ш. А. Хомитов¹

¹ Самаркандский государственный университет имени Шарофа Рашидова,
Институт инженерной физики, Самарканд, Узбекистан

*E-mail: quvandikov@rambler.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Для сплавов $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ исследованы температурные зависимости коэффициента Холла, удельного электросопротивления и намагниченности насыщения в аморфном и кристаллическом состояниях. Установлена взаимосвязь между этими параметрами, которая объясняется с позиций теории аномального эффекта Холла. На основе экспериментальных данных оценены коэффициенты параметра спин-орбитального взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0367676524110259, EDN: FIZVBF

ВВЕДЕНИЕ

Изучение температурной зависимости эффекта Холла в аморфных ферромагнетиках позволяет оценить знак и концентрацию носителей заряда, установить связь между коэффициентом аномального эффекта Холла (АЭХ) R_s , удельным электросопротивлением ρ и намагниченностью насыщения I_s [1, 2]. Это дает возможность получить полезную информацию о природе гальваномагнитных явлений в аморфных ферромагнитных сплавах в зависимости от их состава и структуры, а также установить закономерности в изменении основных параметров, связанных с электропереносом, и при переходе в кристаллическое состояние.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование температурных зависимостей коэффициента Холла R_H удельного электросопротивления ρ и намагниченности насыщения I_s в ферромагнитных сплавах $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ в аморфном и кристаллическом состояниях, а также установление взаимосвязи между этими параметрами.

Объектами исследования служили аморфные ленты длиной 20 мм, шириной 6 мм, толщиной 30 мкм, полученные закалкой из расплава на быстро вращающемся диске [3, 4]. Измерение электропроводности и коэффициента Холла проводилось по методике, описанной в работе [5]. Температурные зависимости намагниченности насыщения исследовались на вибрационном магнитометре [6]. Достоверность аморфного состояния изученных сплавов проверялась рентгенографическим

исследованием, которое показало, что профиль первого максимума сплавов структурного фактора в аморфном состоянии имеет близкую к гауссовскому распределению форму с размерами области когерентного рассеяния 1.79 нм для сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ и 1.70 нм для сплава $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости удельного электросопротивления, коэффициента Холла и намагниченности насыщения сплавов $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ приведены на рис. 1.

Согласно [7], зависимость холловского сопротивления от внешнего магнитного поля и намагниченности определяется выражением

$$\rho_H = R_0 B + 4\pi R_s J_s \quad (1)$$

Здесь $R_0 B$ – член, обусловленный действием силы Лоренца на электроны проводимости; $4\pi R_s J_s$ – член, связанный со спин-орбитальным взаимодействием. Из зависимости $\rho_H = f(B)$ эмпирическим путем можно разделить нормальную R_0 и аномальную R_s составляющие коэффициента Холла: R_0 определяется из наклона кривой $\rho_H = f(B)$ при $B > 4\pi J_s$, а R_s находится из экстраполяции кривой $\rho_H = f(B)$ до пересечения с осью ординат при $B = 0$. Для аморфных ферромагнитных сплавов R_0 слабо зависит от температуры и примерно на 2–3 порядка меньше, чем R_s [7].

