

ФИЗИКА

УДК 538.935+537.622

КОРРЕЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ, МАГНИТНЫХ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПОЗИТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ИМПЛАНТАЦИЕЙ ИОНОВ 3d-ЭЛЕМЕНТОВ В ОКСИД ЦИНКА

д-р физ.-мат. наук, доц. М.Г. ЛУКАШЕВИЧ
(Белорусский государственный университет, Минск)

Исследованы электрические, магнитные и гальваномагнитные характеристики композиционных материалов, полученных имплантацией ионов 3d-металлов (Mn^+ , Fe^+ , Co^+ , Ni^+) с энергией 40 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{16}$ – $1,5 \cdot 10^{17}$ см² при плотности ионного тока 4 мкА/см² в оксид цинка. Установлено, что при имплантации Co^+ дозой $1,5 \cdot 10^{17}$ см² происходит переход диэлектрик-металл, обусловленный формированием перколяционного проводящего кластера. При имплантации Fe^+ , Co^+ и Ni^+ переход не наблюдается. Формирование в модифицированном слое магнитных включений приводит к переходу суперпарамагнетик-ферромагнетик. Оценен диаметр формирующихся при имплантации Co^+ и Ni^+ кластеров. Показано, что на диэлектрической стороне перехода диэлектрик-металл магниторезистивный эффект обусловлен наличием сильного s-d-взаимодействия, приводящего к спиновому расщеплению примесных состояний и изменению радиуса экранирования или подвижности электронов в подзонах с противоположным направлением спина. На металлической стороне перехода диэлектрик-металл в режиме слабой локализации обнаружен гистерезис магниторезистивного эффекта. Это позволило заключить, что механизмом магниторезистивного эффекта является спин-зависимое рассеяние электронов проводимости на магнитных включениях. Показано, что размерный эффект в поперечном магнитосопротивлении тонкого магнитоупорядоченного слоя обусловлен не проявлением классического или квантового размерных эффектов, а изменением угла между направлением протекающего тока и намагниченностью во внешнем магнитном поле.

Ключевые слова: оксид цинка, ионная имплантация, кобальт, железо, марганец, никель, магнитосопротивление, намагниченность.

Введение. Синтез материалов, которые обладают полупроводниковыми свойствами и магнитным упорядочением при температурах выше комнатной, является одной из важнейших задач физического материаловедения [1]. Применение таких материалов перспективно не только в приборах спинтроники, основанных на спин-зависимых процессах туннелирования или рассеяния электронов, но и в устройствах магнитооптической записи и считывания информации со сверхвысокой плотностью. Одним из возможных методов создания таких материалов является введение электропроводящей магнитной примеси в диэлектрики. В частности, имплантация низкоэнергетичных ионов магнитных металлов в полимерные пленки, вследствие карбонизации приповерхностного слоя и формирования в нем металлических включений, приводит к формированию композиционного материала по обе стороны перехода диэлектрик-металл (ПДМ) и перехода суперпарамагнетик-ферромагнетик (ПСФ) с широким спектром магниторезистивных эффектов (МРЭ) [2]. Электрические, магнитные и гальваномагнитные характеристики таких композитов определяются ансамблем формирующихся проводящих как магнитных, так и немагнитных наночастиц, а также частиц типа ядро-оболочка. В таких системах важную роль играют размер, форма, кристаллическая структура формирующихся наночастиц, их окружение и проводимость матрицы.

Другим способом получения такого материала может быть легирование широкозонных полупроводников 3d- или 4f-металлами. Одним из наиболее перспективных полупроводниковых материалов для такой цели является оксид цинка, прямозонный, прозрачный в видимом диапазоне полупроводник, легирование которого переходными металлами позволяет получать материал с температурой Кюри выше комнатной [3]. Однако в настоящее время как механизм проводимости, так и формирования магнитного упорядочения при различных способах выращивания и легирования оксида цинка 3d-элементами является предметом дискуссий. Так, магнитные характеристики такого материала могут определяться магнитным взаимодействием между атомами введенных элементов, выпадением их в отдельную фазу, образованием магнитных поляронов или s-d-взаимодействием электронов проводимости с атомами переходных металлов [4–6]. Ионная имплантация является эффективным и широко используемым методом введения как немагнитных, так и магнитных примесей заданной концентрации в полупроводниковые материалы. Однако при имплантации в полупроводнике создается огромное число дефектов, приводящих к сильному

изменению электронных состояний и процессов переноса, что не может не сказываться на проводимости и формировании магнитного упорядочения и, как следствие, механизме возникновения МРЭ.

В настоящей работе обобщены результаты исследования электрических, магнитных и гальвано-магнитных характеристик оксида цинка, имплантированного ионами 3d-металлов, и акцентировано внимание на нахождении корреляции между ними в полученных тонких слоях композиционных материалов, установлении пороговых режимов имплантации для достижения ПДМ, ПСФ, а также установлении механизмов переноса электронов и МРЭ по обе стороны этих переходов и формирования магнитоупорядоченной структуры с полупроводниковыми свойствами.

Методика эксперимента. Объемные кристаллы оксида цинка были выращены гидротермальным методом, разрезаны на пластины толщиной 1 мм и имплантированы ионами 3d-металлов Mn^+ , Fe^+ , Co^+ и Ni^+ с энергией 40 кэВ в интервале доз $(0,5 - 1,5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при плотности ионного тока (j) 4 мкА/см² и комнатной температуре в остаточном вакууме не хуже 10^{-5} Па на имплантаторе ИЛУ-3. Во избежание перегрева образца в процессе имплантации использовалась кассета, обеспечивающая эффективный сток ионного заряда с поверхности и плотный контакт с металлическим основанием, охлаждаемым водой. В процессе имплантации температура образцов не превышала 370 К. Расчет проецированного пробега имплантированных ионов (R_p) программой «SRIM – 2011» [7] показал, что он не превышает 40 нм.

Для проведения электрических измерений методом фотолитографии на имплантированной стороне изготавливались структуры Ван-дер-Пау [8]. Электрические контакты в виде квадрата со стороной 0,5 мм и расстоянием 50 мкм изготавливались последовательным напылением никеля и золота на имплантированную поверхность с последующей приваркой проволочек из золота. Для выяснения механизма переноса электронов в модифицированном слое использовалась методика линеаризации температурной зависимости сопротивления ($R(T)$ -зависимость) в координатах $\ln(R/R_{295}) - T^P$ при $P = 1, 1/2, 1/3, 1/4$, а также определение наклона температурной зависимости локальной энергии активации $W(T) = -d(\ln R) / d(\ln T)$ [9].

Продольный и поперечный МРЭ при разных углах между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала измерены при $T = 2,5$ К и сканировании магнитного поля в двух направлениях до $B = 0,5$ Тл. Измерения проводились на линейном участке вольт-амперной характеристики. Температурные зависимости намагниченности измерялись квантовым интерференционным магнитометром SQUID XL-5 в режиме охлаждения образца без магнитного поля (ZFC-режим) и в магнитном поле $B = 2$ мТл (FC-режим), а петли магнитного гистерезиса измерены при $T = 5$ К в магнитном поле до $B = 5$ Тл, когда магнитное поле параллельно плоскости модифицированного имплантацией слоя.

Результаты эксперимента и их обсуждение.

Электрические характеристики. На рисунке 1 показаны $R(T)$ -зависимости оксида цинка, имплантированного Co^+ дозами (D) $5,0 \cdot 10^{16}$ и $1,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Видно, что сопротивление с понижением температуры увеличивается, т.е. температурный коэффициент сопротивления (ТКС) имеет отрицательный знак, а наиболее резкое увеличение наблюдается при $T < 30$ К и оба модифицированных слоя находятся на диэлектрической стороне ПДМ. Увеличение дозы имплантации (кривая 2 на рис. 1) приводит к повышению сопротивления и к значительно большему его изменению в области низких температур, что является следствием большего разупорядочения и увеличения степени компенсации в модифицированном слое.

