

Исследование процессов токопереноса в тонкопленочных магниторезистивных структурах



А. Б. Грабов, *npoit@npoit.ru*

АО «НПО измерительной техники», г. Королёв, Московская область, Российская Федерация

Аннотация. Исследованы процессы гальваномагнитного транспорта в тонких пленках мягкого ферромагнетного сплава $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$, применяемого в анизотропных магниторезистивных датчиках (АМР) индукции магнитного поля космического применения. Описаны результаты измерения зависимостей магнитофизических и магнитоэлектрических параметров тонкой пленки $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$ 6-зондовым методом. Обнаружена величина $\Delta\rho/\rho \geq 5,0\%$. Проведен анализ процесса токопереноса в сплаве в рамках модели трехмерной топологии поверхностей Ферми Лифшица–Каганова. Сделан вывод, что наблюдаемое повышение $\Delta\rho/\rho$ — следствие эффекта разрыва дырочной зоны проводимости из-за присутствия атомов кобальта в кубической подрешетке железа. Результаты могут быть применены для повышения чувствительности АМР-сенсоров и для разработки новых материалов спинтроники.

Ключевые слова: анизотропное магнитосопротивление, тонкая пленка, поверхность Ферми, токоперенос

Study of Current Transfer Processes in Thin Film Magnetoresistive Structures



А. В. Grabov, *npoit@npoit.ru*

Joint Stock Company “Scientific Production Association of Measuring Equipment” (NPO IT),
Korolev, Moscow Region, Russian Federation

Abstract. Galvanomagnetic transfer processes in thin films of the soft magnetic alloy $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$ used in space-grade anisotropic magnetoresistive (AMR) magnetic field’s sensors are studied. The results of measuring the magnetophysical and magnetoelectric parameters of a thin film of $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$ alloy using a 6-probe method are described. The value $\Delta\rho/\rho \geq 5.0\%$ was detected. The analysis of the current transfer process in the alloy is carried out according to the model the three-dimensional topology of the Fermi surfaces proposed by Lifshitz–Kaganov. It is concluded that the increase in $\Delta\rho/\rho$ is a consequence of the rupture of the hole conduction band due to the presence of cobalt atoms in the cubic iron sublattice. Obtained results can be used for upgrade high-sensitive AMR-sensors and for new spintronic materials development.

Keywords: anisotropic magnetoresistance, thin film, Fermi surface, current transfer

Введение

Происходящее в настоящий момент одновременное развитие наноспутниковых технологий и переход к высокоинформативным методам многоплатформенных исследований геомагнитного поля остро поднимает вопрос о миниатюризации магнитометрической аппаратуры космических аппаратов (ММА КА) [1]. В основу принципов действия чувствительных элементов (ЧЭ) ММА КА могут быть положены более десятка разных физических эффектов, но наилучшим потенциалом миниатюризации при высокой чувствительности, малом энергопотреблении и высокой стойкости к внешним факторам обладают анизотропные магниторезистивные сенсоры (АМР-сенсоры) [1, 2]. АМР-сенсоры представляют собой специальные резисторы, сделанные из тонкой пленки мягкого ферромагнетика, напыленной на диэлектрическую подложку. Миниатюризация АМР-сенсоров легко достигается за счет их изготовления методами микроэлектронной технологии (напыление тонких пленок, фотолитография, травление). На основе АМР-эффекта в последние годы был разработан ряд миниатюрных ЧЭ магнитной индукции, используемых в бортовых векторных системах ММА КА [3–5].

Однако чувствительность и разрешающая способность современных АМР-магнитометров примерно на 1–2 порядка хуже, чем у наиболее широко применяемого типа векторных магнитометров ММА КА — флюксгейт-магнитометра. Из-за требований, связанных с повышением отношения сигнал–шум и сохранением температурной стабильности, наиболее часто используемым для АМР-сенсоров материалом является пермаллой состава $\text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,19}$, имеющий $\Delta\rho/\rho \approx 1,8\%$ [2, 6]. Повышение чувствительности АМР-сенсора может быть достигнуто совершенствованием топологии [4, 5] либо повышением величины магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ исходной пленки.

