

РОЛЬ КЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ В МАГНЕТИЗМЕ АМОРФНОГО СПЛАВА $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{B}_{15}$ И В СМЕНЕ МЕХАНИЗМОВ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИОННОГО (Ar^+) ОБЛУЧЕНИЯ

В. Д. Окунев^{a*}, *З. А. Самойленко*^a, *Р. Шимчак*^{b**}, *Г. Шимчак*^{b**},
А. Шевчик^{b**}, *А. Малиновски*^{b**}, *Я. Венцковски*^{b**},
М. Вольны-Маршалек^{c**}, *М. Ежабек*^{c**}, *И. А. Антошина*^d

^a Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина
83114, Донецк

^b Institute of Physics, Polish Academy of Sciences
02-668, Warsaw, Poland

^c Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences
31-342, Krakow, Poland

^d Обнинский технический университет атомной энергетики
249034, Обнинск, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 2017 г.

Изучен вклад разномасштабных кластеров в магнетизм и переключение механизмов рассеяния электронов в аморфном сплаве $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{B}_{15}$ при ионном (Ar^+) облучении. Установлено, что кластерный магнетизм связан с присутствием двух типов кластеров: больших, размером $D = 150\text{--}250 \text{ \AA}$ α -фазы (Fe, Cr), и мелких, $D = 40\text{--}80 \text{ \AA}$, в разупорядоченной межкластерной среде. Генерация мелких FM- и AFM-кластеров ионным облучением приводит к формированию кластерного стекла, которое влияет на электрические свойства образцов и является основной причиной магнитной фрустрации. Показано, что температурная зависимость высоты барьера характеризует магнитное состояние образцов в слабых полях. Для системы в целом универсальной характеристикой является температурная зависимость параметра порядка. Для исходных образцов в интервале 98–300 К температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T) \propto T^2$ определяется рассеянием электронов на квантовых дефектах, переход в FM-состояние выявляется при анализе производной $\partial\rho/\partial T \propto T$. В сильнонеоднородных образцах после облучения потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² рост сопротивления и зависимость $\rho(T) \propto T^{1/2}$ обусловлены эффектами слабой локализации; переход в FM-состояние становится явным при рассмотрении производной $\partial\rho/\partial T \propto T^{-1/2}$. Облучение потоком $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см² вызывает гигантское (вдвое) увеличение плотности, восстанавливает ферромагнетизм крупных кластеров, на 37 % снижает сопротивление и возвращает зависимость $\rho(T) \propto T^2$, что обусловлено перекрытием генерируемых облучением мелких кластеров с увеличением их концентрации и ростом плотности образцов. Перекрытие кластеров понижает высоту барьера и уменьшает чувствительность образцов к влиянию внешнего поля. Из-за частичной экранировки магнитных моментов крупных кластеров средой со свойствами кластерного стекла зависимость $\rho(T) \propto T^2$ распространяется на весь исследуемый температурный интервал, $T = 2\text{--}300 \text{ K}$.

DOI: 10.7868/S004445101806010X

1. ВВЕДЕНИЕ

Аморфные и нанокристаллические сплавы Fe–Cr и Fe–Cr–B интенсивно изучаются в последние десятилетия. Хорошие механические свойства, устойчивость к радиации и агрессивным средам делают