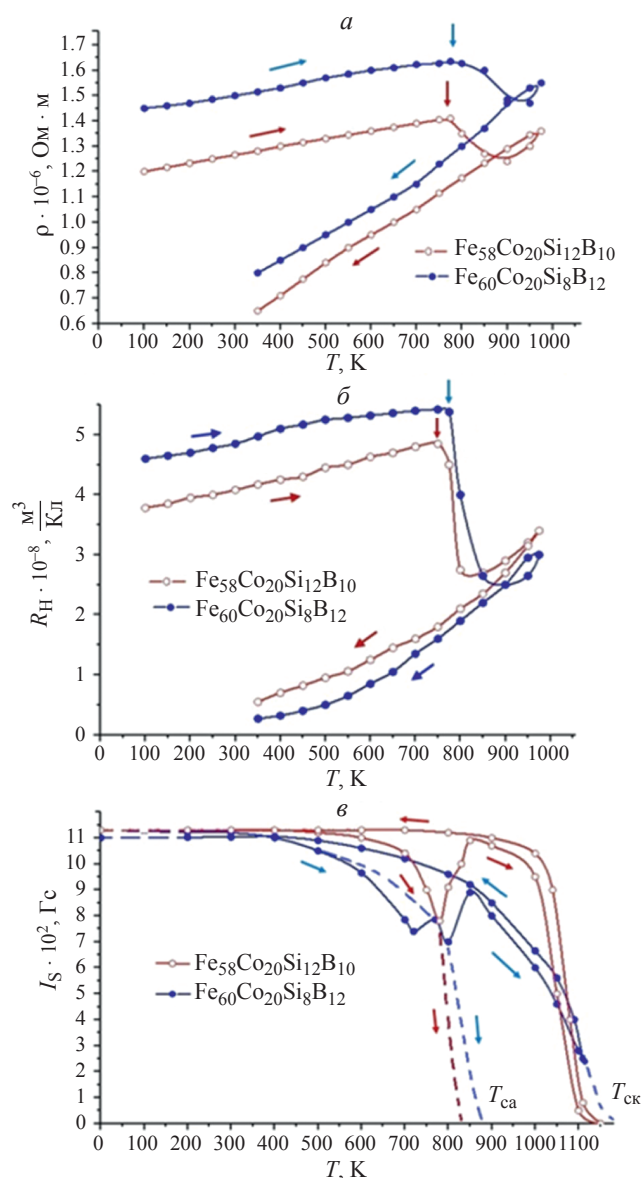


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электропроводности (а), коэффициента Холла (б) и намагниченности насыщения (в) сплавов $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ (Вертикальные стрелки показывают температуру кристаллизации, направления горизонтальных стрелок показывают направление изменения температуры, T_{ca} — температуры Кюри для аморфного состояния и $T_{\text{ск}}$ — температуры Кюри для кристаллического состояния сплавов. Величина магнитного поля при намагниченности насыщения составляло 2 Тл).

Для аморфного состояния сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ величина электропроводности в интервале 150–750 К увеличивается почти линейно от $1.21 \cdot 10^{-6}$ до $1.38 \cdot 10^{-6}$ Ом·м [1].

Температурный коэффициент в этом интервале температур составляет $\partial \rho / \partial T = 2.8 \cdot 10^{-10}$ Ом·м/К. Небольшое отклонение ρ сплава $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ от

линейности в сторону меньших значений наблюдается около 750 К, что связано с началом кристаллизации сплава.

При $T = 750$ К ρ достигает максимального значения, равного $1.65 \cdot 10^{-6}$ Ом·м и падает до $1.5 \cdot 10^{-6}$ Ом·м при $T = 900$ К. Дальнейшее повышение температуры приводит к увеличению электропроводности, и при $T = 1000$ К имеет значение $\rho = 1.56 \cdot 10^{-6}$ Ом·м.

При обратном изменении температуры ρ уменьшается по линейному закону с $\partial \rho / \partial T = 2.8 \cdot 10^{-10}$ Ом·м/К.

Коэффициент Холла сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ в интервале 100–750 К имеет положительный знак и увеличивается с ростом T от $R_H = 3.85 \cdot 10^{-8}$ до $4.87 \cdot 10^{-8}$ м³/К. При $T = 750$ К происходит скачкообразное уменьшение R_H от $4.87 \cdot 10^{-8}$ до $2.55 \cdot 10^{-8}$ м³/К при $T = 800$ К. Дальнейший нагрев приводит к увеличению R_H до $3.0 \cdot 10^{-8}$ м³/К при $T = 950$ К. По ходу изменения температурной зависимости $R(T)$ и $\rho(T)$ для обоих сплавов можно сказать, что при температурах больше 900 К сплавы переходят в кристаллическое состояние. Охлаждение в кристаллическом состоянии приводит к нелинейному уменьшению R_H . Аналогичный ход температурной зависимости R_H наблюдается и для сплава $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$, только значение R_H для аморфного состояния несколько больше, а для кристаллического состояния меньше, чем для сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$. Характерно, что для изученных сплавов в кристаллических состояниях абсолютные значения R_H меньше, а $\partial R_H / \partial T$ несколько больше, чем у аморфных сплавов того же состава. Такое различие в значениях R_H и $\partial R_H / \partial T$ связывают с усилением спин-орбитального взаимодействия в результате разупорядочения в атомной структуре аморфных сплавов [7].