Второй путь представлялся более сложным, хотя еще McGuire и Potter [2] предложили два сплава — $\text{Ni}_{0,91}\text{Fe}_{0,09}$ и $\text{Co}_{0,7}\text{Fe}_{0,3}$, демонстрирующие в объемном образце $\Delta\rho/\rho > 5,0\%$. Однако данных о тонкопленочных АМР-сенсорах на их основе до сих пор нет. Tumanski [6, с. 99] отмечал, что «...обоснованное прогнозирование соот-

ветствия между стехиометрическим составом ферромагнитного сплава, его остаточным удельным сопротивлением ρ и $\Delta\rho/\rho$ представляет собой задачу, не решенную даже на теоретическом уровне». Тем не менее ранее были получены тонкие пленки сплава $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$ [7–9]. Эти пленки изоморфны $\text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,19}$, но имеют меньшую величину ρ и воспроизводимо демонстрируют значение $\Delta\rho/\rho \geq 5,0\%$. Из них были изготовлены ЧЭ, пригодные для применения в ММА КА [3, 4]. В данной работе выполнено исследование гальваномагнитных свойств тонких пленок $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$, описываются результаты эксперимента и анализируется возможный механизм влияния добавки Со на механизм токопереноса в пленке.

Образцы и методика измерений

В качестве опытных образцов на ситалловых подложках размером 60×48 мм были напылены 5 однослойных ферромагнитных пленок $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$. Напыление производилось в промышленной установке вакуумного напыления типа УРМЗ-279, оборудованной ионно-плазменным источником и магнитной системой, обеспечивающей наведение в плоскости подложки магнитного поля напряженностью 200 Гс. Напыление производилось с мишени типа НЖ18К6, содержащей соответственно 76 % Ni, 18 % Fe и 6 % Со.

Толщина слоя $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$ контролировалась по времени напыления и составила 250 \AA . Для измерения магнитофизических параметров пленок ($R_s, H_c, H_k, dR/R$) использовался стенд ТИДН.411182.001, изготовленный в СКТБ ИРЭ РАН (рис. 1) [8], который является первой российской установкой, реализующей 6-зондовый метод измерения магнитосопротивления, предложенный J. Cavallo [10]. Так же как и в традиционном 4-зондовом, в 6-зондовом способе измерения сигналом является разность потенциалов V между двумя точками. В схему измерений 6-зондового метода введена дополнительная пара потенциальных контактов (контакты 5 и 6 на рис. 1, б). То есть одна пара контактов (3 и 4) располагается в позиции максимума сигнала от магнитосопротивления, а другая пара (5 и 6) — в позиции минимума

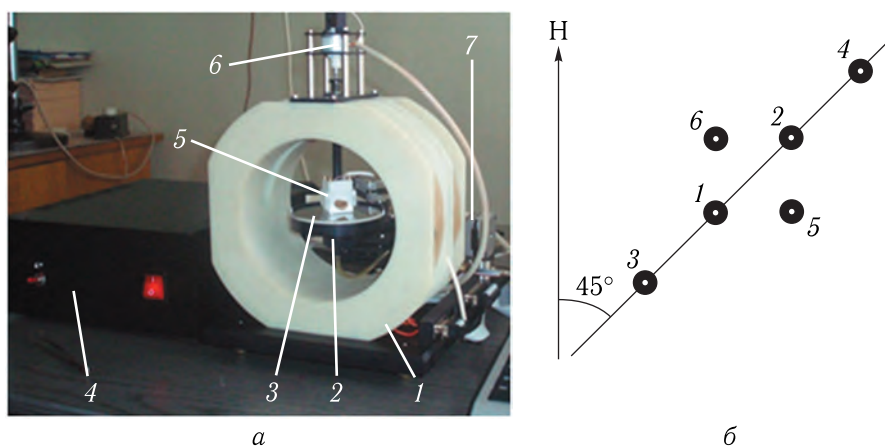


Рис. 1. а) Общий вид измерительного стенда ТИДН.411182.001, разработанного СКТБ ИРЭ РАН: 1 — катушки Гельмгольца, 2 — поворотный столик, 3 — образец, 4 — блок электроники и управления, 5 — 6-зондовая измерительная головка, 6 — привод измерительной головки, 7 — привод поворотного столика; б) схема расположения измерительных контактов зондовой головки

сигнала. Линия расположения контактов под 45° относительно оси легкого намагничивания (ОЛН) пленки обеспечивает максимальный сигнал V от магнитосопротивления при прохождении положения $\ln(1 + \Delta\rho/\rho)$. При этом V между любой парой измерительных контактов будет описываться уравнением

$$V = \frac{IR}{2\pi} \left[\ln \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_0} (\cos\theta + \sin\theta)^2 \right) - \ln \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_0} (\cos\theta - \sin\theta)^2 \right) \right], \quad (1)$$

где ρ_0 — удельное сопротивление, перпендикулярное M_s ;

$\Delta\rho$ — магнитосопротивление;

θ — угол между направлением намагниченности и осью x .