Из вида $R(T)$ -зависимости для образца, имплантированного дозой $D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2), можно заключить, что он находится на металлической стороне ПДМ. Температурный коэффициент сопротивления модифицированного слоя положителен, однако при $T < T_m = 20$ К его знак изменяется на отрицательный. Такой вид $R(T)$ -зависимости характерен для металлического режима переноса электронов, при котором в области низких температур $T < T_m$ преобладают процессы слабой электронной локализации и/или электрон-электронного взаимодействия [10].

$R(T)$ -зависимости оксида цинка, имплантированного Mn^+ , Fe^+ и Ni^+ дозой $D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, показаны на рисунке 3. Можно видеть, что ТКС отрицателен, т.е. в отличие от имплантации Co^+ модифицированные слои находятся на диэлектрической стороне ПДМ. Наиболее резкое увеличение сопротивления модифицированного слоя при имплантации Mn^+ , Fe^+ и Ni^+ наблюдается при T меньше 30, 50 и 150 К соответ-

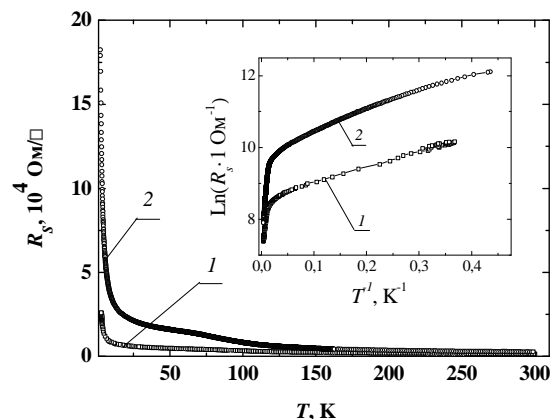


Рисунок 1 – Температурные зависимости сопротивления оксида цинка, имплантированного ионами Co^+ , при $j = 4 \text{ мкА/см}^2$; $D, \text{ см}^{-2}$: 1 – $5 \cdot 10^{16}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$. На вставке показаны зависимости в координатах $\ln(R \cdot 1 \text{ Ом}^{-1}) - 1/T$

венно. При этом величина сопротивления, которая на три-четыре порядка выше, чем при имплантации Fe^+ , характерна для слоев, модифицированных имплантацией Mn^+ и Ni^+ . Таким образом, только высокодозная ($D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) имплантация Co^+ приводит к ПДМ в модифицированном слое, в то время как имплантированные Mn^+ , Fe^+ и Ni^+ слои остаются на диэлектрической стороне перехода.

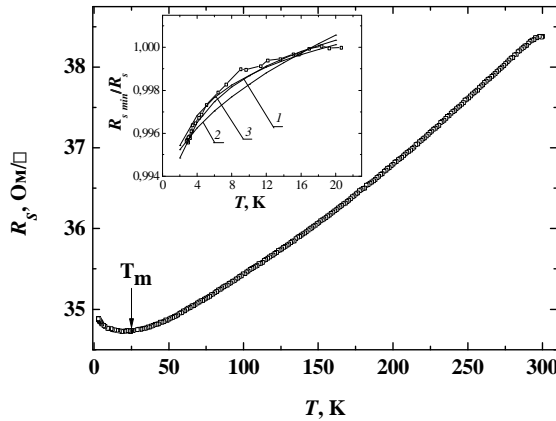


Рисунок 2 – Температурная зависимость сопротивления оксида цинка, имплантированного ионами Co^+ . $D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, при $j = 4 \text{ мкА/см}^2$. На вставке – температурная зависимость сопротивления при $T < T_m$ в масштабе $R_{s \text{ min}}/R_s$ от T и ее интерполяция зависимостями:
 $1 - \sigma \propto \sigma_0 + A(T/T_0)^{1/2}$; $2 - \sigma \propto \sigma_0 + B \ln(T/T_0)$;
 $3 - \sigma \propto \sigma_0 + A(T/T_0)^{1/2} + B \ln(T/T_0)$

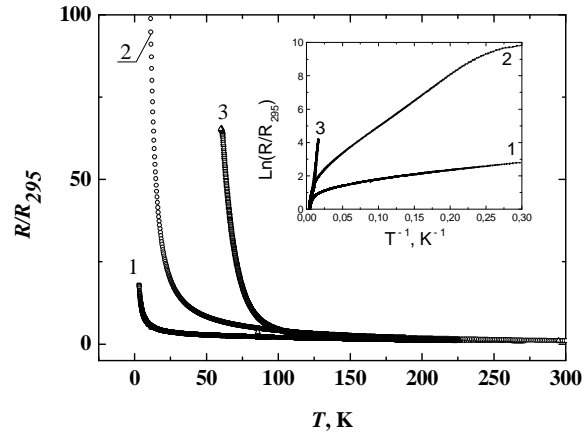


Рисунок 3 – Температурная зависимость сопротивления, отнесенного к сопротивлению при $T = 295 \text{ К}$ оксида цинка, имплантированного ионами: 1 – Mn^+ ; 2 – Fe^+ ; 3 – Ni^+ дозой $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. На вставке показаны зависимости в координатах $\ln(R/R_{295}) - 1/T$

Механизм проводимости в модифицированном слое, обозначенный как «I» – изолятор и «Me» – металл, а также поверхностное сопротивление модифицированного слоя при $T = 295 \text{ К}$, приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Механизм проводимости, поверхностное сопротивление при $T = 295 \text{ К}$ и время релаксации в ZnO , имплантированном ионами 3d-металлов дозой $D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при плотности ионного тока $j = 4 \text{ мкА/см}^2$

Имплантированные ионы	Режим проводимости	Поверхностное сопротивление при 295 К, Ом/□	$\Delta\epsilon_1$, мэВ	$\Delta\epsilon_2$, мэВ	Время релаксации, мкс
Mn	I	$1 \cdot 10^6$	40	0,7	150
Fe	I	2300	22	2,7	1,5
Co	Me	38,3	–	–	–
Ni	I	$1,3 \cdot 10^7$	18	–	80

$R(T)$ -зависимости неупорядоченных электронных систем обычно описываются с помощью выражения Мотта: $R = R_0 \exp(T_0/T)^P$, где R_0 – предэкспоненциальный множитель, T_0 – постоянная, зависящая от радиуса локализации и плотности состояний в окрестности уровня Ферми, P – показатель, характеризующий размерность (D) прыжкового транспорта $P = 1/(1+D)$, $D = 1, 2, 3$ [11]. Величина P позволяет описать размернозависимый прыжковый перенос электронов по локальным центрам в слабо ($p = 1/4; 1/3; 1/2$) [11] и сильно легированных и компенсированных полупроводниках ($p = 1/2$) [12], а также туннелирование электронов между проводящими включениями, разделенными туннельно-прозрачным барьером ($p = 1/2$) [13]. Однако $R(T)$ -зависимости, представленные в координатах $\ln(R/R_{295}) - T^P$, не показывают удовлетворительной линейаризации для всех вышеупомянутых величин P , а представленные в координатах $\ln(R/R_{295}) - T^{-1}$ (вставки на рис. 1 и 3) имеют два наклона: в высокотемпературной ($\Delta\epsilon_1$) и низкотемпературной ($\Delta\epsilon_2$) областях, величины которых приведены в таблице 1. $R(T)$ -зависимость для имплантированного ионами Mn^+ образца имеет только один наклон, так как величина его сопротивления при $T < 60 \text{ К}$ превышала возможности экспериментальной установки.

В высокотемпературной области $\Delta\epsilon_1$ много меньше как теоретической, так и экспериментальной величины энергии ионизации мелкого донора в оксиде цинка ($\sim 60 \text{ мэВ}$) [3]. Это позволяет связать $\Delta\epsilon_1$ с энергией активации электронов с уровня Ферми на уровень протекания, а $\Delta\epsilon_2$ – с туннелированием электронов через флуктуационные барьеры зоны проводимости, которые появились из-за сильной разупорядоченности модифицированного слоя. Можно отметить, что наилучшее спрямление $R(T)$ -

зависимостей в масштабе $\ln(R) - (1/T)^p$ наблюдается при использовании $p = 1/2$, что характерно для сильно легированных и компенсированных полупроводников ($p = 5/11$) [12], а также предсказывается и для туннелирования электронов между проводящими кластерами ($p = 1/2$) [13].