Кривая температурной зависимости намагниченности сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ в аморфном состоянии имеет более крутой ход, чем в кристаллическом состоянии. С ростом температуры намагниченность I_s падает от 1120 Гс при $T = 300$ К до 730 Гс при $T = 780$ К, но не доходит до нуля. Точка Кюри и температура кристаллизации сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ очень близки. Поэтому дальнейший рост T приводит к росту намагниченности I_s до 1000 Гс при $T = 850$ К, которая затем уменьшается до нуля при $T = 1125$ К. Эта температура называется точкой Кюри для кристаллического состояния данного сплава. Охлаждение кристаллического образца сопровождается монотонным ростом I_s примерно до $T = 800$ К. При последующем охлаждении значение I_s кристаллического образца почти не меняется в интервале 800–300 К. Абсолютные значения I_s аморфного и закристаллизованного образцов при комнатной температуре становятся равными.

Вид температурной зависимости аномального коэффициента Холла может зависеть не только от

рассеяния на спиновых волнах, но и от рассеяния электронов на фонах [8, 9]. Поэтому сравним температурную зависимость R_s с зависимостью от температуры I_s^2 и удельного электросопротивления ρ .

Из анализа экспериментальных результатов следует, что в определенном интервале температур, характерном для этого сплава, имеет место линейная зависимость между R_s и квадратом намагниченности I_s^2 , которая может быть представлена в виде

$$\Delta R_s = R_s(T) - R_s(T_H) = \alpha [J_s^2(T_H) - J_s^2(T)] \quad (2)$$

где $R_s(T)$ и $J_s^2(T)$, соответственно коэффициент АЭХ и квадрат намагниченности насыщения при $T < T_c$; $R_s(T_H)$ и $J_s^2(T_H)$ – значения коэффициента АЭХ и квадрата намагниченности при фиксированной начальной температуре $T_H < T_c$.

Уравнение (2) характеризует влияние ферромагнитного вклада в величину коэффициента R_s , зависящего от намагниченности насыщения I_s .

Для сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ наблюдается также связь между R_s и относительным изменением электросопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho}$, которая может быть представлена в виде [9, 10].

$$\frac{\Delta R_s}{R_s} = \beta \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)^n \quad (3)$$

где $\Delta\rho$ – разность удельного электросопротивления при разных температурах, а ρ удельное сопротивление при определенной температуре.

На рис. 2а. приведена зависимость аномального коэффициента Холла R_s от квадрата самопроизвольной намагниченности I_s^2 , и связь между температурно-зависящей частью аномального коэффициента Холла $\frac{\Delta R_s}{R_s}$ и температурно-зависящей частью удельного электросопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho}$, для

сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ в аморфном и кристаллическом состояниях (рис. 2б).

Аналогичная процедура проведена и для сплава $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$, где также обнаружена линейная зависимость R_s от I_s^2 , и зависимость по формуле (3).

Коэффициенты α , β и показатель степени n в уравнениях (2) и (3) для сплавов $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ в аморфном и кристаллическом состояниях приведены в таблице 1. Из таблицы 1 и рис. 2а видно, что в аморфном состоянии коэффициенты α меньше, чем в кристаллическом для идентичных составов сплавов. Это указывает на то, что связь между R_s и I_s^2 в аморфном состоянии более слабая, чем в кристаллическом.