Шестизондовым методом непосредственно на поверхности ферромагнитной пленки можно измерить локальное значение поверхностного сопротивления R_s (Ом/квadrat) и вычислить из него коэффициент магнитосопротивления dR/R_s :

$$dR/R_s = \frac{R_{s \max} - R_{s \min}}{R_{s \max}}. \quad (2)$$

Магнитное поле напряженностью ± 150 Э создается парой катушек Гельмгольца (позиция 1 на рис. 1, а). На поворотный столик (2) устанавливаются исследуемые образцы (3). Блок электроники

и управления 4 подает калиброванный ток на токовые контакты (1 и 2) 6-зондовой измерительной головки (5) и измеряет разность потенциалов на двух парах потенциальных контактов. Также блок электроники и управления управляет приводом измерительной головки (6) и приводом поворотного столика (7). Измерительный стенд ТИДН.411182.001 позволяет снимать ом-эрстедные характеристики пленок при различных углах поворота столика, а также в различных точках пластины. Коэрцитивная сила H_c определялась как разность ΔH положения пиков $R_{s \max}$ прямой и обратной ветви зависимости $R_s = f(H)$. Положение ретроградного участка на нисходящей ветви этого графика соответствует величине поля смещения H_s . При этом поле магнитной анизотропии H_k представляет собой полуширину основания пика.

По данным семейств ом-эрстедных характеристик при разных углах поворота θ для каждого образца были построены зависимости $dR/R_s = f(\theta)$, $H_c = f(\theta)$, $H_k = f(\theta)$.

Результаты измерений

Для всех образцов были сняты семейства ом-эрстедных характеристик в диапазоне углов поворота $0-360^\circ$ с шагом 15° . За нулевое направление принималось технологически заданное направление

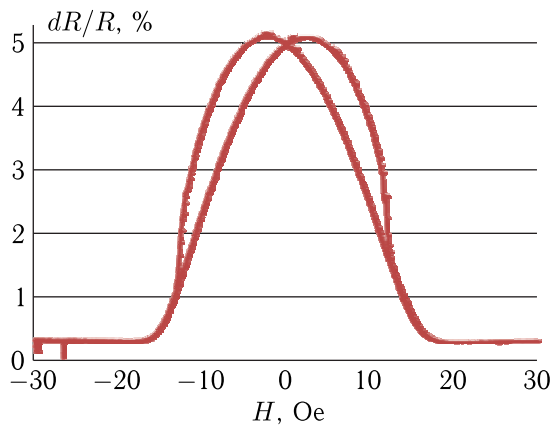


Рис. 2. Анизотропный магниторезистивный эффект $\Delta\rho/\rho = 5,15\%$ в пленке $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ (образец III, таблица)

ОЛН. Вид ом-эрстедной характеристики образца III при $\theta = 0,0^\circ$ приведен на рис. 2.

По полученным характеристикам были вычислены основные магнитофизические параметры пленок и их изменение в зависимости от угла поворота (рис. 3).

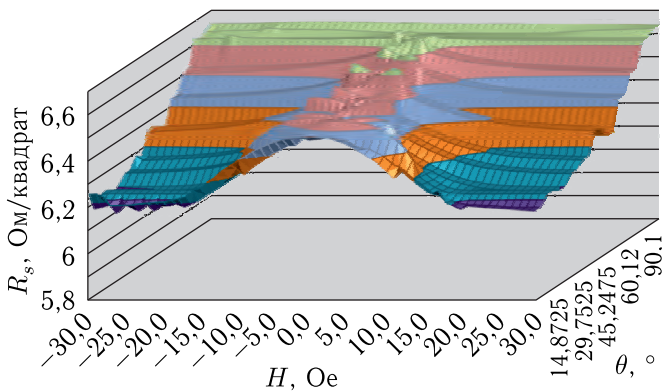


Рис. 3. Изменение R_s в магнитном поле напряженностью в диапазоне ± 30 Э при повороте столика от 0° до 90° (образец III, таблица)

В таблице приведены все полученные при измерении магнитофизические параметры образцов.

Величины H_c , H_k и dR/R указаны для направления, параллельного ОЛН ($\theta = 0,0^\circ$). Более наглядным и информативным является представление величин dR/R , H_c и H_k в виде полярных диаграмм их зависимостей от угла поворота подложки. В этом случае обретает физический смысл собственная осевая симметрия описанной кривой,

Таблица. Магнитофизические параметры образцов (отклонение от ОЛН — 0°)

Образец	I	II	III	IV	V
H_c , Э	1,83	1,94	2,37	0,59	1,29
H_k , Э	15,2	14,8	14,4	11,4	14,7
dR/R , %	4,42	4,58	5,00	3,45	4,00
α_{50} , °	3,6	17,7	17,7	1,0	19,4

ее симметрия относительно полярной точки, симметрия относительно ОЛН ($0-180^\circ$) и оси трудного намагничивания (ОТН) ($90^\circ-270^\circ$).