* E-mail: vladimir.okunev2010@mail.ru

** R. Szymczak, H. Szymczak, A. Szewczyk, A. Malinowski, J. Więckowski, M. Wolny-Marszałek, M. Jeżabek

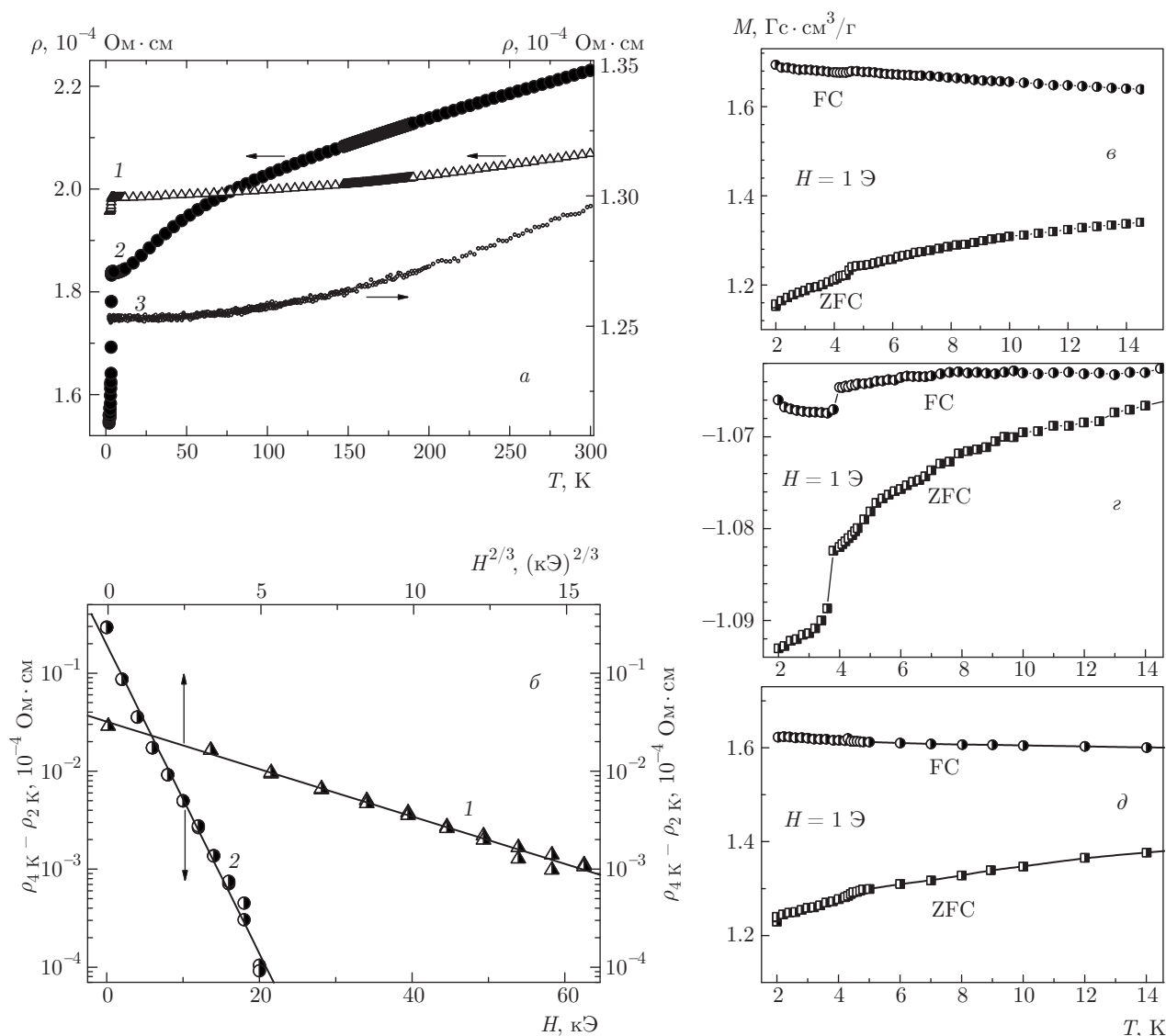


Рис. 1. Влияние ионного (Ar^+) облучения на параметры образцов в исходном состоянии (1) и после облучения потоками $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 (2) и $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 (3) с энергией ионов 30 кэВ: *a* — температурная зависимость удельного сопротивления образцов; *b* — чувствительность сверхпроводящего состояния к внешнему магнитному полю; $\rho_{4\text{K}}$ и $\rho_{2\text{K}}$ — удельное сопротивление образцов соответственно при $T = 4\text{ K}$ и $T = 2\text{ K}$; *c, d* — температурные зависимости намагниченности $M(T)$ в поле $H = 1\text{ Э}$ образцов в исходном состоянии (*c*) и после облучения потоками $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 (*d*) и $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см 2 (*d*), FC — зависимости $M(T)$, измеренные после охлаждения образца в магнитном поле $H = 1\text{ Э}$, и ZFC — зависимости $M(T)$, измеренные после охлаждения образца в нулевом поле

их привлекательными для применения в атомной энергетике [1–4]. Эти материалы интересны и своими уникальными, зависящими от атомного порядка магнитными свойствами, обусловленными наличием в них ферромагнитного железа и антиферромагнитного хрома [5–7]. Взаимодействие магнитных моментов железа и хрома наиболее ярко характеризуют эффекты, наблюдающиеся в слоистых структурах Fe–Cr [8].

Наряду с традиционными применениями, ферромагнитные сплавы Fe–Cr–В интересны также возможностью реализации локальной сверхпроводимости [9–11]. Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости в твердых телах является одной из интереснейших проблем [12]. В аморфном $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{V}_{15}$ сверхпроводимость ($T_c \approx 3.6\text{ K}$) возникает в оболочках крупных, размером $D = 180\text{--}250\text{ \AA}$, химически расслоившихся кластеров

α -фазы (Fe, Cr), где ферромагнетизм железа уравновешен антиферромагнетизмом хрома, при выполнении критерия Андерсона для мезоскопической сверхпроводимости: $\delta E < \Delta$, где δE — среднее расстояние между уровнями размерного квантования и Δ — ширина сверхпроводящей щели [13]. С усилением фазового разделения железа и хрома в α -кластерах (Fe, Cr) при облучении образцов ионами Ar^+ концентрация сверхпроводящей фазы увеличивается более, чем на порядок (от 0.4–0.5% до 7–8%) [10] (рис. 1а). Уменьшение размера кластеров до 130–150 Å при облучении увеличивает чувствительность сверхпроводящего состояния к внешнему полю на два–три порядка (рис. 1б) [10]. Характеризующая ее разница значений удельного сопротивления

$$\Delta\rho_{init}(H) = \rho_{4K}^{init} - \rho_{2K}^{init} = \delta_0 \exp\left[-(H/H_0)^{2/3}\right]$$

для исходного состояния образцов сменяется зависимостью

$$\Delta\rho_{irrad}(H) = \rho_{4K}^{irrad} - \rho_{2K}^{irrad} = \delta_0 \exp[-H/H_1]$$

(рис. 1б) после облучения потоком $\Phi = 1.5 \times 10^{18}$ ион/см²; $H_0, H_1, \delta_0, \delta_1$ — постоянные.

Наличие сверхпроводимости подтверждается и результатами магнитных измерений (рис. 1з). В то же время, из-за влияния размерных эффектов условия существования локальной сверхпроводимости и ферромагнетизма в аморфном сплаве FeCrV близки к критическим, что предопределяет уязвимость обоих явлений к ионному облучению. При сильной зависимости расстояния между уровнями размерного квантования (δE) от размера кластеров, $\delta E \propto 1/D^3$, для сверхпроводимости ситуация близка к критической уже после первого облучения, с уменьшением размера кластеров от 180–250 Å до 130–150 Å (рис. 1б). После облучения удвоенной дозой ($\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см²) скачок на зависимости $M(T)$ исчезает (рис. 1д), что свидетельствует о подавлении сверхпроводимости. Однако результаты показали, что критерий Андерсона здесь не нарушается, и на самом деле это обусловлено восстановлением ферромагнетизма в оболочках крупных кластеров α -фазы (Fe, Cr) [11], показывая тем самым, что локально, без пространственного разделения железа и хрома, сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости в этой системе невозможно. Менее понятными оказались изменения электрических и магнитных свойств образцов при потоке $1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² с кардинальным изменением механизма рассеяния: рассеяние квантовыми дефекта-

ми сменялось эффектами слабой локализации. Безусловно, смену механизма рассеяния можно связать с ростом дефектности образцов, однако для аморфного состояния и само понятие «дефектность» нуждается в уточнении. Увеличение суммарной дозы до $3 \cdot 10^{18}$ ион/см² приводит не только к подавлению сверхпроводимости, но и, несмотря на увеличение беспорядка в атомной подсистеме, к значительному, на 37%, уменьшению величины ρ и возврату механизма рассеяния квантовыми дефектами. Природа переключения механизмов рассеяния оставалась непонятной. Отчасти это можно было связать с увеличением плотности облученных образцов, но изменения ρ были слишком велики, и каких-либо подтверждений этой гипотезы мы не имели. Удивляло также отсутствие заметных изменений электропроводности исследуемых образцов при переходе суперпарамагнетик–ферромагнетик. Кроме того, если после облучения потоком $1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² рост удельного сопротивления сопровождался вполне ожидаемым уменьшением намагниченности образцов в ФМ-области, то корреляция в изменениях электрических и магнитных свойств после второго облучения отсутствовала.

Основываясь на опыте исследований локальной сверхпроводимости [9–11], было логично полагать, что решение этих противоречивых проблем следует искать, изучая особенности кластерной структуры образцов и ее изменения при облучении. В то же время было очевидно, что основные трудности на этом пути будут обусловлены практически полным отсутствием в литературе результатов исследования влияния конкретных элементов атомного порядка аморфных сплавов на их свойства. Полученные нами ранее результаты [9–11] относились к выяснению природы мезоскопической сверхпроводимости и касались, в основном, ее сосуществования с ферромагнетизмом.