Более слабая зависимость $\ln\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right) = f\left[\ln\left(\frac{\Delta R_s}{R_s}\right)\right]$ в аморфном состоянии по сравнению с кристаллическим свидетельствует о том, что вклад фононного механизма рассеяния в аморфных сплавах значительно слабее, чем в кристаллических аналогичного состава. На механизм рассеяния носителей тока в ферромагнитных аморфных металлических сплавах (АМС), вероятно, оказывают влияние и другие эффекты [11].

Коэффициенты α , β и показатель степени n в аморфном состоянии меньше, чем в кристаллическом состоянии. Это свидетельствует о том, что в кинетических свойствах аморфного состояния спиновые волны и фононый вклад играют относительно менее важную роль.

Величина аномального коэффициента Холла обычно значительно больше в металлах и сплавах, находящихся в аморфном состоянии, чем в кристаллическом. Вероятно, это является прямым следствием высокого электросопротивления в аморфном состоянии.

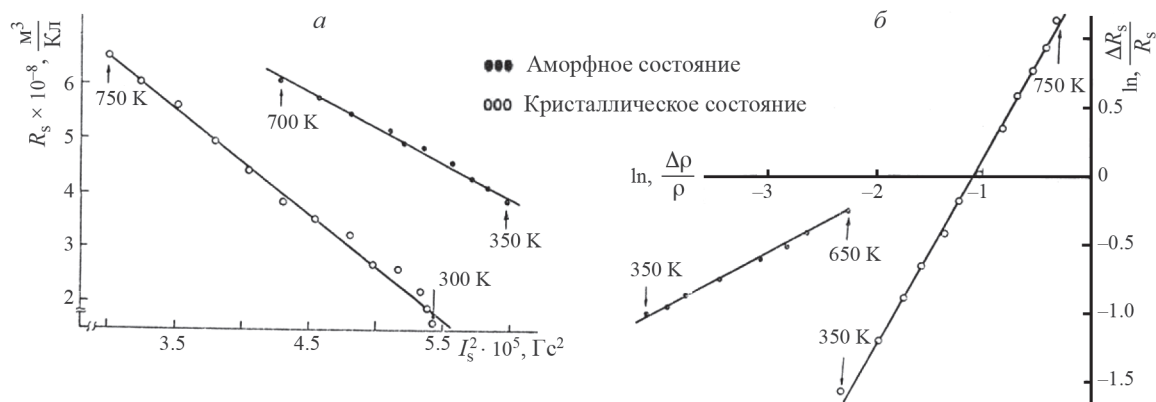


Рис. 2. Зависимость аномального коэффициента Холла R_s от квадрата намагниченности I_s^2 (а) и связь между аномальным коэффициентом Холла R_s и удельным электросопротивлением (б) сплава $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$.

Таблица 1. Значения коэффициентов для аморфного и кристаллического состояния

Состав сплавов	Аморфное состояние			Кристаллическое состояние		
	$\alpha \cdot 10^{-13}, \frac{\text{М}^3}{\text{Кл} \cdot \text{К}}$	β	n	$\alpha \cdot 10^{-13}, \frac{\text{М}^3}{\text{Кл} \cdot \text{К}}$	β	n
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$	0.24	8.07	1.39	0.95	80.16	2.50
$\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$	1.49	3.00	1.04	3.73	21.38	1.18

В работах [7, 8] рассматривается аномальный эффект Холла в ферромагнетиках группы железа, возникающий из-за рассеяния электронов проводимости на спиновых неоднородностях с учетом двух видов спин–орбитального взаимодействия: как собственного спин–орбитального взаимодействия магнитных электронов, так и взаимодействия орбитального момента электронов проводимости со спинами магнитных электронов. Для аномального эффекта Холла в ферромагнитном состоянии получено следующее выражение:

$$R_s = \pm \frac{3\lambda_{\text{SO}} \rho}{16E_F I_S(O)} \quad (4)$$

где λ_{SO} – эффективный параметр спин–орбитального взаимодействия, ρ – удельное электросопротивление, E_F – энергия Ферми, $I_S(O)$ – спонтанная намагниченность.