Диаграмма зависимости $dR/R = f(\theta)$ подложек приведена на рис. 4.

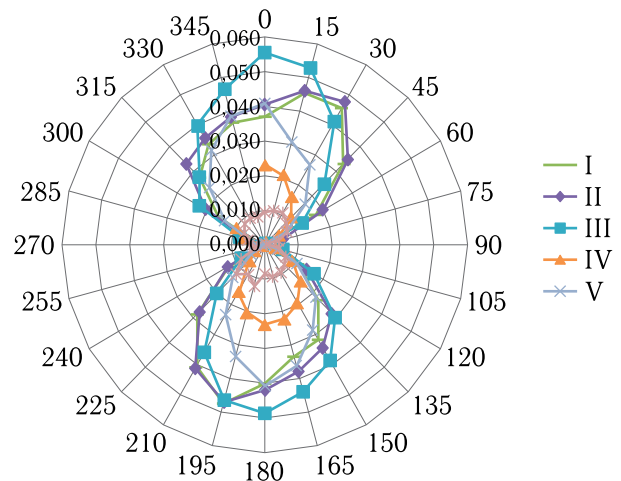


Рис. 4. Диаграмма $dR/R = f(\theta)$

Кривые имеют гантелеобразную форму с ожидаемой перетяжкой в области ОТН, где dR/R всех образцов падает практически до нуля. Площадь, занимаемая каждой кривой, четко соответствует максимальной величине магниторезистивного эффекта в пленке.

В диаграмме основное внимание следует обратить на направление осей собственной симметрии кривых, которое характеризует отклонение направления максимального магниторезистивного эффекта от ОЛН. Приведенная диаграмма демонстрирует, что подавляющее большинство образцов имеет существенное отклонение максимума dR/R от ОЛН. Величина этого отклонения заключена, как правило, в диапазоне от $2^\circ-3^\circ$ до 15° . Величина отклоне-

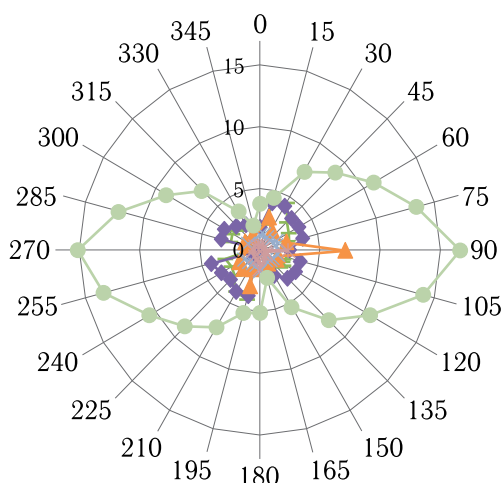


Рис. 5. Диаграмма $H_c = f(\theta)$. + – обр. I, ▲ – обр. II, ■ – обр. III, ● – обр. IV, = – обр. V

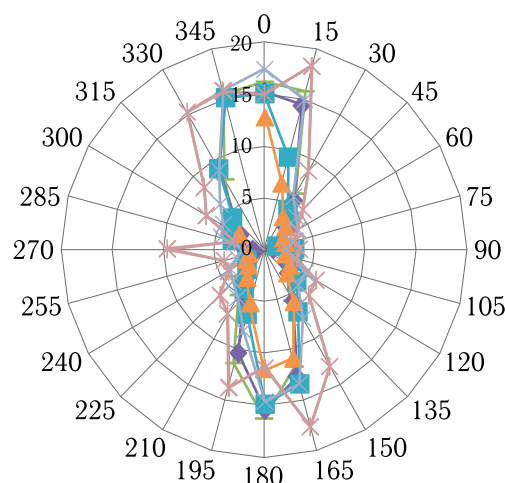


Рис. 6. Диаграмма $H_k = f(\theta)$. + – обр. I, ▲ – обр. II, ■ – обр. III, ● – обр. IV, = – обр. V

ния не связана ни с величиной dR/R , ни с величиной α_{50} . Так, наименьшее отклонение имеют образцы III и IV, которые имеют соответственно наибольшую и наименьшую абсолютную величину dR/R из исследованной выборки, а наибольшее отклонение дают образцы I и II, которые в выборке имеют наибольшее и наименьшее значение α_{50} .