В связи с этим, чтобы установить причины переключения механизмов рассеяния, найти связь электрических свойств образцов с магнетизмом и выяснить природу магнитной фрустрации, были выполнены детальные исследования кластерной структуры, электрических и магнитных свойств образцов в исходном состоянии и после ионного облучения. Мы установили природу основных механизмов рассеяния и обнаружили связь магнитного состояния образцов с их электрическими свойствами. Показано, что причины изменений в электропроводности и магнетизме под влиянием ионного облучения обусловлены перестройкой кластеризованной структуры и ростом плотности образцов, увеличением де-

фектности, перераспределением Fe и Cr в крупных α -кластерах (Fe, Cr) и генерацией значительного количества малых кластеров ($D = 40\text{--}80 \text{ \AA}$) с конкурирующими ферромагнитными (FM) и антиферромагнитными (AFM) магнитными взаимодействиями.

2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Лента из аморфного сплава $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{V}_{15}$ шириной 10 мм и толщиной 30 мкм приготовлена скоростной закалкой расплава на быстро вращающейся охлаждающей поверхности [14]. Рентгеноструктурный анализ образцов проводился на основе расшифровки фазовой принадлежности интерференционных максимумов, формирующихся при когерентном рассеянии K_α -лучей Cr фрагментами параллельно расположенных однотипных атомных плоскостей, в соответствии с законом Вульфа – Брэггов: $2d \sin \theta = n\lambda$, где d – межплоскостное расстояние, θ – значение угла дифракционного максимума, λ – длина волны рентгеновского излучения, в интервале углов $\theta = 20^\circ\text{--}50^\circ$. Структуру ленты в исходном состоянии представляют две основные системы кластеров: α -(Fe, Cr), размером $D = 100\text{--}250 \text{ \AA}$, и Fe_3V , размером $D = 70\text{--}100 \text{ \AA}$, распределенных в неупорядоченной среде [9]. Благодаря склонности к фазовому расслоению металлической α -фазы (Fe, Cr) существует тенденция к оттеснению хрома в периферийные области кластеров. Для усиления расслоения железа и хрома в кластерах лента облучалась в ускорителе ионами аргона с энергией 30 кэВ при температурах $T \leq 100^\circ\text{C}$ потоками $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ или $3 \cdot 10^{18}$ ион/см². Вследствие генерации большого количества дефектов в неупорядоченной среде возникают также малые кластеры ($D = 40\text{--}80 \text{ \AA}$), оказывающие влияние на электрические и магнитные свойства образцов. Магнитные свойства лент исследовались с помощью СКВИД-магнитометра в полях до 50 кЭ. Электрические параметры образцов измерялись четырехзондовым методом.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуемый аморфный сплав FeCrV относится к сильнонеоднородным средам, свойства которых определяются типом и концентрацией неоднородностей различного масштаба [10, 15–27]. Мы показываем, что понимание природы мезоскопических эффектов в образцах облегчается при изучении их поведения в неравновесном состоянии, создаваемом ионным облучением. Облучение вызывает пере-

стройку кластерной структуры, увеличение плотности и формирование системы мелких кластеров со свойствами кластерного стекла, способных частично экранировать взаимодействие между ферромагнитными кластерами и играющих важную роль в переключении механизмов рассеяния с увеличением дозы облучения.

3.1. Структура и плотность

Структура исследуемого аморфного сплава $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{V}_{15}$ представляет собой суперпозицию разномасштабных группировок различного состава. Когда в результате закалки расплава формируется аморфная лента, в ней содержатся фракции с разной степенью близости атомного порядка к поликристаллическому состоянию. Наиболее различимы две группы: одна представляет собой континуум в виде разупорядоченной конденсированной среды со средним составом и ближним атомным порядком; другая группа уже достаточно сформировалась в виде кластеров будущих кристаллических фаз, свойственных диаграммам состояний для исследуемых составов и температур закалки. Наиболее подвижные атомы с ненасыщенной металлической связью, Fe и Cr, первыми группируются в кластеры из фрагментов плоскостей с плотной упаковкой типа (110) объемноцентрированной кубической (ОЦК) фазы α -Fe,Cr. Боридная фаза Fe_3V устойчива до температур кристаллизации (около 730 К) образцов и играет важную роль в стабилизации их аморфного состояния. Структура кластеров боридной фазы (с замещением небольшого количества атомов Fe атомами Cr [6]) сложнее металлических и растут они медленнее, поэтому их размер ($D = 70\text{--}100 \text{ \AA}$) существенно меньше размеров кластеров α -фазы (Fe, Cr) ($D = 100\text{--}250 \text{ \AA}$). Диффузионное расслоение расплава с образованием кластеров металлической α -Fe,Cr и метастабильной тетрагональной t - Fe_3V или орторомбической o - Fe_3V фаз до равновесного состояния системы останавливается быстрой закалкой, в результате чего возникает межкластерная среда, содержащая «замороженные» разупорядоченные атомы. Химические соединения хрома с бором, образующиеся при высоких температурах [28], не обнаружены, и в боридной фазе хром может содержаться только в виде примеси.

Облучение аморфного сплава потоками ионов Ar^+ переводит атомную структуру в сильнонеравновесное состояние, при котором интенсивно перемещаются встречные потоки ионов и вакансий, в результате чего материал уплотняется с изменени-

ем атомного порядка. Низкие температуры облучения не дают возможности реализоваться переходу в кристаллическое состояние, лишь способствуя формированию большого количества новых близко расположенных друг к другу мелких кластеров ($D = 40\text{--}80 \text{ \AA}$) в процессе локальной самоорганизации атомов неупорядоченной среды при генерации неравновесных дефектов.

Исследования рентгеновских дифракционных картин от аморфного сплава $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{V}_{15}$ в исходном состоянии и после облучения показывают, что для всех образцов основной максимум расщеплен на два (рис. 2), свидетельствуя о тенденции к концентрационному разделению металлической фазы $\alpha\text{-(Fe, Cr)} \rightarrow \alpha\text{-Fe} + \alpha\text{-Cr}$ с пространственным перераспределением атомов железа и хрома в кластерах α -фазы.

Химическая активность бора очень высока, поэтому бор имеет тенденцию насыщать свои валентные связи, вследствие чего 45 % железа от его полной концентрации (67 %) в аморфном сплаве стремится к образованию фазы Fe_3B . Оставшиеся 22 % железа входят в состав металлической фазы, концентрируясь преимущественно в центральных частях кластеров. Если размер такой группировки превышает суперпарамагнитный предел (для чистого железа он равен 50 \AA [29], увеличиваясь с ростом концентрации хрома), то она может давать вклад в ферромагнетизм.