Комплексное экспериментальное изучение электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств позволяет оценить параметры эффективного спин–орбитального взаимодействия λ_{SO} [12].

$$R_H = \frac{\rho_H}{B} = R_0 + \frac{2e^2}{\mu_0 \mu_B \hbar g} \rho^2 \lambda_{\text{SO}} \chi = R_0 + R_s \chi \quad (5)$$

где $\mu_B = 0.927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл – магнетон Бора, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона, ρ удельное сопротивление, фактор Ланде для переходных металлов $g \approx 2$, λ_{SO} – эффективный параметр спин–орбитального взаимодействия.

По формуле (5) был вычислен в ферромагнитном состоянии эффективный параметр спин–орбитального взаимодействия в аморфном и кристаллическом состояниях. Результаты расчетов приведены на рис. 3.

Результаты вычислений показывают, что в ферромагнитном состоянии эффективный параметр спин–орбитального взаимодействия слабо зависит от температуры и с ростом температуры уменьшается. Для кристаллического состояния он с уменьшением температуры снижается. Это свидетельствует о том, что в ферромагнитном состоянии в эффективный параметр спин–орбитального взаимодействия в основном определяется неупорядоченностью спиновой подсистемы.

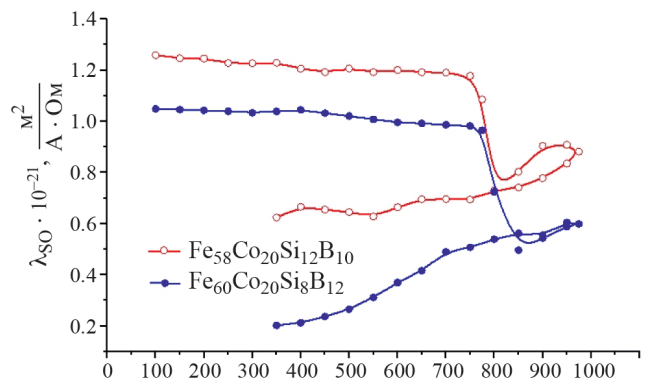


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента эффективного параметра спин–орбитального взаимодействия сплавов $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$.

Для определения роли вклада фононного механизма рассеяния в температурные зависимости $R_s(T)$ от электросопротивления $\rho(T)$ проверялось выполнение соотношения [9, 10, 13].

$$R_s(T) = a\rho + b\rho^2 \quad (6)$$

в котором первый член определяется асимметричным рассеянием носителей тока, а второй – связан, с механизмом бокового смещения носителей тока под влиянием спин–орбитального взаимодействия [10].

Значения коэффициентов a и b приведены в табл. 2.

Пропорциональность $R_s \sim \rho$ есть следствие структурного разупорядочения в высокорезистивных аморфных сплавах, а различия в значениях коэффициентов a и b для аморфного и кристаллического состояний ферромагнитных сплавов свидетельствуют о частичной трансформации электронного энергетического спектра при аморфизации.

Анализ зависимостей $R_s/\rho = f(\rho)$ указывает также на то, что фононный вклад в кинетические свойства АМС менее существен в аморфном состоянии, чем в кристаллическом.

Основной причиной отличия в зависимостях $R_s(T)$ в кристаллических и аморфных ферромагнитных сплавах является различие в механизмах рассеяния, обусловленное разупорядочением

Таблица 2. Значения параметров для двух сплавов

Состав сплава	Состояние	Интервал температура, К	$a \cdot 10^{-2}$, м ² /((Ом·Кл)	$b \cdot 10^4$, м ² /((Ом·Кл)
Fe ₅₈ Co ₂₀ Si ₁₂ B ₁₀	Аморфное	100–650	–0.0204	5.364
	кристаллическое	350–750	–0.021	4.05
Fe ₆₀ Co ₂₀ Si ₈ B ₁₂	Аморфное	290–620	–0.033	5.91
	кристаллическое	470–870	–0.044	6.66

структуры [11]. Существенное влияние на зависимость $R_S(T)$ для аморфных ферромагнетиков может оказывать рассеяние носителей тока на магнитных неоднородностях. В работе [9] отмечается, что под влиянием спин-орбитального взаимодействия при рассеянии электронов проводимости на примесном центре (а также на магноне, фононе и т.д.) возникает асимметрия вероятности рассеяния, приводящая к Холловскому «закручиванию» электронов проводимости. Для d -подобных состояний в аморфных сплавах возможен не только диффузионный, но и близкий к прыжковому механизму переноса заряда, а также автолокализация электронов на виртуальных дефектах с образованием электронных ловушек [11].