На металлической стороне ПДМ при $T < T_m$ температурную зависимость проводимости удается экстраполировать в рамках теории квантовых поправок к проводимости с учетом процессов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия [10]. Зависимость проводимости от температуры вида $\sigma(T) = \sigma_0 + A(T/T_0)^{1/2} + B\ln(T/T_0)$ (вставка на рис. 2) наилучшим образом согласуется с экспериментом при приблизительно равных коэффициентах A и B , где коэффициенты A и B – вклады от поправок к проводимости для процессов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в случае двухмерного и трехмерного проводника. Неактивационный механизм переноса электронов при низких температурах подтвердил определенный по [9] наклон температурной зависимости локальной энергии активации, который при $T < 20$ К имеет положительный знак.

Отмеченные выше увеличение сопротивления модифицированного имплантацией Co^+ слоя и энергии активации электронов с уровня Ферми на уровень протекания при увеличении дозы имплантации свидетельствуют, что ПДМ в нем не является переходом Мотта, а вызывается постепенным формированием перколяционного проводящего кластера, т.е. модифицированный имплантацией слой оксида цинка по сути является композиционным материалом, представляющим собой полупроводниковую матрицу с металлическими включениями. Надо отметить, что аномальный андерсоновский ПДМ, при котором имели место процессы слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия, ранее наблюдался в металлополимерных композитах, полученных имплантацией Co^+ в полиимид [2], а также в кобальт-содержащих углеродных волокнах [14]. В то же время имплантация Ni^+ , Cu^+ или Ag^+ в полиимид, а также формирование кластеров палладия в углеродном волокне не приводили к ПДМ.

Основной причиной отсутствия ПДМ при имплантации Mn^+ , Fe^+ и Ni^+ может быть разная активность формирования оксидов и формирование частиц по типу «ядро-оболочка». Согласно [15] в нанокomпозиционных пленках, содержащих как наночастицы железа, так и кобальта, вероятность образования оксида железа выше. Однако для детального ответа на этот вопрос необходимы дополнительные структурные исследования.

Для подтверждения обнаруженного на постоянном токе ПДМ изучались частотные зависимости импеданса. Частотная зависимость сдвига фаз ϕ между током и напряжением при $T = 300$ К показана на рисунке 4. Для образцов с диэлектрическим режимом переноса сдвиг фаз имеет отрицательный знак (кривые 1, 2, 4 на рис. 4) и наибольшей величины достигает при имплантации Mn^+ и Ni^+ . Вместе с тем ожидаемого изменения знака ϕ на положительный при ПДМ не наблюдалось, хотя он и близок к нулю (кривая 3 на рис. 4). Последнее может быть связано с формированием практически прямолинейного проводящего кластера между электрическими контактами.

На рисунке 5 показан нормированный на максимальную величину годограф импеданса для диэлектрического режима переноса электронов. Форма годографа имеет типичный вид полукруга с максимумом в интервале частот от 1 до 94 кГц. Максимум годографа наблюдается при условии $\omega\tau = 1$, где ω – циклическая частота и τ – время релаксации для структуры «проводящее включение/изолирующий слой/проводящее включение» в приближении идеального плоского конденсатора и RC-цепи [16]. Для такой идеализированной модели $\tau \sim \epsilon_0\epsilon_r / \sigma$, где ϵ_0 – электрическая постоянная, ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость и σ – электропроводность изолирующего слоя, время релаксации может рассматриваться как максвелловское время релаксации. Определенные величины τ , приведенные в таблице 1, изменялись в диапазоне от 1,5 до 150 мкс.

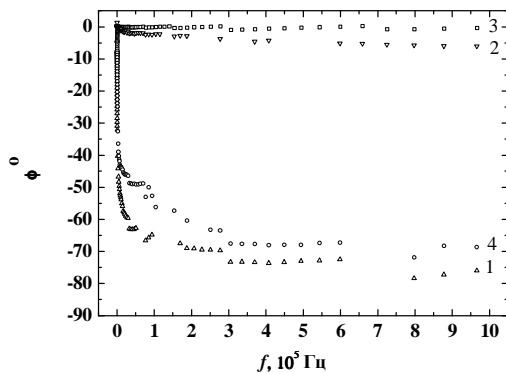


Рисунок 4 – Зависимость сдвига фаз между током и напряжением от частоты для ZnO, имплантированного: 1 – Mn^+ ; 2 – Fe^+ ; 3 – Co^+ и 4 – Ni^+ дозой $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

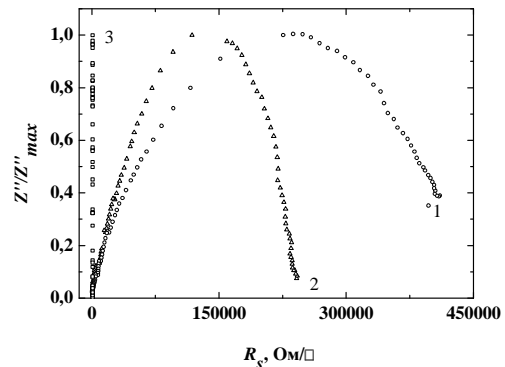


Рисунок 5 – Годограф импеданса оксида цинка, имплантированного: 1 – Mn^+ ; 2 – Ni^+ и 3 – Fe^+ дозой $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

Магнитные характеристики. Петли гистерезиса намагниченности ZnO, имплантированного Co^+ дозами $5,0 \cdot 10^{16}$ и $1,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, измеренные при $T = 5 \text{ К}$, приведены на рисунке 6, а на рисунке 7 (а – з) – петли гистерезиса при $D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ для всех имплантированных ионов. Все петли гистерезиса имеют открытый вид с коэрцитивной силой (B_c^M) в интервале от 0,0275 до 0,04 Тл. Как и следовало ожидать, исходя из величины магнитного момента атомов вышеуказанных элементов, наибольшие величины намагниченности насыщения и остаточной намагниченности характерны для имплантации Fe^+ , а наименьшие – для Ni^+ и Mn^+ . Основные магнитные характеристики имплантированного ионами 3d-металлов дозой $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ оксида цинка – коэрцитивная сила, намагниченность насыщения и остаточная намагниченность – приведены в таблице 2.

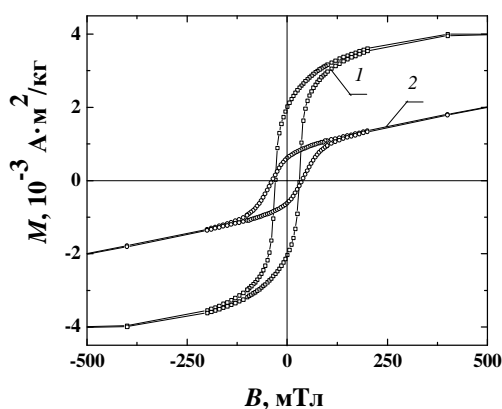


Рисунок 6 – Петли намагниченности при $T = 5 \text{ К}$ оксида цинка, имплантированного Co^+ .
 $D, \text{ см}^{-2}$: 1 – $5 \cdot 10^{16}$; 2 – $1 \cdot 10^{17}$

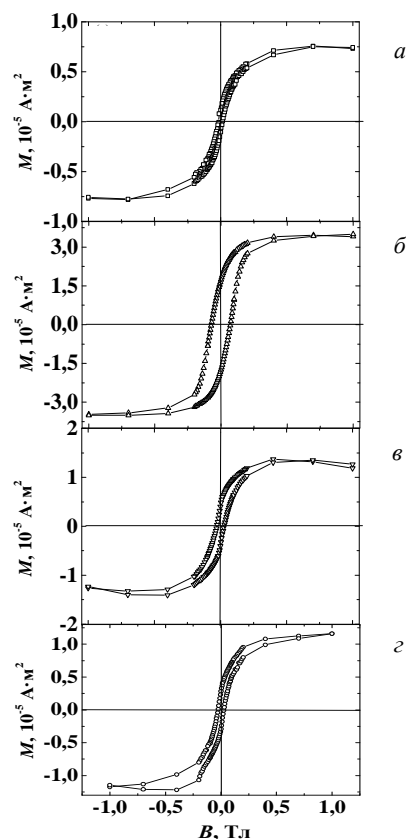


Рисунок 7 – Петли гистерезиса намагниченности при $T = 5 \text{ К}$ оксида цинка, имплантированного:
а – Mn^+ ; б – Fe^+ ; в – Co^+ и г – Ni^+ , дозой $D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