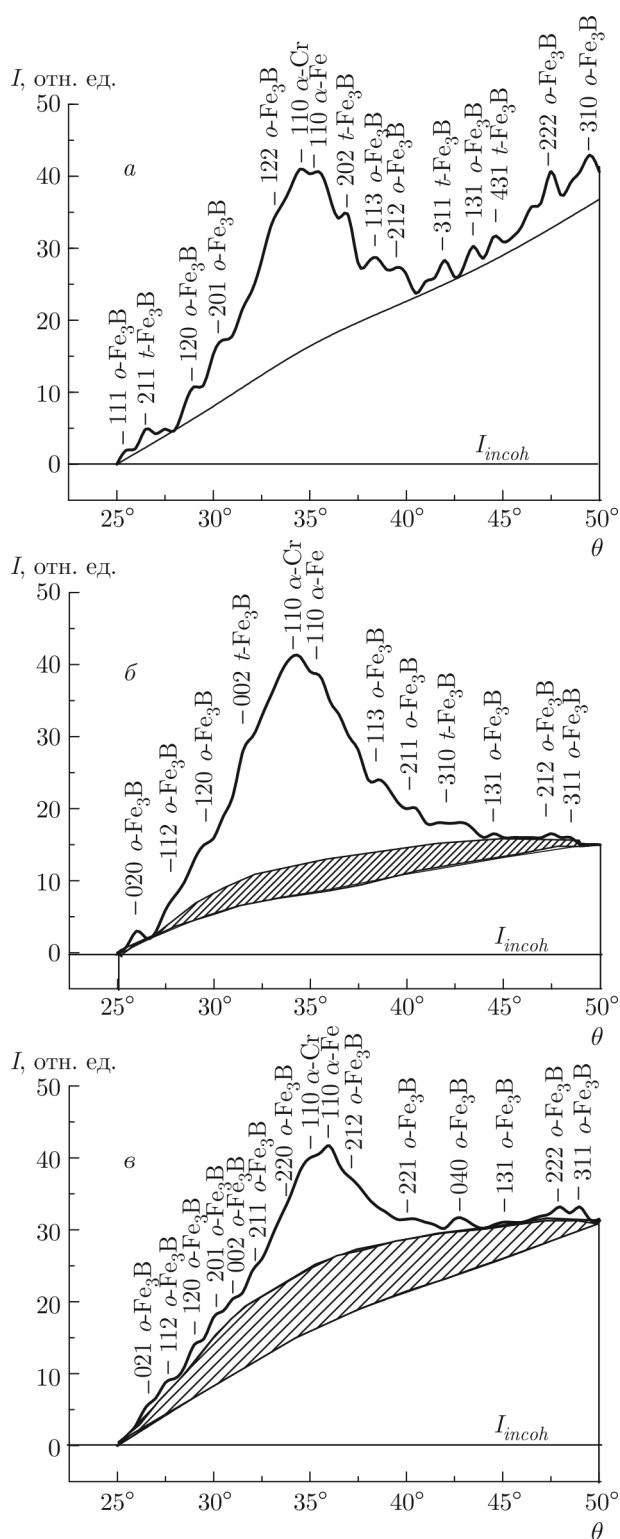
Диффузные максимумы, наблюдающиеся над гало, соответствуют положениям линий (110) $\alpha\text{-Cr}$ и (110) $\alpha\text{-Fe}$, а также фаз $t\text{-Fe}_3\text{B}$ и $o\text{-Fe}_3\text{B}$ (рис. 2). Очевидно, что фрагменты плоскостей типа (110) являются основными структурными элементами в кластерах металлической фазы. Эти фрагменты легко застраивающихся плоскостей с низкими индексами и наиболее плотной упаковкой атомов формируются еще в расплаве и подрастают за время закалки, $\tau \sim 10^{-6}$ с, в процессе приготовления аморфного сплава.

После облучения образцов потоком ионов $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² оба диффузных максимума, (110) $\alpha\text{-Cr}$ и (110) $\alpha\text{-Fe}$, характеризующие металлическую фазу, смещаются к меньшим углам θ (рис. 2), что связано с увеличением межплоскостных расстояний во фрагментах плоскостей, которые формируют кластерные оболочки, куда оттесняется хром при облучении. Наличие растянутых плоскостей — это результат усиления неоднородности образцов при перемещении хрома из центральных частей кластеров к периферии во время ионного облучения. Напротив, после облучения дозой

$\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см² диффузные максимумы смещаются к большим углам, указывая на наличие сжатых плоскостей.

Дифракционные картины на рис. 2 демонстрируют качественное различие между исходным состоянием и состояниями после облучения образцов. Линия фона отделяет область когерентного рассеяния рентгеновских лучей упорядоченно расположенными атомами (кластерами) от некогерентного рассеяния неупорядоченно расположенными атомами в межкластерной среде. Проведенная в соответствии с законом некогерентного рассеяния для аморфных материалов, $I_{incoh} \propto \sin^2 \theta$, линия фона позволяет обнаружить мелкодисперсную фракцию из малых кластеров, образующихся в процессе ионного (Ar^+) облучения образцов при активном участии атомов межкластерной среды.

В исходном состоянии объем всех кластерных образований втрое меньше объема, занимаемого упорядоченно расположенными атомами, что видно из сравнения соответствующих интегральных интенсивностей, I_{coh} и I_{incoh} (рис. 2a). В структуре образцов, облученных ионами Ar^+ (рис. 2б,в), образуется большое количество новых мелких кластеров, представленных вторым широким диффузным максимумом (гало 2) на рис. 2б,в, не выявляющимся в исходном состоянии. Как и основное гало, гало 2 формируется излучением, рассеянным фрагментами кристаллоподобных плоскостей с наиболее плотной упаковкой атомов, но только с размерами, в несколько раз меньшими по сравнению с крупными кластерами. Экспериментально это подтверждается увеличением интегральной интенсивности когерентного рассеяния рентгеновских лучей при заметном уменьшении интенсивности некогерентного рассеяния, несмотря на рост концентрации дефектов при облучении (рис. 2a,б); доля объема, занимаемого неупорядоченной межкластерной средой, уменьшается при этом от 75 % до 45 %. Низкая температура ионной бомбардировки (не выше 100°C) способствует преимущественному развитию центров зарождения новых кластеров по сравнению с развитием уже существующих. Мелкие кластеры формируются в местах с повышенной концентрацией дефектов на основе атомных группировок с ближним порядком, докритического, докластерного состояния, размером $10\text{--}20 \text{ \AA}$. В межкластерной среде, представляющей значительный резервуар атомов для реализации всех возможных структурных превращений, эти группировки играют роль зародышей для будущих кластеров, активно развивающиеся под влиянием облучения.



С увеличением длительности облучения (рис. 2в) процесс образования мелких кластеров продолжается. Проведенный нами анализ их размеров по ширине диффузных максимумов в области второго гало показал, что средний размер мелких кластеров уменьшается от примерно 80 Å в случае однократно облученных образцов (рис. 2б) до 40 Å после облучения двойной дозой (рис. 2в). При этом их концентрация становится столь высокой, что при перекрытии периферийных областей они начинают взаимодействовать друг с другом (как в случае мелкокристаллической структуры) с возникновением большой концентрации дефектов на границах, что видно при сопоставлении рис. 2в с рис. 2б по заметному подрастанию интенсивности некогерентного излучения по сравнению с когерентным. Увеличение дозы ионного облучения (рис. 2в) вызывает рост интегральной интенсивности гало 2 примерно вдвое по сравнению с однократным облучением (рис. 2б); доля объема, занимаемого этими кластерами, увеличивается от 15 % до 30 %.