В работах [14–15] также показано, что для кристаллических сплавов при асимметричном рассеянии поляризованных по спину d -подобных электронов температурная зависимость R_S описывается соотношением (6).

В работе [10] получено, что это же соотношение имеет место и для аморфных сплавов, причем, как правило, для высокорезистивных аморфных сплавов первый член в (6) меньше второго.

Температурные зависимости $R_S(T)$ большинства АМС определяется не только их составом, но и локальными магнитными и структурными неоднородностями, степенью гетерогенности сплавов и т.п., которые, в свою очередь, зависят от технологических условий их формирования и термической обработки. На рис. 4 приведена зависимость R_S/ρ от ρ для сплавов Fe₅₈Co₂₀Si₁₀B₁₂ и Fe₆₀Co₂₀Si₈B₁₂ (в аморфном и кристаллическом состояниях). Видно, что зависимость (6) хорошо выполняется в интервале температур ниже температуры Кюри.

Соотношение между R_S и ρ продолжает сохраняться при различных отжигах и кристаллизации [16].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнено комплексное исследование температурных зависимостей удельного электросопротивления, аномального коэффициента Холла, намагниченности насыщения аморфных сплавов на основе металлов группы железа

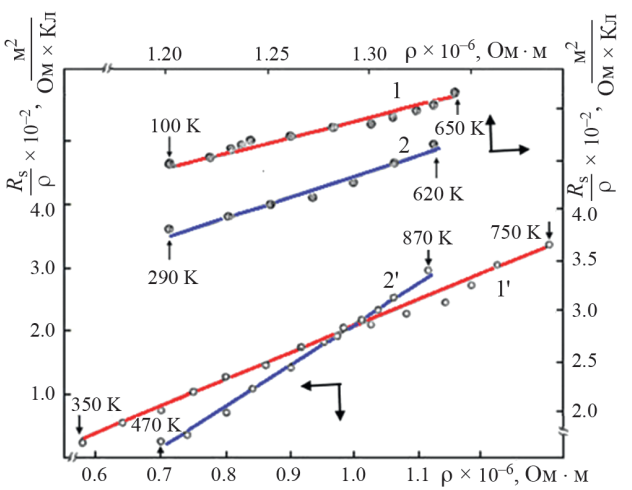


Рис. 4. Зависимость R_S/ρ от ρ сплавов Fe₅₈Co₂₀Si₁₀B₁₂ и Fe₆₀Co₂₀Si₈B₁₂ в аморфном (1 и 2) и кристаллическом (1' и 2') состояниях.

с металлоидами в аморфном, аморфно-кристаллическом и кристаллическом состояниях.

Для исследованных сплавов в аморфном и кристаллическом состояниях установлены соотношения, связывающие аномальный коэффициент Холла R_S с намагниченностью насыщения I_S и температурно-зависящей частью удельного электросопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho}$, в виде

$$\Delta R_S = \alpha \left[I_S^2(T_H) - I_S^2(T) \right] \quad \text{и} \quad \frac{\Delta R_S}{R_S} = \beta \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)^n,$$

которые выполняются в широком интервале температур. Причем, коэффициенты α , β и показатель степени n для аморфного состояния сплава меньше, чем для кристаллического, что свидетельствует о том, что в кинетических свойствах аморфного состояния фононный вклад и спиновые волны играют относительно менее важную роль. Аномальный эффект Холла значительно сильнее проявляется в сплавах, находящихся в аморфном состоянии, чем в кристаллическом, что является прямым следствием высокого электросопротивления в аморфном состоянии.