Таблица 2 – Основные магнитные характеристики оксида цинка, имплантированного ионами 3d-металлов дозой $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при $j = 4 \text{ мкА/см}^2$

Импл. Ионы	H_c , кА/кг	M_s , Ам ² /кг	M_r , Ам ² /кг	M_s , μВ	T_b , К	T_{ir} , К	d , нм
Mn	11,15	5,55	0,79	0,011	-	-	-
Fe	57,32	11,78	5,84	0,09	~ 70	300	-
Co	21,49	5,48	1,39	0,022	25	50	~ 4
Ni	20,30	3,85	0,85	0,014	21	40	~ 20

Температурные зависимости намагниченности ($M(T)$ -зависимости) при имплантации Co^+ дозами $5,0 \cdot 10^{16}$ и $1,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и охлаждении образца без магнитного поля (ZFC-режим) и в магнитном поле индукцией 2 мТл (FC-режим) показаны на рисунке 8. Вид $M(T)$ -зависимостей при $D = 5,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, а также открытая петля гистерезиса при $T = 300 \text{ К}$ указывают на ферромагнитное состояние модифицированного слоя, а их разный ход свидетельствует о наличии в нем суперпарамагнитных включений. При $D = 1,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ вид $M(T)$ -зависимости в режиме ZFC (кривая 3 на рис. 8) свидетельствует о бимодальном распределении магнитных включений по размеру. Можно отметить, что температура первого

максимума $T \approx 60$ К хорошо коррелирует с температурой смены механизма переноса электронов (см. вставку на рис. 1), а второй максимум находится при $T > 300$ К. В оксиде цинка, имплантированном Mn^{+} , вследствие очень малого магнитного отклика и разброса экспериментальных точек обнаружить характерные особенности намагниченности из-за формирования магнитных включений не удастся. Тем не менее, знак магнитной восприимчивости имплантированных Mn^{+} образцов положительный. В использованном для измерения магнитном поле, равном 2 мТл, она не превышала $7,27 \cdot 10^{-2}$ Ам²/кг и не зависела от температуры в интервале от 5 до 300 К.

$M(T)$ -зависимости при двух режимах измерения и имплантации Fe^{+} , Co^{+} и Ni^{+} дозой $1,5 \cdot 10^{17}$ см⁻² показаны на рисунках 9, а, б и в соответственно. При имплантации Co^{+} и Ni^{+} ZFC-зависимости (кривые 1 на рис. 9, б и в) имеют вид, характерный для сформировавшегося в матрице оксида цинка ансамбля суперпарамагнитных наночастиц, а именно: намагниченность увеличивается с повышением температуры и достигает максимальной величины при температуре блокировки T_b магнитного момента частицы со средним магнитным моментом, а при $T > T_b$ намагниченность уменьшается. В имплантированных Co^{+} и Ni^{+} образцах температуры блокировки близки: T_b (Co) = 25 К, и T_b (Ni) = 21 К. Кроме того, температура, при которой $M(T)$ -зависимости при измерении в режимах ZFC и FC расщепляются T_{ir} и которая характеризует необратимость магнитных изменений, превышает T_b в два и более раза. Величины отмеченных характеристических температур приведены в таблице 2.

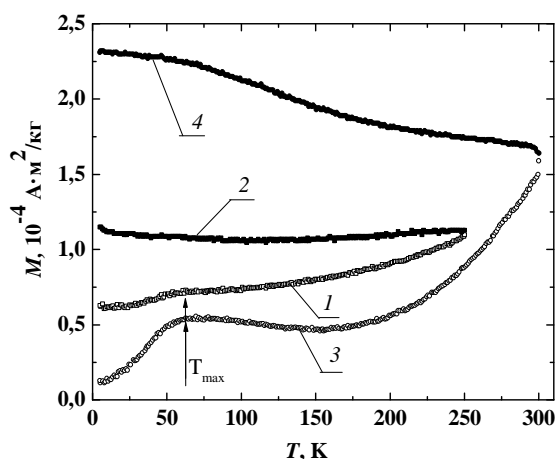


Рисунок 8 – Температурные зависимости намагниченности оксида цинка, имплантированного Co^{+} . D , см⁻²: 1, 2 – $5 \cdot 10^{16}$; 3, 4 – $1 \cdot 10^{17}$ см⁻². Режимы измерения ZFC (кривые 1, 3) и FC (кривые 2, 4)

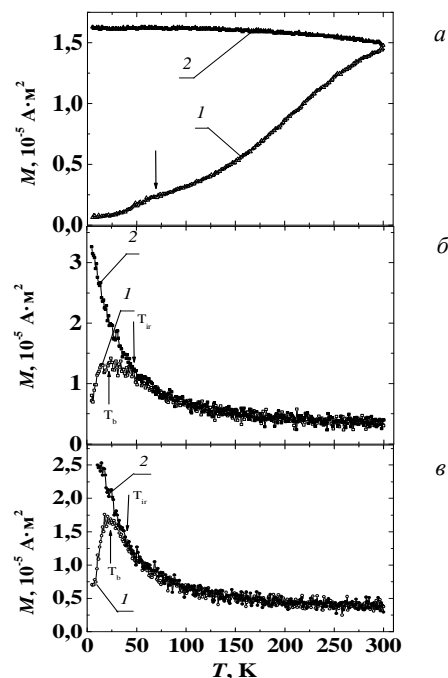


Рисунок 9 – Температурные зависимости намагниченности оксида цинка, имплантированного: а – Fe^{+} ; б – Co^{+} и в – Ni^{+} дозой $1,5 \cdot 10^{17}$ см⁻², измеренные в режимах ZFC (кривые 1) и FC (кривые 2) в магнитном поле 2 мТл

В композите, полученном имплантацией Fe^{+} (см. рис. 9, а), $M(T)$ -зависимость в ZFC режиме показывает не уменьшение, а немонотонное увеличение вплоть до комнатной температуры с небольшим экстремумом при $T \approx 70$ К. Кроме того, в отличие от характерного уменьшения намагниченности ансамбля суперпарамагнитных наночастиц кобальта и никеля при увеличении температуры в FC режиме измерения, в этом случае намагниченность остается практически неизменной (кривая 2 на рис. 9, а). При этом T_{ir} значительно больше температуры экстремума и равна комнатной или несколько больше. Отмеченные особенности $M(T)$ -зависимостей для обоих режимов измерения являются типичными для магнитных систем с широким распределением магнитных частиц по размеру или с сильным магнитным взаимодействием [17]. Интересно отметить, что при $T > T_b$, уменьшение намагниченности в ZFC-режиме измерения с увеличением температуры наблюдалось ранее при имплантации в полиэтилентерефталат Fe^{+} до $D = 1,0 \cdot 10^{17}$ см⁻², а при $D = 1,5 \cdot 10^{17}$ см⁻² она увеличивалась. При этом T_{ir} также достигала комнатной и в FC-режиме измерения намагниченности не зависела от температуры [18].

Объяснение формирования магнитного упорядочения в модифицированном имплантацией ионов 3d-металлов оксиде цинка возможно в рамках ряда механизмов: 1 – образование твердого раствора, 2 – формирование магнитных наночастиц, 3 – образование и перекрытие связанных магнитных полюсов, 4 – *s-d*-взаимодействие электронов в ямах флуктуации рельефа зоны проводимости с атомами переходных металлов. Как видно из приведенных $M(T)$ -зависимостей, основным механизмом формирования магнитного упорядочения при имплантации оксида цинка Co^+ и Ni^+ является формирование в модифицированном слое магнитных наночастиц, а Fe^+ – их агломератов.