Наиболее характерным в диаграмме зависимости $H_c = f(\theta)$ ферромагнитных пленок от угла (рис. 5) является четко выраженный минимум H_c в области ОЛН. Причем понятие «минимум» доходит вплоть до того, что в ряде образцов в области этого минимума наблюдается отрицательная величина коэрцитивности, что на первый взгляд кажется лишенным какого-либо физического смысла. Кажущееся отрицательное значение H_c в сплаве $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ наблюдалось впервые и требует дополнительного анализа. Форма кривых $H_k = f(\theta)$ тоже может быть охарактеризована как гантелеобразная (рис. 6). Ось симметрии «перетяжки» направлена вдоль ОН.

Обсуждение результатов

С точки зрения современной теории магнитосопротивления является гальваномагнитным транспортным феноменом [11]. Перенос заряда происходит в ферромагнитном материале, состоящем из локализованных магнитных моментов, имеющих

трансляционную симметрию. Магнитное поле закручивает носители заряда, а также поляризует их спины. Поляризация фиксирует направление спинов, и исчезает возможность рассеяния с поворотом спина. Магнитосопротивление в такой модели является следствием снижения полной вероятности рассеяния [12].

Использованный в работе сплав $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ представляет собой типичный твердый раствор замещения [13], составленный из трех различных $3d$ -металлов. Он образован матрицей гранцентрированной кубической (ГЦК) решеткой Ni с параметром ячейки $a \sim 3,524 \text{ \AA}$ и растворенными в ней атомами Fe и Co. Если решетка немодифицированного $Ni_{0,81}Fe_{0,19}$ состоит из простой кубической решетки Fe и вставленной в нее октаэдрической решетки Ni, то в $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ в одной четверти узлов кубической подрешетки Co частично замещает Fe. При этом структура самого Co испытывает искажение вследствие нарушения симметрии. Вид кристаллической ячейки сплава $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ приведен на рис. 7.

Токперенос в сплаве $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ осуществляется как по электронному, так и по дырочному механизму. Для случая токпереноса двумя типами носителей известно следующее выражение для величины $\Delta\rho/\rho$ [14]:

$$\frac{\Delta\rho_t}{\rho_0} = \frac{\sigma_1\sigma_2(R_1\sigma_1 - R_2\sigma_2)^2 B^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + (R_1\sigma_1^2 + R_2\sigma_2^2)^2 B^2}, \quad (3)$$

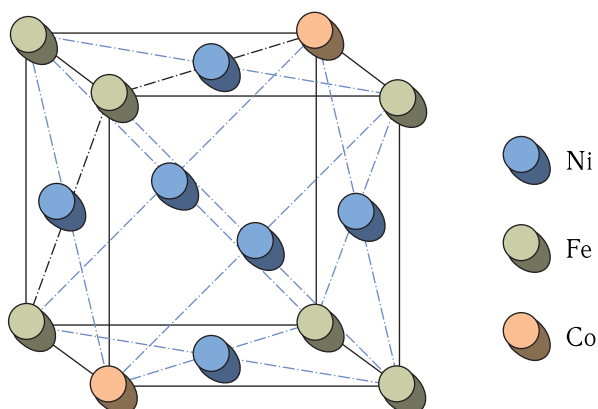


Рис. 7. Кристаллографическая ячейка сплава $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$

где σ_1 и σ_2 — собственные проводимости для электронов и дырок, R_1 и R_2 — постоянные Холла для электронов и дырок соответственно, B — напряженность магнитного поля.

Следует обратить внимание, что в общем случае в магнитном поле для носителей с двумя спиновыми состояниями будет происходить расщепление по эффективной массе m^* [15]. Следовательно, процессы токопереноса в ферромагнитном сплаве будут характеризоваться 4 значениями σ_n — двумя электронными и двумя дырочными. Значение σ_n для каждого типа носителей заряда можно вычислить из известной формулы, связывающей длину свободного пробега данного типа носителей — l_n и интеграл площади поверхности Ферми — S [16]:

$$\sigma_n = \frac{e^2}{12\pi^3 h} \int_S l dS. \quad (4)$$

Для анализа конкретного сплава в том числе необходимо проанализировать форму и топологию поверхностей Ферми каждого компонента. Отметим, что до широкого внедрения методов нейтронного рассеяния основным способом исследования поверхности Ферми в металлах и полупроводниках было именно изучение зависимости $\Delta\rho/\rho = f(\theta)$ [14].