Формирующаяся при облучении разнокалиберная структура кластеров различается и составом химических элементов. Главное различие связано с кластерами металлической фазы α -Fe, α -Cr. Структура исходных образцов формируется закалкой из жидкого состояния и поэтому кластеры имеют достаточно совершенный атомный порядок, а по составу соответствуют будущим фазам. Кластеры, возникающие в аморфной ленте в результате ионно-стимулированной диффузии при низких температурах, $T_{irrad} < 100^\circ\text{C}$, являются гораздо более дефектными. Перераспределение атомов хрома и железа под влиянием облучения в крупных кластерах делает их неоднородными: центральные ФМ-части состоят преимущественно из железа, а АФМ-оболочки обогащены хромом. В мелких же кластерах склонность к фазовому расслоению, особенно при больших дозах облучения, приводит к различию в их составе: одни сформированы преимущественно из атомов железа, а другие — из атомов хрома.

Рис. 2. Изменение распределения интенсивностей когерентного (гало) и некогерентного (фон) рассеяния рентгеновских лучей аморфными образцами $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{B}_{15}$: а — в исходном состоянии; б — облученных ионами Ar^+ ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/ см^2) с одной стороны ленты; в — дважды облученных ($\Phi = 3.0 \cdot 10^{18}$ ион/ см^2) с двух сторон ленты. Штриховкой на рис. 2б,в показаны области (гало 2), образованные в результате рассеяния рентгеновских лучей мелкодисперсными кластерами

Это сопровождается также уплотнением структуры аморфного сплава.

Измерения показали, что плотность облученных образцов рис. 2в увеличивается вдвое, от 3.6 г/см^3 до 7.4 г/см^3 , приближаясь к плотности кристаллического железа (7.8 г/см^3). Заметный вклад в гигантское изменение плотности связан с переходами кластеров боридной фазы от тетрагональной структуры к орторомбической, с увеличением координационного числа от 6 до 8. Однако изменение координационного числа в фазе Fe_3B дает лишь около 30% от суммарного увеличения плотности. Основные изменения (порядка 70%) связаны с уменьшением объема нанопустот, которые можно представить как скопления вакансий. Выход нанопустот на поверхность реализуется под влиянием диффузии неравновесных дефектов, генерируемых ионным облучением. Основную роль в этом играет диффузия вакансий, являющихся наиболее подвижными точечными дефектами, из приповерхностного слоя сквозь толщу ленты к ее тыльной поверхности. Очевидно, что входящие в состав ленты атомы движутся в противоположную сторону. Взаимодействие движущегося потока атомов с попадающими на его пути нанопустотами приводит к рекомбинации атомов с вакансиями и уменьшению объема нанопустот, постепенно выходящих на поверхность. В эксперименте данный механизм движения неравновесных дефектов проявляется в уменьшении толщины ленты. Он включается и начинает действовать при накоплении достаточного беспорядка в атомной подсистеме, когда структурные элементы приобретают необходимую подвижность. При потоке $\Phi = 3 \cdot 10^{18} \text{ ион/см}^2$ с ростом внутренних напряжений фазовое разделение атомов Fe и Cr прекращается и диффузионный процесс в обратном направлении способствует более однородному распределению железа и хрома в кластерах. Столь значительные изменения плотности, согласующиеся с концепцией свободного объема [30], оказались возможны благодаря уникальному сочетанию особенностей кластерной структуры аморфной ленты, наличию нанопустот и создаваемому облучением неравновесному состоянию образцов.

Особенности перестройки структуры под действием ионного облучения и связанные с ними изменения в кластерном магнетизме образцов $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{V}_{15}$ проявляются в спектрах магнитного резонансного поглощения; условие резонанса имеет вид

$$\sqrt{(H + 4\pi M_{eff})H} = \frac{\omega}{\gamma},$$

где M_{eff} — эффективная намагниченность, $4\pi M_{eff} = 4\pi M_S - 2K/M_S$, M_S — спонтанная намагниченность, K — одноосная магнитная анизотропия и γ — гиромагнитное отношение [11]. Спектр исходной ленты $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{V}_{15}$ ($T_C \approx 162 \text{ K}$) состоит из четырех линий, соответствующих четырем слабо взаимодействующим между собой магнитным фазам с различными эффективными магнитными моментами [10]. Эти результаты подтверждают нахождение образцов в сильнонеоднородном состоянии и показывают, что основную роль в фазовом разделении, как структурном, так и магнитном, играет хром. Три линии представляют металлическую фазу и одна — неупорядоченную межкластерную среду с ближним атомным порядком. Важно, что линия, обусловленная существованием этой среды, исчезает в спектрах облученных образцов, подтверждая уменьшение объема неупорядоченной межкластерной среды в результате генерации большого количества мелких металлических кластеров и то, что рост фона для образца рис. 2в обусловлен перекрытием кластеров. После двойного облучения, $\Phi = 3.0 \cdot 10^{18} \text{ ион/см}^2$, спектры демонстрируют тенденцию к увеличению магнитного взаимодействия между металлическими фазами. Фаза Fe_3B самостоятельной линии в спектрах не имеет.

3.2. Магнитные свойства

Изучая ферромагнитное (FM) и суперпарамагнитное (SPM) состояния аморфных образцов FeCrV , мы выявили связь магнитных свойств с особенностями их кластерной структуры. Показано, что изменения в магнетизме при ионном облучении обусловлены восстановлением ферромагнетизма в крупных α -кластерах (Fe, Cr), уменьшением расстояния между ними при гигантском увеличении плотности образца и генерацией мелких кластеров с конкурирующими магнитными FM- и AFM-взаимодействиями.