Показано, что для аморфных сплавов при $T < T_C$ выполняется зависимость $R_s = ar + br^2$ (r – удельное электросопротивление), где первый член меньше второго, что подтверждает теорию аномального эффекта Холла аморфных сплавов Ведеява, Грановского.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кувандиков О.К., Субханкулов И. Электропроводность, эффект Холла в сплавах $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ и $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$. Структура и свойства аморфных сплавов. Ижевск: Удм. гос. ун-т, 1985.
2. Kuvandikov O.K., Subkhankulov I., Amonov B.U., Imamnazarov D.H. // *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* 2021. V. 43. No. 12. P. 1601.
3. Золотухин И.В. // *СОЖ.* 1997. № 4. С. 73.
4. Вьюгов П.Н., Дмитренко А.Е. // *Вопр. атомн. науки и техн. Сер. Вакуум, чист. матер. и сверхпроводники.* 2004. Т. 14. № 6. С. 185.
5. Кувандиков О.К. Магнитные и кинетические свойства конденсированных сплавов и соединений на основе переходных и редкоземельных металлов. Ташкент: Фан, 2009.
6. Перов Н.С., Родионова В.В., Прудникова М.В. и др. Вибрационный магнитометр. Специальный физический практикум. М.: МГУ, 2016. С. 32.
7. Михайловский Ю.О., Меттус Д.Е., Казаков А.П. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2013. Т. 97. № 8. С. 544; Mikhailovsky Y.O., Mettus D.E., Kazakov A.P. et al. // *JETP Lett.* 2013. V. 97. P. 473.
8. Ирхин Ю.П., Абельский Ш.Ш. // *ФТТ.* 1964. Т. 6. С. 1635.
9. Грановский А.Б., Прудников В.Н., Казаков А.П. и др. // *ЖЭТФ.* 2012. Т. 142. № 5. С. 916; Granovskii A.B., Prudnikov V.N., Kazakov A.P. et al. // *JETP.* 2012. V. 115. No. 5. P. 805.
10. Ведеяв А.В., Грановский А.Б. // *ФММ.* 1984. Т. 58. № 6. С. 1084.
11. Шпак А.П., Куницкий Ю.А., Захаренко М.И., Волощенко А.С. Магнетизм аморфных та нанокристаллических систем. Киев: Изд. Академ-періодика. 2003.
12. Trudea M., Cochrane R.W., Baxter D.V. et al. // *Phys. Rev.* 1988. V. 37. No. 9. P. 4499.
13. Арсеньев А.Д., Грановский А.Б., Ведеяв А.В. // В кн.: *Сб. тезисов всесоюзн. симп. Физика аморфных магнетиков*, Красноярск: Ин-т физики СО ФН СССР, 1989. 199 с.
14. Luttinger J.M. // *Phys. Rev.* 1958. V. 112. No. 3. P. 739.
15. Блинов М.И., Черненко В.А., Прудников В.Н. и др. // *ЖЭТФ.* 2021. Т. 159. № 3. С. 546; Blinov M.I., Chernenko V.A., Prudnikov V.N. et al. // *JETP.* 2021. V. 132. No. 3. P. 457.
16. Malmhäll R., Backström G., Bhagat S.M., Rao K.V. // *J. Non – Cryst. Solids.* 1987. V. 28. No. 2. P. 159.

Hall effect in amorphous and crystalline ferromagnetic alloys

 $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ and $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ O. Kuvandikov^{1,*}, I. Subkhankulov¹, R. M. Rajabov¹, Sh. A. Khomitov¹¹ Institute of Engineering Physics, Rashidov Samarkand State University, Samarkand, 140104, Uzbekistan

* e-mail: quvandikov@rambler.ru

For the $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ and $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ alloys, the temperature dependences of the Hall coefficient, electrical resistivity, and saturation magnetization in the amorphous and crystalline states were studied. A relationship between these parameters has been established, which is explained from the standpoint of the theory of the anomalous Hall effect. The spin-orbit interaction parameters are estimated on the base of the experimental data.