Анализировались поверхности Ферми Ni, Fe и Co для моделей, разработанных Вакохой и Ямашидой (ВЯ) [17]. На рис. 8 приведена качественная модель энергетических зон для одной ячейки сплава $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$, построенная в при-

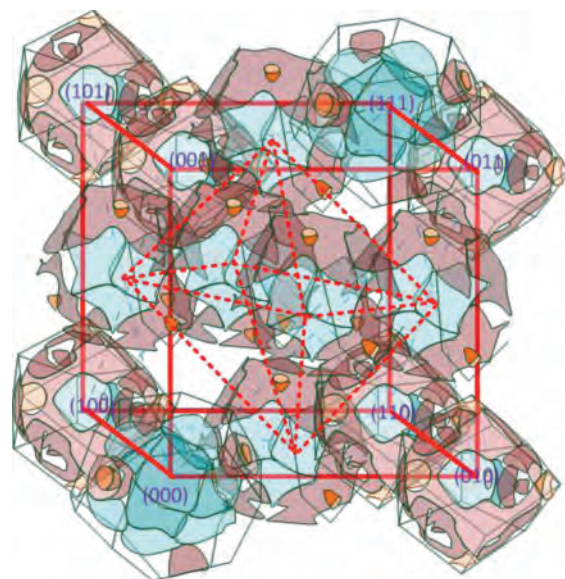


Рис. 8. Модель топологии поверхностей Ферми в кристаллической ячейке сплава $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$

ближении «жестких зон», т.е. исходя из предположения, что атомы элементов в сплаве в целом сохраняют форму поверхности Ферми, свойственную для элементарных веществ. После трансляции этой ячейки получается трехмерная сетка из ферми-поверхностей, анализируемая методами анализа трехмерных топологий, разработанных И. М. Лифшицем и М. И. Кагановым (ЛК) [18, 19] и развитыми в работах В. Г. Песчанского [20], А. Я. Мальцева [12, 21] и других [22].

Теория ЛК давно заняла место в арсенале инструментов теоретической физики металлов [16]. Однако в прикладных работах по АМР-сенсорам она используется редко, поэтому целесообразно привести основные положения ЛК, важные для исследования гальваномагнитных явлений в ферромагнетиках:

1) носители заряда могут перемещаться в кристаллах только по топологически разрешенным траекториям, обращаясь по ним с ларморовской частотой ω ;

2) в зависимости от геометрии трехмерной сетки из ферми-поверхностей разрешенные траектории для носителей заряда могут быть как открытыми, так и замкнутыми. Открытые орбиты характеризуются зависимостью вида $\Delta\rho/\rho \propto B^2$, а замкнутые — $\Delta\rho/\rho \propto B_1$;

3) разрешенные траектории могут иметь топологию двух типов: «гофрированный цилиндр» и «трехмерная решетка из трубок». Если поверхность Ферми цилиндрической топологии, в ней имеется открытая траектория в том случае, если вектор индукции магнитного поля лежит в плоскости перпендикулярной оси цилиндра. Если плоскость направлена под углом — траектория замкнутая [18];

4) если магнитное поле наклонено к плоскости, нормальной к оси «гофрированного цилиндра» под малым углом θ , то длина траектории носителя заряда и период его обращения возрастает пропорционально θ^{-1} .

Проанализируем по ЛК транслированную ячейку сплава $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ с формой энергетических зон, соответствующей моделям ВЯ в первом приближении. В ГЦК-матрице Ni электроны спином «вниз» локализованы в двух больших замкнутых электронных карманах с центрами в точке Г в 5-й и 6-й зонах [14, с. 229]. Поскольку карманы замкнутые, то, согласно [18], электроны, находящиеся в них, также имеют замкнутую траекторию и не участвуют в процессе гальваномагнитного токопереноса. Для электронов со спином «вверх» имеется многосвязанный лист поверхности Ферми с перешейками вдоль направлений $\langle 111 \rangle$. Перекрываясь с соседними атомами, эти листы образуют топологию типа «трехмерная решетка», которая и должна играть главную роль в гальваномагнитном транспорте в никелевой матрице. Дырочные карманы у Ni располагаются в точке L 4-й зоны и в точке X 3-й и 4-й зонах и трехмерной топологически связанной решетки не образуют [17].

Модель ВЯ энергетических зон ОЦК Fe топологически гораздо сложнее никелевой. Электронные поверхности Ферми состоят из большой октаэдрической замкнутой поверхности в точке Г 4-й зоны со структурой типа «валет», а также группы малых электронных линз, расположенных вдоль Г–Н и образующих перешейки между «валетами». Другими словами, в железе токоперенос может осуществляться электронами и спином «вверх», и спином «вниз». Еще более сложную топологию имеют дырочные поверхности Fe. Они включают не только два дырочных кармана в точке H, но и сложную многосвязанную трубчатую дырочную поверхность, открытую вдоль направле-

ний $\langle 001 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$. Перекрываясь с соседними атомами, эта трубчатая решетка Fe, в отличие от Ni, создает открытую траекторию для дырок. Эффективная масса дырок больше электронной, поэтому движение носителей по этой траектории будет давать вклад в H_c .