Если предположить выпадение в модифицированном слое оксида цинка при имплантации Co^+ и Ni^+ кластеров кобальта и никеля, для которых наблюдается достаточно узкий пик на $M(T)$ -зависимости в ZFC-режиме, то используя соотношение, связывающее T_b магнитного момента с константой магнитной анизотропии и объемом частицы [19]:

$$K_{eff}V = \beta k_B T_b,$$

где k_B – постоянная Больцмана;
 T_b – температура блокировки;
 K_{eff} – эффективная константа магнитной анизотропии;
 V – объем магнитного кластера;
 $\beta = \ln(\tau_m / \tau_0)$,

можно оценить размер формирующихся магнитных наночастиц.

Здесь τ_m – время измерения, а τ_0 – предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса для времени магнитной релаксации $\tau = \tau_0 \exp(K_{eff}V_p / k_B T_b)$.

В проведенных измерениях $\beta = 25$. Так, использование для оценки константы магнитной анизотропии объемного кобальта α - и β -модификаций [20, 21] и кластеров ϵ -модификации [22], изменяющейся в интервале от $2,5 \cdot 10^5$ до $4,2 \cdot 10^5$ Дж/м³, а также никеля $K_{eff} = 5,12 \cdot 10^3$ Дж/м³ [23], показало, что диаметр формирующихся наночастиц кобальта около 4 нм, а никеля – 20 нм. Надо отметить, что проведенная оценка носит качественный характер, так как в ней использованы величины K_{eff} объемных материалов, в то время как в случае формирования наночастиц существенный вклад в величину K_{eff} может внести не только кристаллическая структура частицы, но ее размер и форма [24].

В таблице 2 также приведена рассчитанная на один имплантированный ион намагниченность полученного имплантацией композита в магнетонах Бора. В целом она коррелирует с величиной магнитных моментов внедренных ионов, изменяющейся в диапазоне (1,6–2,2) μ_B , однако много меньше единицы. Это однозначно свидетельствует о формировании при имплантации в модифицированном слое не только ферромагнитных, но и антиферромагнитных фаз, в качестве которых в первую очередь могут выступать оксиды или соединения цинка с атомами имплантированных элементов.

Магниторезистивный эффект. На рисунках 10 и 11 показаны магнитополевые зависимости продольного (*a*) и поперечного (*b*) МРЭ, измеренного при $T = 2,5$ К и разных углах ϕ между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала для композита, полученного имплантацией Co^+ и находящегося на диэлектрической стороне ПДМ. Независимо от ориентации направлений «ток – магнитное поле» в области слабых магнитных полей магнитосопротивление (МС) положительно (ПМС). При $D = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻² оно достигает максимальной величины в поле $B \approx 280$ мТл, а при $D = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻² – более чем в два раза выше и в максимальном поле показывает только тенденцию к насыщению. При этом величины продольного и поперечного эффектов при $\phi = 0^\circ$ для обеих доз имплантации практически одинаковы, а увеличение ϕ приводит к уменьшению величины ПМС. С увеличением ϕ максимум ПМС смещается в область слабых полей и при $D = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻² даже в слабых полях наблюдается отрицательное МС (ОМС) с немонотонной зависимостью (экстремум при $B \approx 100$ мТл), когда магнитное поле перпендикулярно плоскости канала. При $D = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻² и $\phi = 80^\circ$ ПМС достигает максимальной величины в поле $B \approx 100$ мТл, дальнейшее увеличение поля не приводит к его изменению (кривая *b* на рис. 11), в то время как при $\phi = 90^\circ$ наблюдается максимум ПМС при $B \approx 100$ мТл, а при $B > 200$ мТл – переход к ОМС.

Отмеченные особенности МРЭ свидетельствуют, что он представляет собой сумму положительной и отрицательной компонент с разной зависимостью от магнитного поля. Вообще говоря, ПМС может вызываться действием силы Лоренца на движущийся носитель заряда при зонной проводимости [25], сжатием волновых функций электронов на примесных центрах при прыжковой [12, 26], анизотропным МРЭ в магнитоупорядоченной среде [27] или же проявлением обменного *s-d* взаимодействия в разбавленных магнитных полупроводниках [28]. Однако ПМС не описывается квадратичной или экспоненциальной магнитополевой зависимостью, характерной для лоренцевского или прыжкового МРЭ, а близость по величине продольного и поперечного эффектов при $\phi = 0^\circ$, т.е. когда магнитное поле параллельно плоскости проводящего канала, не позволяет связать ПМС с анизотропным МРЭ, хотя имплантированные кобальтом образцы при $T = 2,5$ К проявляют ферромагнитные свойства (см. рис. 6).

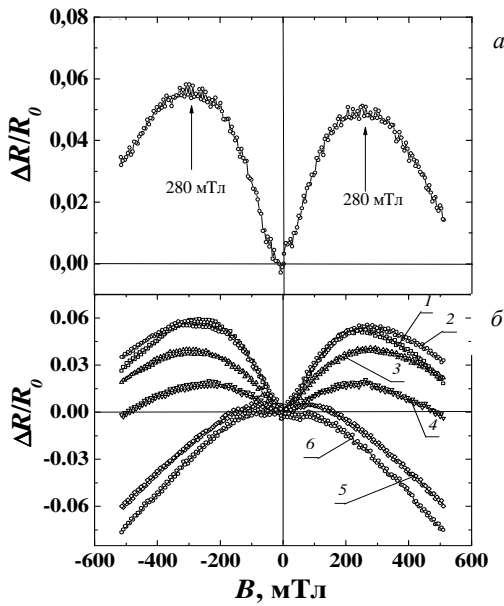


Рисунок 10 – Магнитолевая зависимость продольного (а) и поперечного (б) магнитосопротивления при $T = 2,5$ К оксида цинка, имплантированного Co^+ дозой $D = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻². Угол между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала ϕ : 1 – 0°; 2 – 30°; 3 – 45°; 4 – 60°; 5 – 85°; 6 – 90°

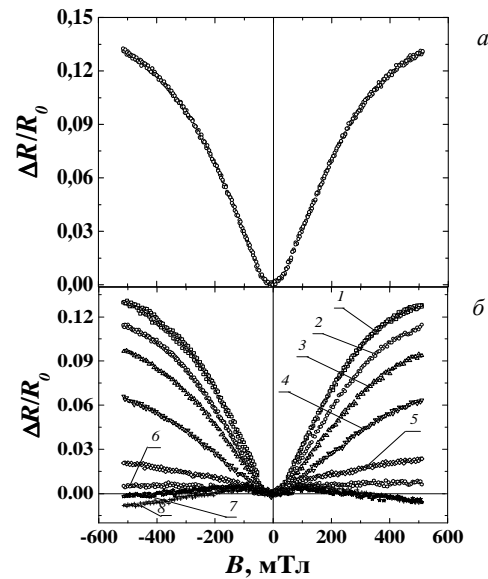


Рисунок 11 – Магнитолевая зависимость продольного (а) и поперечного (б) магнитосопротивления при $T = 2,5$ оксида цинка, имплантированного Co^+ дозой $D = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻². Угол между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала ϕ : 1 – 0°; 2 – 30°; 3 – 45°; 4 – 60°; 5 – 75°; 6 – 80°; 7 – 85°; 7 – 90°

Положительное МС легированного оксида цинка в области низких температур обычно связывается с прыжковым механизмом переноса носителей заряда, а ОМС – с подавлением магнитным полем процессов слабой локализации [29]. Однако отмеченные выше особенности МРЭ в имплантированном Co^+ оксиде цинка свидетельствуют о том, что, несмотря на прыжковый механизм переноса электронов, он обусловлен не сжатием волновых функций прыгающих электронов на локальных центрах, как это предположено в [12, 26], а расщеплением примесных состояний на две спиновые подзоны вследствие наличия обменного s - d -взаимодействия локализованных электронов со спинами d -уровня атомов кобальта. Несмотря на отсутствие аналитического выражения для его магнитолевой зависимости, этот механизм неоднократно использовался для объяснения аномального поведения МРЭ в разбавленных магнитных полупроводниках [30, 31] и представляется наиболее реальным. В этом случае увеличение сопротивления в магнитном поле обуславливается перераспределением электронов между расщепившимися из-за s - d -взаимодействия спиновыми подзонами с направлением спина «вверх» и «вниз» и, как следствие, изменением радиуса экранирования Томаса – Ферми. Последнее приводит к увеличению флуктуации потенциального рельефа зоны проводимости и, следовательно, большей локализации электронов, т.е. к ПМС.