3.2.1. Природа кластерного магнетизма аморфного сплава FeCrV

Аморфные металлические сплавы FeCrV относятся к мягким ферромагнетикам. Это обусловлено малыми размерами кластеров и наличием в них периферийных областей, обеспечивающих плавный переход от порядка в центральной части кластеров к беспорядку в неупорядоченной межкластерной среде и качественно отличающихся от межкристаллитных границ поликристаллов отсутствием явно выра-

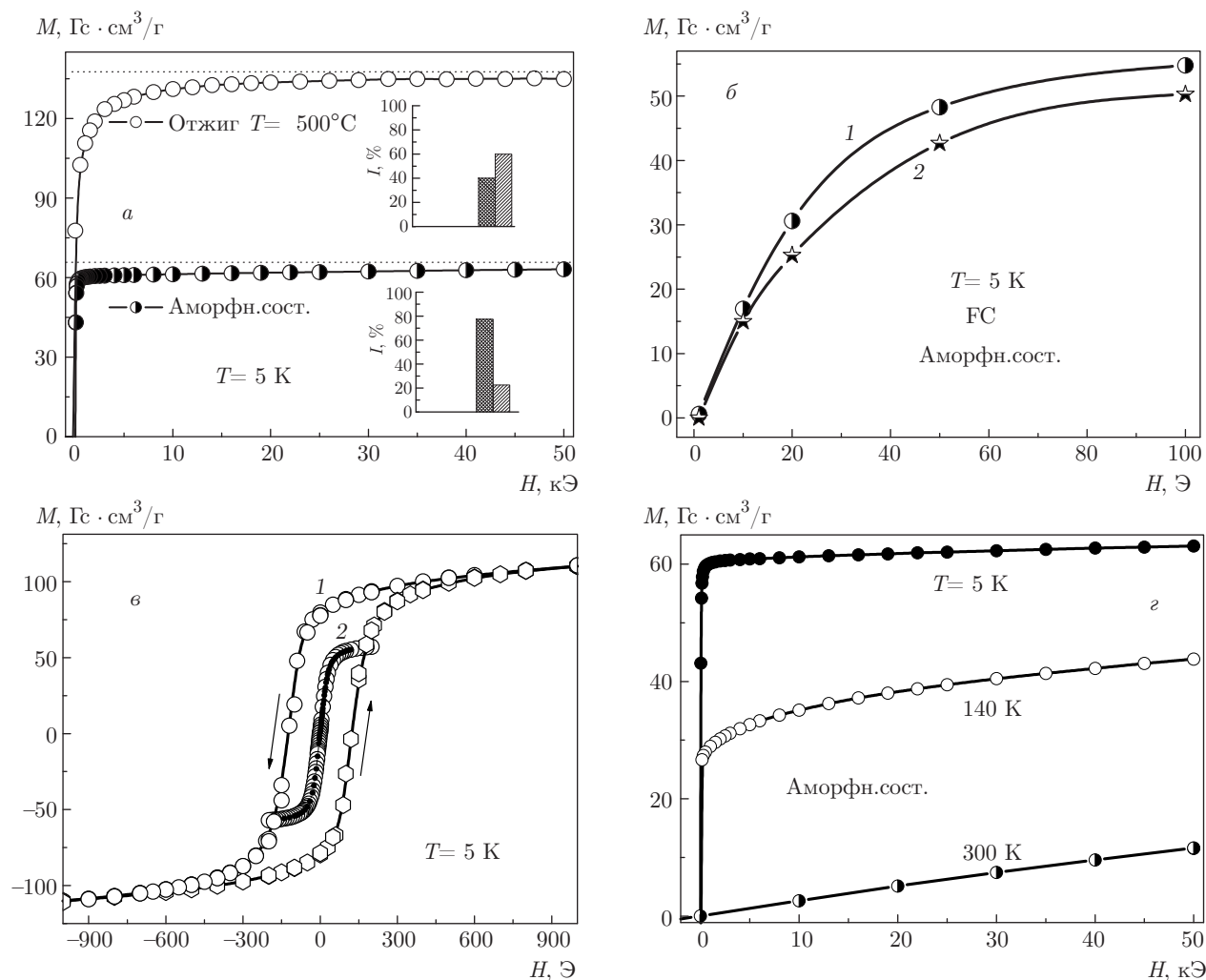


Рис. 3. Зависимости намагниченности ($T = 5 \text{ K}$) от внешнего поля (a, b, d) и петли гистерезиса (c) для образцов в исходном аморфном состоянии и на начальной стадии кристаллизации в процессе отжига при $T_a = 500^\circ\text{C}$. На вставках приведены нормированные интегральные интенсивности когерентного (столбики справа) и некогерентного рассеяния (столбики слева). Для исходного состояния петля гистерезиса (2) расположена внутри петли (1) для отожженного образца. На рис. 3б сравниваются зависимости $M(H)$ в слабых полях в FC-режиме для исходного состояния (1) и после облучения потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² (2)

женной поверхности раздела. Природа периферийных областей связана с механизмом роста кластеров в неравновесных условиях. Периферийные области кластеров являются универсальными и уникальными структурными элементами, обеспечивающими фундаментальное отличие аморфных и стеклообразных материалов от микро- и нанокристаллических веществ [31].

Понятия «порядок» и «беспорядок» относятся и к атомной, и к магнитной подсистемам. Для исходного состояния объем периферийной области сопоставим с объемом центральной части кластера. При

нагреве аморфных образцов упорядоченные группы атомов играют роль зародышей кристаллической фазы, увеличиваясь в размерах за счет подстраивания к ним ближайших атомов из окружения и стимулируя упорядочение периферийных областей. Наличие кристаллического поля в центральной части кластера облегчает этот процесс. В результате, намагниченность на начальных стадиях кристаллизации увеличивается вдвое (рис. 3а). В то же время, аморфное состояние еще сохраняется. Совершенствование атомного порядка в кластерах сопровождается также перераспределением хрома, кото-

рый оттесняется преимущественно в периферийные области кластеров, усиливая этим роль антиферромагнетизма в магнитных свойствах. Для исходного состояния $T_C = 172$ К; различие между кривыми FC (field cooling) — температурными зависимостями намагниченности $M(T)$, измеренными после охлаждения образца в магнитном поле, — и ZFC (zero field cooling) — при измерениях после охлаждения образца в нулевом поле, — проявляется лишь в слабых полях. Рост размера FM-областей после отжига вызывает существенное повышение температуры Кюри, до $T_C > 300$ К, и увеличение различий в зависимостях $M(T)$ в режимах FC и ZFC.

Этот результат согласуется с рентгеноструктурными данными: интегральная интенсивность когерентного рассеяния, определяющая объем структурно-упорядоченных областей, также увеличивается вдвое (вставка на рис. 3а). Увеличение объема магнитоупорядоченных областей приводит к существенному затягиванию выхода зависимости $M(H)$ на насыщение, $M(H) \approx \text{const}$. Если для аморфной ленты, в исходном состоянии и после облучения, это происходит уже в полях $H \sim 100$ Э (рис. 3а,б), то для отожженного образца необходима поля $H > 20$ кЭ (рис. 3а). В результате, ширина петли гистерезиса увеличивается на три порядка по сравнению с исходным состоянием, для которого характерна практически нулевая петля гистерезиса (рис. 3в). По величине коэрцитивной силы образца в этом состоянии можно уже отнести к магнито жестким ферромагнетикам [32]. В исходных образцах FM-состояние существует при низких температурах, $T < 172$ К; в SPM-области (при $T > 172$ К) наблюдается линейная зависимость $M(H)$ (рис. 3г).