Зонная структура Co в сплаве $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ будет характеризоваться большей неопределенностью [14, с. 232]. Чистый Co гексагонален, и модель ВЯ предусматривает для Co наличие 18 гексагонально-симметричных поверхностей Ферми. Большую часть объема ячейки занимает сдвоенная электронная сфера в точке Г, три концентрические дырочные поверхности, а также три группы мелких электронных и дырочных карманов. При этом по ВЯ в Co больших дырочных зон, способных образовать структуру «трехмерной решетки», нет. Согласно модели ЛК, наличие зависимости вида $\Delta\rho/\rho \propto B^2$ доказывает наличие открытых орбит в направлении, нормальном к В. Полученная гантелеобразная зависимость $\Delta\rho/\rho = f(\theta)$ (рис. 4) достаточно хорошо аппроксимируется известными уравнениями синусоидальной спирали 2-го порядка или лемнискаты Бернулли в полярных координатах [14, 19]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = B^2 \cdot \cos 2\theta, \quad (5)$$

которое говорит, что у сплава $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ мы имеем дело с поверхностью Ферми, открытой вдоль ОЛН и закрытой вдоль ОТН для электронов во всех исследованных образцах (относительно требуемого для построения лемнискаты квадрата параметра $\Delta\rho/\rho$ см. формулу (3)).

Аналогичная аппроксимация H_c уравнением лемнискаты типа

$$H_c^2 = B^2 \cdot \cos(-2\theta) \quad (6)$$

возможна только для образца IV (рис. 5), имеющего наиболее низкое значение $\Delta\rho/\rho = 3,45\%$. То есть этот образец отличается от остальных наличием открытых дырочных траекторий вдоль ОТН. Наличие ретроградного участка на ом-эрстедной характеристике $Ni_{0,76}Fe_{0,18}Co_{0,06}$ образца IV указывает на существование области преимущественно дырочного токопереноса. Между тем мы видим, что в образце III ретроградный

участок отсутствует, а H_c при всех значениях θ не превышает $1,8 \text{ Э}$, причем форма $H_c = f(\theta)$ не гантелеобразная, а «звездчатая», соответствующая зависимости $H_c \propto B^1$, что свидетельствует о закрытости в образце III дырочных траекторий во всех направлениях и меньшей роли дырочного механизма в общем токопереносе.

В связи с этим логично будет предположить, что, поскольку Со не имеет значительных дырочных зон, атомы Со, внедренные в угловые позиции в подрешетке железа в структуре сплава $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$ так, как это показано на рис. 7, как бы «разрывают» открытые Fe дырочные траектории, не меняя формы траекторий электронных. Вследствие этого вклад дырочного тока в суммарный перенос заряда в модифицированном $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$ существенно меньше, чем в немодифицированном $\text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,19}$. Соответственно меньше и вклад «тяжелых» дырок из Fe в коэрцитивность пленки. А учитывая то, что Со дает дополнительный электрон в никелевую матрицу, имеющую открытые электронные траектории, можно утверждать, что, по сравнению с немодифицированным пермаллоем, σ_s в $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$, наоборот, будет выше, что и наблюдалось ($\rho_s(\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}) = 6,2\text{--}9,0 \text{ Ом/квadrat}$, $\rho_s(\text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,19}) = 22,0 \text{ Ом/квadrat}$ [6]).

Выводы

На основании изложенного можно сформулировать следующие выводы:

- повышение чувствительности АМР-сенсоров путем повышения $\Delta\rho/\rho$ исходной пленки возможно, в частности, при использовании тройного сплава $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$, имеющего $\Delta\rho/\rho \approx 5,0\%$;
- кристаллографический изоморфизм структуры $\text{Ni}_{0,76}\text{Fe}_{0,18}\text{Co}_{0,06}$ и $\text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,19}$ с высокой вероятностью выражается в замене атомами Со одной четверти атомов в подрешетке железа. Замена Fe на Со приводит к «разрыву» открытой спаренными атомами Fe в $\text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,19}$ дырочной траектории, что снижает коэрцитивность пленки и улучшает ее гистерезисные свойства.

Анализ взаимосвязи свойств гальваномагнитного транспорта с кристаллографической структу-

рой сплавов методами теории ЛК позволяет относительно просто и наглядно моделировать свойства новых материалов магнитоэлектроники и спинтроники, что может оказаться полезным для разработки новых высокочувствительных и малошумящих миниатюрных АМР-сенсоров, в том числе и для ММА КА.