Отметим также, что ПМС в вышеуказанной двухзонной модели может обуславливаться не только изменением радиуса экранирования, но и эффектом магнитного вымораживания, т.е. перераспределением электронов между зоной проводимости и примесной зоной [31] или разной величиной подвижности электронов в подзонах с противоположным направлением спина [32]. Так, ПМС оксида цинка в [33] объяснено с использованием полуэмпирической двухзонной модели, в которой проводимость определяется подзоной со спином «вверх», несмотря на то, что подвижность носителей в ней меньше. Исходя из вышесказанного, понятно насыщение величины поперечного ПМС и переход в область ОМС, когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости проводящего канала, так как вследствие его малой толщины и большого размагничивающего фактора в этом направлении спонтанная намагниченность такого образца лежит в плоскости канала.

Отрицательное МС с линейной зависимостью от поля при прыжковом переносе электронов предсказывается теорией эффективной среды [34], а также при учете изменения радиуса локализации носителя магнитным полем [35]. Оно также характерно и для туннелирования электронов между магнитными кластерами в диэлектрической матрице [36]. Однако нелинейная зависимость ОМС от поля и отсутствие гистерезиса на магнитолевых зависимостях позволяют исключить вышеуказанные механизмы уменьшения сопротивления в магнитном поле. В этом случае можно считать, что основным механизмом ОМС в оксиде цинка, имплантированном Co^+ , является образование связанных магнитных поляронов и увеличение вероятности их прыжков во внешнем магнитном поле [37, 38].

Для режима слабой локализации на металлической стороне ПДМ, также как и для режима сильной локализации, магнитолевая зависимость продольного МС совпадает с поперечным при параллельной ориентации магнитного поля и плоскости проводящего канала. На рисунке 12 показан поперечный МРЭ для образца, имплантированного Co^+ дозой $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (режим слабой локализации), измеренный при взаимно перпендикулярной (а) и параллельной (б) ориентациях направления магнитного поля и плоскости проводящего канала и $T = 2,5 \text{ К}$. Отрицательный знак МРЭ является типичным для режима слабой локализации, так как магнитное поле расстраивает квантовую интерференцию электронных волн на самопересекающихся траекториях, а при наличии сильного спин-орбитального взаимодействия может наблюдаться и знакопеременный эффект. Здесь следует подчеркнуть, что в этом случае МРЭ изменяет знак с положительного в слабом на отрицательный в сильном магнитном поле и не имеет гистерезисных явлений [10], которые, как видно из рисунка 12, в режиме слабой локализации отчетливо проявляются с коэрцитивной силой 0,027 Тл и 0,1 Тл – для двух ориентаций магнитного поля по отношению к плоскости проводящего канала: $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$ соответственно. Направление сканирования магнитного поля указано стрелками, а величина МС определена по отношению к максимальной величине сопротивления образца, которое соответствует размагниченному состоянию. Такая зависимость характерна для гигантского МРЭ [39], в частности для гранулированной пленки металла с кластерами кобальта [40]. В этом случае МС обращается в ноль при $B = B_c^M$. Как видно, в случае взаимно перпендикулярной ориентации направления магнитного поля и плоскости проводящего канала это наблюдается при $B = 0,1 \text{ Тл}$ и достаточно хорошо коррелирует с величиной коэрцитивной силы, полученной для кластеров кобальта с диаметром около 5 нм в пленке алюминия [40]. Уменьшение величины этого поля до $B = 27 \text{ мТл}$ при $\varphi = 0^\circ$ вызывается разной величиной коэрцитивной силы пленочной магнитной структуры, когда магнитное поле параллельно и перпендикулярно ее плоскости. Отметим также, что для металлического режима переноса электронов в режиме слабой локализации наблюдается достаточно хорошая корреляция величин коэрцитивной силы, определенных из петли магнитного гистерезиса и МРЭ. Так, коэрцитивная сила при $T = 5 \text{ К}$, определенная из петли магнитного гистерезиса, $B_c^M = 0,024 \text{ Тл}$, а из петли МРЭ при $T = 2,5 \text{ К}$ – $B_c^{Mc} = 0,027 \text{ Тл}$, что с учетом температурной зависимости коэрцитивной силы [41] достаточно хорошо совпадает.

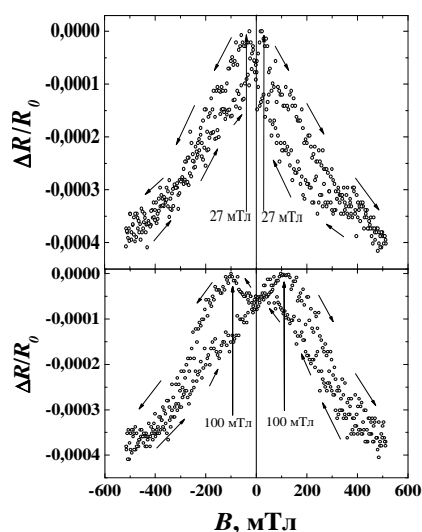


Рисунок 12 – Магнитолевая зависимость поперечного магнитосопротивления при $T = 2,5 \text{ К}$ оксида цинка, имплантированного Co^+ дозой $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Параллельная (а) и перпендикулярная (б) ориентация магнитного поля и плоскости проводящего канала

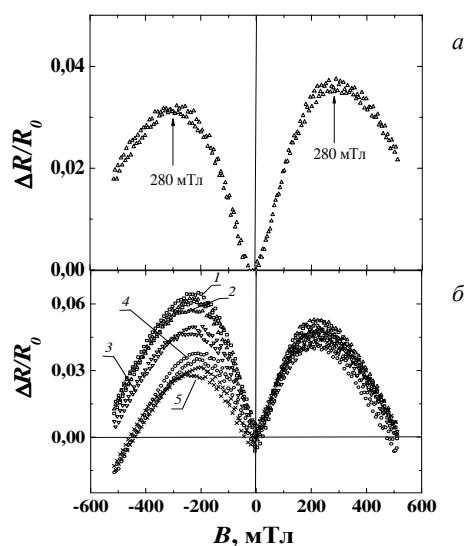


Рисунок 13 – Продольное (а) и поперечное при $T = 2,5 \text{ К}$ и разных углах между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала (б) магнитосопротивление оксида цинка, имплантированного Fe^+ дозой $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. φ : 1 – 0° ; 2 – 10° ; 3 – 30° ; 4 – 45° ; 5 – 90°

На рисунке 13, а показан продольный и на 13, б – поперечный МРЭ при разных φ в имплантированном Fe^+ оксиде цинка на диэлектрической стороне ПДМ. Также как и в имплантированных Co^+ образцах (см. рис. 10 и 11), знак МРЭ положителен в слабом магнитном поле и для параллельной ориентации «магнитное поле – ток» МС достигает максимальной величины в таком же поле $B \approx 280 \text{ мТл}$. Однако поперечное МС (рис. 13, б) достигает максимальной величины в несколько меньшем поле $B \approx 220 \text{ мТл}$ и, кроме того, положение максимума практически не зависит от φ . Видно также, что при $B > 500 \text{ мТл}$ знак

МРЭ становится отрицательным. Надо отметить и тот факт, что наблюдается существенная разница в величине ПМС при изменении направления магнитного поля. Так, изменение направления поля с B_+ на B_- приводит к большей величине МС в максимуме при $\varphi = 0^\circ$ (кривая 1 на рис. 13, б) и меньшей при $\varphi = 90^\circ$ (кривая 5 на рис. 13, б), в то время как при имплантации Co^+ оно практически не изменяется (см. рис. 10 и 11).

Угловая зависимость поперечного МРЭ в модифицированного имплантацией слое при вращении образца в магнитном поле вокруг линий тока может вызываться проявлением классического или квантового размерных эффектов. Так, в случае классического эффекта определяющее величину ПМС отношение длины образца к его размеру в направлении перпендикулярном электрическому и магнитному полям изменяется от ≈ 1000 при $\varphi = 0^\circ$ до $\approx 0,1$ при $\varphi = 90^\circ$. Зависимость поперечного МС от φ для двух направлений магнитного поля показана на рисунке 14. Как видно уменьшение этого отношения приводит к уменьшению величины ПМС. Такое изменение МС находится в противоречии с зависимостью размерного множителя Курта – Липпмана [42] для МРЭ в диамагнитных материалах, который описывает увеличение МРЭ при переходе от образца в виде длинного узкого стержня к диску Корбино, т.е. при уменьшении отношения длины образца к его размеру в направлении перпендикулярном электрическому и магнитному полям.