3.2.2. Влияние ионного облучения на магнитные свойства образцов

Благодаря наличию хрома и кластеров небольшого размера с протяженными периферийными областями, переход как исходных, так и облученных образцов (содержащих 67% Fe) в FM-состояние реализуется при температурах $T < 172$ К (рис. 4а). Если в образцах хром заменить железом (рис. 4б), то температура Кюри повышается до 630 К, а наиболее интересные особенности на зависимостях $M(T)$ исчезают. После облучения дозой $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² намагниченность в FM-области заметно уменьшается, что видно из зависимостей $M(H)$ для $T = 5$ К на рис. 3б и на рис. 4а (кривые 1, 2, $T > 5$ К); температура Кюри понижается от 172 К до 139 К. В соответ-

ствии с аргументами, приведенными в разд. 3.1, смещение температурной зависимости магнитной восприимчивости в сторону низких температур, очевидно, обусловлено развитием процесса концентрационного разделения железа и хрома в кластеризованной структуре α -фазы (Fe, Cr) и усилением роли конкурирующих (FM и AFM) магнитных взаимодействий.

Однако после облучения дозой $\Phi = 3.0 \times 10^{18}$ ион/см² наблюдается частичный возврат магнитных свойств к исходному состоянию (рис. 4а). Температурная зависимость магнитной восприимчивости, $M(T)/H$, смещается ближе к кривой для образца до облучения, а величина T_C увеличивается до 147 К. Эти изменения в кластерном магнетизме связаны с переходом α -кластеров (Fe, Cr) в состояние с более однородным распределением железа и хрома.

Логарифмическая шкала для оси y на рис. 4в позволяет наблюдать температурные зависимости магнитной восприимчивости в SPM-области, при $T > 172$ К. В результате интенсивной генерации неравновесных дефектов и их высокой подвижности ионное облучение облегчает формирование значительного количества малых кластеров в разупорядоченной межкластерной среде. Вследствие этого, при $T > 172$ К, в отличие от FM-области, наблюдается заметное и монотонное увеличение магнитной восприимчивости с увеличением дозы облучения (рис. 4г). Для облученных образцов, благодаря увеличению количества мелких кластеров, намагниченность в SPM-области увеличивается в 2–4 раза по сравнению с исходным состоянием (рис. 4в).

Фаза Fe₃B играет важную роль в формировании структуры и стабильности аморфного сплава, занимает до 40% от полного объема образцов, но, скорее всего, не дает вклад в ферромагнетизм: согласно оценкам, средний магнитный момент для железа в исследуемых образцах равен всего $0.7\mu_B$ /атом Fe, что согласуется с ожидаемым вкладом крупных кластеров α -фазы Fe, Cr. Кроме малого размера кластеров Fe₃B ($D \approx 70$ – 100 Å), который, из-за очевидного влияния бора, меньше суперпарамагнитного предела для данной фазы, в этом результате может быть и некоторый вклад от антиферромагнитного хрома, входящего в состав кластеров (Fe(Cr))₃B в качестве примеси [6]. В высокотемпературной SPM-области кластеры Fe₃B определяют магнитные свойства исходных образцов, дают около половины намагниченности в облученном образце ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см²) и около четверти после воздействия потоком $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см² (рис. 4в).

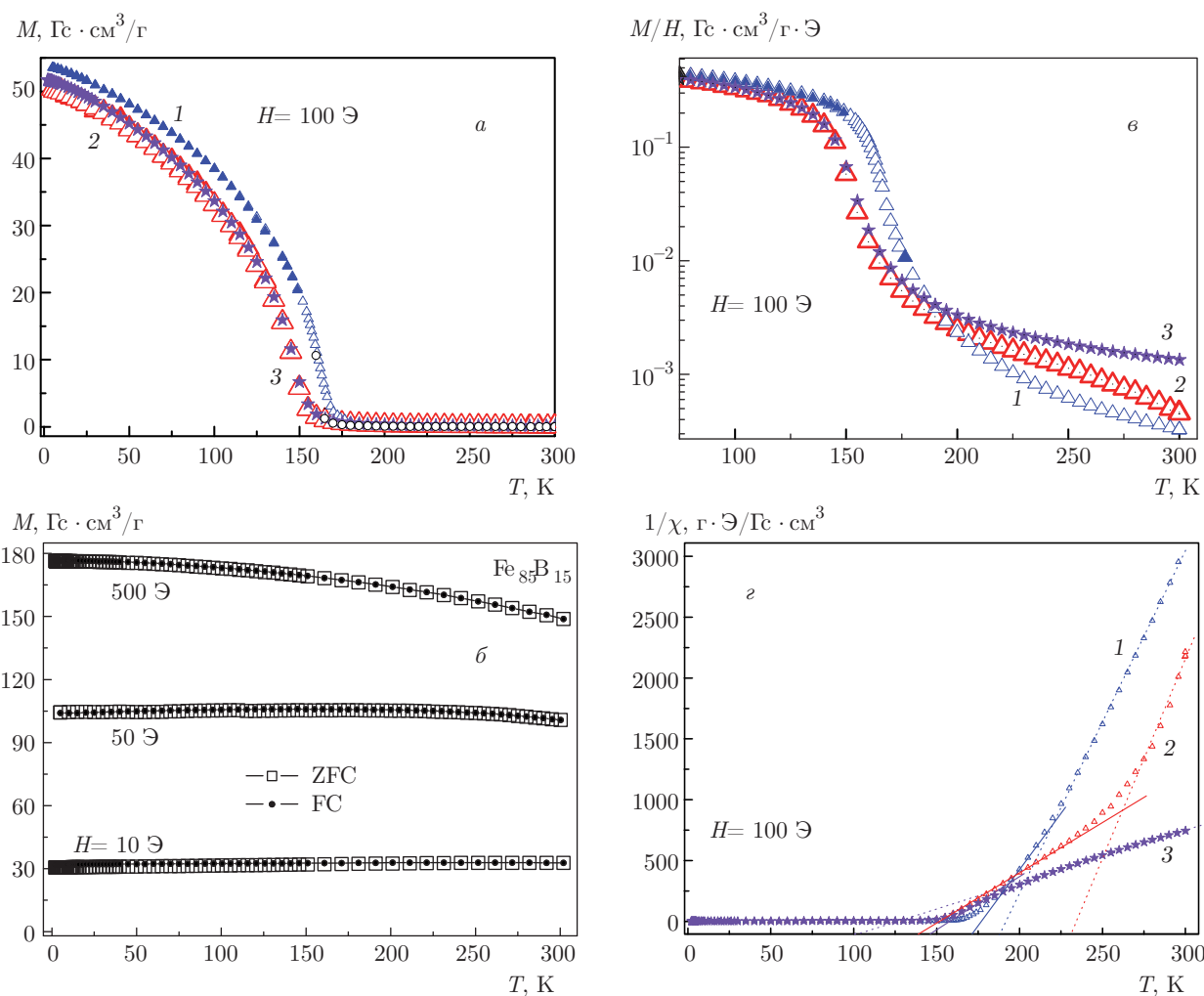


Рис. 4. а) Температурные зависимости намагниченности образцов $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{B}_{15}$ в исходном состоянии (1) и после облучения потоками $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² (2) и $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см² (3, звездочки); б) температурные зависимости магнитной восприимчивости образцов в логарифмическом масштабе для оси y; в) температурные зависимости намагниченности образца $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$, не содержащего хром; г) температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости образцов. На рис. 4б для сравнения показаны температурные зависимости намагниченности образца $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$, не содержащего хром