Список литературы

1. *Diaz-Michelena M.* Small magnetic sensors for Space Applications // *Sensors*, 2009, № 9. P. 2271–2288.
2. *Mac-Guire T.R., Potter R.I.* Anisotropic magnetoresistance in Ferromagnetic 3-d Alloys // *IEEE Transactions on Magnetics*, 1975, vol. 11, No. 4. P. 1018–1038.
3. *Грабов А.Б., Бродин Е.В., Веселов А.В. и др.* МРД-009 И МРД-010-магниторезистивные бортовые интеллектуальные магнитометры для КА // *Авиакосмическое приборостроение*, 2015, № 6. С. 14–21.
4. *Ажаева Л.А., Веселов А.В., Грабов А.Б. и др.* Патент № 2495514 Российской Федерации. Магниторезистивный датчик: № 2012118207/28: заявл. 03.05.2012; опубл. 10.10.2013 / *Бюллетень* № 28. 8 л.
5. *Суханов В.И., Грабов А.Б.* Тонкопленочные магниторезистивные датчики и измерительные преобразователи магнитной индукции // *Информационно-технологический вестник*, 2018, № 2 (16). С. 35–44.
6. *Tumanski S.* Thin Film Magnetoresistive Sensors, IOP Publishing Ltd, 2001.
7. *Грабов А.Б.* Дисперсия магнитной анизотропии в пленках NiFeCo // *Информационно-управляющие и измерительные системы-2013: Тезисы докладов. Королёв*, 2013. С. 44.
8. *Ажаева Л.А., Буянов А.В., Грабов А.Б., Суханов В.И., Сергеева Л.В., Тимофеев Б.В.* Анизотропный магниторезистивный эффект величиной более 5% в тонких ферромагнитных пленках // *Информационно-управляющие и измерительные системы-2012: Тезисы докладов. Королёв*, 2012. С. 103.
9. *Грабов А.Б.* Шумовые характеристики магниторезистивных пленок // *Информационно-управляющие и измерительные системы-2012: Тезисы докладов. Королёв*, 2012. С. 104.
10. US Statutory Invention Registration, Reg. No. H585. Author: J. Cavallo.; “Anisotropic magnetoresistance measurement apparatus and method thereof”. Appl. No 146,012. Feb. 7, 1989.

11. *Bechthold P.S.* Galvanomagnetic Transport: from Hall Effect to AMR. 40th IFF Spring School, Julich, 9th – 20th March 2009. В 7. Р. 1–35.
12. *Новиков С.П., Мальцев А.Я.* Топологические явления в нормальных металлах // УФН, 1998, т. 168, № 3. С. 249–258.
13. *Laughlin D.E., Willard M.A., McHenry M.E.* Magnetic Ordering: Some Structural Aspects. Phase Transformations and Evolution in Materials, edited by P. Turchi and A. Gonis, The Minerals, Metals and Materials Society. 2000. P. 121–137.
14. *Крэкнелл А., Уонг К.* Поверхность Ферми / Пер. под ред. В.Я. Кравченко. Москва: Атомиздат, 1978. 352 с.
15. *Didukh L. et al.* Magnetic field dependence of conductivity and effective mass of carriers in a model of Mott-Hubbard material // Condensed Matter Physics, 2005, vol. 8, no. 4(44). P. 825–834.
16. *Катанин А.А., Ирхин В.Ю., Игошев П.А.* Модельные подходы к магнетизму двумерных зонных систем. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2012. 75 с.
17. *Gold A.V.* Fermi Surface Studies in Iron and Nickel // Journal of Applied Physics, 1968, vol. 39. P. 768.
18. *Каганов М.И., Лифшиц И.М.* Электронная теория металлов и геометрия // УФН, 1979, т. 129. С. 487–529.
19. *Лифшиц И.М., Каганов М.И.* Некоторые вопросы электронной теории металлов. III. Кинетические свойства электронов в металле // УФН, 1965, т. 87. С. 389–469.
20. *Kaganov M., Peschansky V.* Galvano-magnetic phenomena today and forty years ago // Physics Reports, 2002, vol. 372. P. 445–487.
21. *Мальцев А.Я.* Об аналитических свойствах магнитопроводимости при наличии устойчивых открытых электронных траекторий на сложной поверхности Ферми // ЖЭТФ, 2017, т. 151, вып. 5. С. 944–973.
22. *Petrovykh D.Y., Altmann K.N., Hochst H., Laubscher M., Maat S., Mankey G.J., and Himpfel F.J.* Spin-dependent band structure, Fermi surface, and carrier lifetime of permalloy // Applied Physics Letters, 1998, vol. 73, no. 23. P. 3459–3461.