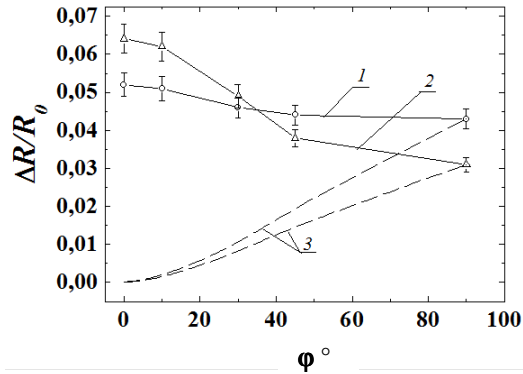


Рисунок 14 – Угловая зависимость поперечного магнитосопротивления оксида цинка, имплантированного Fe^+ , при $B = 220$ мТл и двух направлениях магнитного поля: B_+ – кривая 1 и B_- – кривая 2. Пунктирные линии (3) – зависимость МС от нормальной составляющей магнитного поля

Малая толщина проводящего канала (порядка величины проецированного пробега ионов ≈ 40 нм) позволяет предполагать двумерность электронного газа в модифицированном слое. В этом случае МРЭ определяется только нормальной к плоскости проводящего канала компонентой магнитного поля и МС при $\varphi = 0^\circ$ обращается в ноль, а угловая зависимость ПМС описывается выражением $\Delta R = \Delta R_{90} B^2 \sin^2 \varphi$ [43] (пунктирные кривые 3 на рис. 14), что также противоречит результатам измерений. Таким образом, проявление как классического, так и квантового размерного эффекта в положительной компоненте МС тонкого слоя композиционного материала с магнитным упорядочением не дает даже качественного описания его экспериментальной угловой зависимости, которая из-за угловой зависимости размагничивающего фактора пленочной структуры с толщиной много меньшей длины и ширины будет определяться зависимостью угла между протекающим током и направлением намагниченности от внешнего магнитного поля. В имплантированном Mn^+ и Ni^+ оксиде цинка МРЭ измерить не удалось.

В заключение надо отметить, что в [44] рассмотрены и ряд других механизмов МРЭ в разбавленных магнитных полупроводниках, а именно: формирование магнитного полярона, изменение концентрации моттовского перехода диэлектрик-металл и изменение энергии Ферми при переходе диэлектрик-металл в магнитном поле, комбинирование кулоновского рассеяния с s - d -рассеянием, а также учет спинового расщепления зоны проводимости в теории слабой локализации. Однако до настоящего времени аналитические выражения для них не получены.

Таким образом, МРЭ в оксиде цинка, имплантированном Co^+ и Ni^+ в режиме сильной локализации, обусловлен не сжатием волновых функций электронов на центрах, а обменным s - d -взаимодействием, в результате которого в магнитном поле возможно изменение радиуса экранирования или подвижности электронов в подзонах с противоположным направлением спина. На металлической стороне ПДМ в режиме слабой локализации МРЭ показывает наличие гистерезисных явлений и вызывается спин-зависимым рассеянием свободных электронов на магнитных включениях. В МРЭ тонкой пленки композиционного материала с магнитным упорядочением проявление размерного эффекта обуславливается зависимостью от магнитного поля угла между направлениями тока и намагниченности, определяемого величиной размагничивающего фактора образца.

Заключение. Измерение электрических характеристик оксида цинка, имплантированного ионами Mn^+ , Fe^+ , Co^+ и Ni^+ с энергией 40 кэВ, при плотности ионного тока 4 мкА/см^2 , на постоянном и переменном токе показало, что переход от диэлектрического к металлическому режиму переноса электронов наблюдается только при имплантации Co^+ дозой $D = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Переход происходит вследствие образования перколяционного проводящего кластера. На диэлектрической стороне перехода диэлектрик-металл при низких температурах перенос заряда осуществляется электронным туннелированием через флуктуации зоны проводимости сильно разупорядоченного имплантацией полупроводника, а на металлической стороне перехода при $T < 20 \text{ К}$ доминируют процессы слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия, приводящие к увеличению сопротивления при понижении температуры.

Магнитное состояние полученного имплантацией Fe^+ , Co^+ и Ni^+ композита при диэлектрическом режиме проводимости обуславливается формированием ансамбля ланжевенских магнитных наночастиц с температурой блокировки магнитного момента $T_b(\text{Co}) = 25$ К, и $T_b(\text{Ni}) = 21$ К и диаметром около 4 и 20 нм для Co^+ и Ni^+ соответственно и формированием агломератов при имплантации Fe^+ . Образование магнитных включений в модифицированном слое оксида цинка приводит к переходу суперпарамагнетик-ферромагнетик с коэрцитивной силой, изменяющейся в интервале от 0,0275 до 0,04 Тл.

На диэлектрической стороне ПДМ в режиме сильной локализации МРЭ положителен и обусловлен не сжатием волновых функций электронов на центрах, а наличием обменного s - d -взаимодействия, в результате которого происходит спиновое расщепление примесных состояний и в магнитном поле изменяется радиус экранирования или подвижность электронов в подзонах с противоположным направлением спина. На металлической стороне ПДМ в режиме слабой локализации обнаружен гистерезис магниторезистивного эффекта с коэрцитивной силой $B_c^{mc} = 0,027$ Тл, близкой к величине коэрцитивной силы намагниченности $B_c^m = 0,024$ Тл. Это позволяет заключить, что он вызывается спин-зависимым рассеянием электронов проводимости на магнитных включениях. Проявление размерного эффекта в поперечном магнитосопротивлении тонкого слоя композита с магнитным упорядочением обусловлено зависимостью угла между направлением протекающего тока и намагниченностью из-за изменения размагничивающего фактора образца при вращении его во внешнем магнитном поле вокруг линий тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. What don't we know? / Editorial staff // Science. – 2005. – Vol. 309. – P. 75–102.
2. Лукашевич, М.Г. Корреляция электрических, магнитных и гальваномагнитных характеристик композитов, полученных имплантацией ионов переходных металлов в полимерные пленки / М.Г. Лукашевич // Материалы, технологии, инструменты. – 2015. – Т. 20, № 1. – С. 61–69.
3. A comprehensive review of ZnO materials and devices / Ü. Özgür [et al.] // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 98. – P. 041301.
4. Magnetic coupling and electric conduction in oxide diluted magnetic semiconductors / H. Chou [et al.] // Physical review B. – 2003. – Vol. 77. – P. 245210.
5. Кривоглаз, М.А. Флуктуонные состояния электронов / М.А. Кривоглаз // УФН. – 1973. – Т. 11, Вып. 4. – С. 617–654.
6. Ferromagnetic structurally disordered ZnO implanted with Co ions / K. Potzger [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 93. – P. 232504.
7. The stopping range of ions in solids [Electronic resource] / J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. – New York : Pergamon Press, 1985. (Particle interactions with matter / ed. James F. Ziegler. – U.S.N.A. Annapolis, MD, USA). – Mode of access: <http://www.srim.org/>. – Date of access: 30.10.2013.
8. Vander Pauw, L.I. A method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape / L.I. Vander Pauw // Philips. Res. Report. – 1958. – Vol. 13, № 1. – P. 1–9.
9. Heines, A. Conductivity of weakly insulating amorphous nickel – silicon films below the metal – insulator transition / A. Heines // Phys. Stat. Sol. (B). – 1998. – Vol. 205. – P. 237–240.
10. Bergman, G. Weak localization in thin films / G. Bergman // Phys. Rev. B. – 1984. – Vol. 107, № 1. – P. 1–58.
11. Мотт, Н. Электронные процессы в некристаллических веществах : в 2 т. / Н. Мотт, Э. Дэвис. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Мир, 1982. – 664 с.
12. Шкловский, Б.И. Электронные свойства легированных полупроводников / Б.И. Шкловский, Ф.Л. Эфрос. – М. : Наука, 1979. – 416 с.
13. Structural and electrical properties of granular metal films / B. Abeles [et al.] // Adv. Phys. – 1975. – Vol. 24. – P. 407–461.
14. Спин-орбитальное взаимодействие и двумерная слабая локализация в углеродной матрице с нанокластерами кобальта / Ю.А. Бумай [и др.] // ФТТ. – 2005. – Т. 47, № 2. – С. 345–349.
15. Magnetoresistance in FeCoZr-Al₂O₃ nanocomposite films containing “metal core-oxide shell” nanogranules / J.A. Fedotova [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011. – Vol. 44. – P. 1–12.
16. Barsoukov, E. Impedance spectroscopy: theory, experiment, and applications / E. Barsoukov, J.R. MacDonald. – Hoboken : Wiley-Interscience, 2005. – 595 p.
17. Dorman, J.L. Magnetic relaxation in fine-particle systems / J.L. Dorman, D. Fionari, E. Trons // Advances in Chemical Physics. – 1997. – Vol. XCVIII. – P. 283–477.
18. Modification of magnetic properties of polyethyleneterephthalate by iron implantation / M.G. Lukashevich [et al.] // Nucl. Instr. Meth. B. – 2007. – Vol. 257, № 1-2. – P. 589–592.
19. Magnetic study of M-type doped barium ferrite nanocrystalline powders / X. Battle [et al.] // Appl. Phys. – 1993. – Vol. 74, № 5. – P. 3333–3341.
20. Федосюк, В.М. Многослойные магнитные структуры / В.М. Федосюк ; под ред. В.П. Федько. – Минск : БГУ, 2000. – 196 с.
21. Enhanced magnetization of nanoscale colloidal cobalt particles / J.P. Chen, [et al.] // Phys. Rev. – 1996. – Vol. 51, Iss. 15. – P. 11527–11532.
22. Evidence for coexistence of exchange bias and exchange spring effects in oxidized Co nanocluster assembled films / A.N. Dobrynin [et al.] // New Journal of Physics. – 2007. – Vol. 9. – P. 258.
23. Киренский, Л.В. Магнетизм / Л.В. Киренский. – М., 2013.

24. Pfeiffer, H. Determination of anisotropy field distribution in particle assemblies taking into account thermal fluctuations / H. Pfeiffer // Phys. Stat. Sol. a. – 1990. – Vol. 118, № 1. – P. 295–306.
25. Киреев, П.С. Физика полупроводников / П.С. Киреев. – М. : Высш. шк., 1975. – 583 с.
26. Mikoshiba, N. Strong – Field magnetoresistance of impurity conduction in n-type Germanium / N. Mikoshiba // Phys. Rev. – 1962. – Vol. 127, № 6. – P. 1962–1969.
27. McGuire, T.R. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys / T.R. McGuire, R.I. Potter // IEEE Trans. on Magnetics. – 1975. – Vol. 11, № 4. – P. 1018–1034.
28. Dietl, T. Effect of thermodynamic fluctuations of magnetization on the bound magnetic polaron in dilute magnetic semiconductors / T. Dietl, J. Spalek // Phys. Rev. B. – 1983. – Vol. 28, №3. – P. 1548–1563.
29. Электропроводность и магнитные свойства тонких пленок оксида цинка, легированного кобальтом / В.Г. Кыгин [и др.] // ФТП. – 2010. – Т. 44, № 3. – С. 164–169.
30. Magnetoresistance of 3d transition-metal-doped epitaxial ZnO thin films / Z. Jin [et al.] // Physica E. – 2001. – Vol. 10. – P. 256–259.
31. Magnetoresistance in laser-deposited $Zn_{1-x}Co_xO$ thin films / J.H. Kim Kim [et al.] // Physica B. – 2003. – Vol. 327. – P. 304–306.
32. Khosla, B.P. Magnetoresistance in Degenerate Cds: Localized Magnetic Moments / B.P. Khosla, J.R. Fischer // Phys. Rev. B. – 1970. – Vol. 2, № 10. – P. 4084–4097.
33. Tian, Y. Tuning magnetoresistance and exchange coupling in ZnO by doping transition metals / Y. Tian, Y. Li, T. Wu // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 99. – P. 222503.
34. Magnetotransport properties of InMnSb magnetic semiconductor thin films / J.A. Peters [et al.] // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 82. – P. 205207.
35. Raich, M.E. Single – scattering – path approach to the negative magnetoresistance in the variable – range – hopping regime for two – dimensional electron systems / M.E. Raich, F. Wessels // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 43, № 23. – P. 15609–15621.
36. Jullire, M. Tunneling between ferromagnetic films / M. Jullire // Physics Letters. – 1975. – Vol. 54 A, № 3. – P. 225–226.
37. Bound magnetic polarons and p-d exchange interaction in ferromagnetic insulating Cu-doped ZnO / Yufeng Tian [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 98. – P. 162503.
38. Иоселевич, А.С. Флуктуационный механизм прыжковой проводимости в полумангнитных полупроводниках / А.С. Иоселевич // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 43, № 3. – С. 148–151.
39. Batlle, X. Finite-size effects in fine particles: magnetic and transport properties / X. Batlle, A. Labarta // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2002. – Vol. 35, № 6. – P. R 15.
40. Rubin, S. Well – defined Co clusters in an Ag matrix: A model system for the giant magnetoresistance in granular films / S. Rubin, M. Holdenried, H. Micklitz // Eur. Phys. J. B. – 1998. – Vol. 5. – P. 23–28.
41. Bean, C.P. Superparamagnetism / C.P. Bean, J.D. Livigston // J. Appl. Phys. Supplement. – 1959. – Vol. 30, № 4. – P. 120S – 129S.
42. Lippman, H.J. Der geometrieinflus auf den transversalen magnetischen widerstandseffekt bei rechteckformigen halbleiterplatten / H.J. Lippman, F. Kurt // Zs. Naturforsch. – 1958. – Vol. 13 a, № 6. – P. 462–474.
43. Размерный эффект в магнитосопротивлении 2D электронного газа гетероперехода GaAs/AlGaAs / Ю.А. Бумай [и др.] // Вестн. БГУ. Сер. 1. Физика, математика, механика. – 2004. – № 3. – С. 48 – 53.
44. Magnetoresistance and Hall effect near the metal-insulator transition of n-type $Cd_{0.95}Mn_{0.05}Te$ / Y. Shapira [et al.] // Phys. Rev. B. – 1990. – Vol. 41. – P. 5931–5941.

Поступила 20.03.2016

CORRELATION OF ELECTRICAL, MAGNETIC AND GALVANOMAGNETIC PROPERTIES OF COMPOSITES PREPARED BY IMPLANTATION OF 3D-ELEMENTS IONS IN ZINC OXIDE

M. LUKASHEVICH

Electrical, magnetic and galvanomagnetic properties of zinc oxide implanted by 3d-elements ions (Mn^+ , Fe^+ , Co^+ , Ni^+) with energy 40 keV in dose range $1 \cdot 10^{16}$ – $1,5 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-2}$ at ion current density $4 \mu\text{A}/\text{sm}^2$ have been investigated. The transition from insulating to metallic regimes of conductivity was observed at doze $1,5 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-2}$ and Co^+ ions implantation only. At Fe^+ , Co^+ and Ni^+ ions implantation no transition was observed. Formation of magnetic inclusions at implantation leads to transition from superparamagnetic-to-ferromagnetic state. The mean cluster diameter for cobalt and nickel nanoparticles have been determined. It was shown that on the insulating side of the transition from insulating to metallic regimes magnetoresistive effect is determined by strong s-d-interaction which leads to spin-spleating of impurity states and change screening radius and electron mobility in impurity sabbands with opposite spin direction. On the metallic side of the transition from insulating to metallic regimes in the regime of weak localization it demonstrates husterisis. It allows to conclude that magnetoresistive effect due to spin-dependent scattering of electrons by magnetic inclusions.

Keywords: zinc oxide, ion implantation, cobalt, iron, manganese, nickel, magnetoresistance, magnetization.