Рассмотрим температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости ($1/\chi = f(T)$) в окрестности температуры Кюри (рис. 4г). Каждая из приведенных на рис. 4г зависимостей имеет по два основных участка. В низкотемпературном диапазоне кривые характеризуют переход образцов из SPM- в FM-состояние. При высоких температурах зависимость $\chi(T)$ определяется законом Кюри – Вейсса для парамагнетика

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \theta_p}, \quad (1)$$

где θ_p — парамагнитная температура Кюри и C — постоянная. Для исходного состояния $\theta_p = 188$ К,

что на 16 К выше по сравнению с температурой Кюри (172 К); в соответствии с данными по структуре (рис. 2а), его магнитные свойства в SPM-области определяются крупными α -кластерами (Fe, Cr) и кластерами боридной фазы. После первого облучения ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см²) наблюдается увеличение постоянной θ_p до 231 К при снижении температуры Кюри до 139 К. Снижение T_C , вероятно, обусловлено вытеснением хрома в периферийные области крупных кластеров с уменьшением их размера, однако рост θ_p с увеличением интервала между значениями T_C и θ_p для облученного образца этим объяснить нельзя. С увеличением дозы облучения от $1.5 \cdot 10^{18}$ до $3 \cdot 10^{18}$ ион/см², напротив, наблюдаются

небольшой рост T_C — от $T = 139$ К до $T = 147$ К — и значительное — от $T = 231$ К до $T = 103$ К — понижение величины θ_p . Из этих данных видно, что прямой связи между T_C и θ_p нет.

Немонотонные изменения величины θ_p при облучении являются необычными, свидетельствуя о качественных изменениях в магнитной подсистеме. Снижение θ_p можно было бы связать с развитием АФМ-взаимодействий в кластерах при облучении, например, обусловленных углублением фазового расслоения в них железа и хрома, однако это противоречит результатам рентгеноструктурных исследований. Существует более простое объяснение, согласующееся с экспериментом.

Для парамагнитного состояния отклонение закона Кюри – Вейсса (1) от закона Кюри определяется наличием в знаменателе (1) величины θ_p , характеризующей взаимодействие локальных магнитных моментов (в нашем случае относящихся к суперпарамагнитным кластерам) в исследуемой системе: $\theta_p > 0$ для взаимодействий ФМ-типа и $\theta_p < 0$, если взаимодействие между кластерами имеет АФМ-характер.

После первого облучения ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см²) снижение интенсивности фона связано с уменьшением объема неупорядоченной межкластерной среды при генерации системы малых кластеров (рис. 2); доля занимаемого ими объема достигает 15%. Их размеры (порядка 80 Å) еще достаточно велики, и распределение железа и хрома в них принципиально не меняется по сравнению с крупными кластерами. Наряду с α -кластерами (Fe, Cr) и кластерами боридной фазы они дают заметный вклад в намагниченность в SPM-области. В результате уменьшение расстояния между кластерами усиливает взаимодействие между ними и приводит к значительному увеличению парамагнитной температуры Кюри θ_p , от $T = 188$ К до $T = 231$ К. После второго облучения ($\Phi = 3.0 \cdot 10^{18}$ ион/см²) ослабление взаимодействий между кластерами, вызывающее резкое снижение θ_p , обусловлено качественными изменениями в системе мелких кластеров с уменьшением их размера — примерно от 80 Å до 40 Å.

Поскольку нет оснований связать это с усилением антиферромагнетизма в крупных кластерах, такое поведение θ_p может быть обусловлено возникновением прослоек со свойствами кластерного стекла, также способных экранировать взаимодействие между кластерами, снижая тем самым величину θ_p . Такие прослойки в состоянии магнитной фрустрации формируются при внесении значительного беспорядка в их магнитную структуру. Это воз-

можно, когда в неупорядоченной среде одновременно генерируются мелкие кластеры АФМ-типа, обогащенные хромом, и ФМ-типа, обогащенные железом. Подобная ситуация как раз и реализуется в процессе второго облучения ($\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см²). С уменьшением объема межкластерной среды (уже ограниченной первым облучением) вероятность превращения метастабильных флуктуаций порядка в устойчивые кластеры постоянно уменьшается, формирование больших кластеров невозможно, и средний размер новых мелких кластеров составляет примерно 40 Å. Магнитные свойства крупных кластеров зависят от пространственного распределения в них железа и хрома [9–11]. Для мелких же кластеров ($D \sim 40$ Å), возникающих из неравновесного состояния в неупорядоченной межкластерной среде, где железо и хром присутствуют примерно в равных количествах, происходит локальная сепарация по составу самих кластеров. Этому способствуют различные АФМ- и ФМ-взаимодействия, усиливающие фазовое расслоение в аморфном сплаве, со стремлением атомов хрома и железа окружить себя подобными атомами [33]. В результате в процессе генерации неравновесных дефектов ионным облучением возникает система кластеров, обогащенных железом, со склонностью к ФМ-упорядочению, перемешанных случайным образом с кластерами, обогащенными хромом и имеющими тенденцию к АФМ-взаимодействию. Вероятность формирования подобной системы кластеров, очевидно, увеличивается с уменьшением их размера. При этом возникает фрустрированная среда со свойствами кластерного стекла, проявляющаяся на рис. 4г в аномально сильном снижении θ_p после облучения потоком $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см².

В ФМ-области намагниченность быстро насыщается с увеличением поля (рис. 3а), в то время как в SPM-интервале температур линейно растет с полем (рис. 3г). В результате в сильных полях на зависимостях $\chi(T)$ можно наблюдать оба участка в обычном линейном масштабе (рис. 5а); для сравнения там же приведена кривая, полученная при измерениях в слабом поле. Переход из SPM- в ФМ-состояние при $H = 50$ кЭ оказывается размытым, что затрудняет определение параметров образцов (рис. 5б). Следует отметить, что в сильных полях разница в параметрах исходного и облученного образцов сохраняется.

Однако все же наиболее интересными оказываются результаты, полученные при измерениях в слабых полях, в которых можно наблюдать отчетливое различие между кривыми FC и ZFC как для исходного, так и для облученных образцов (рис. 6а).

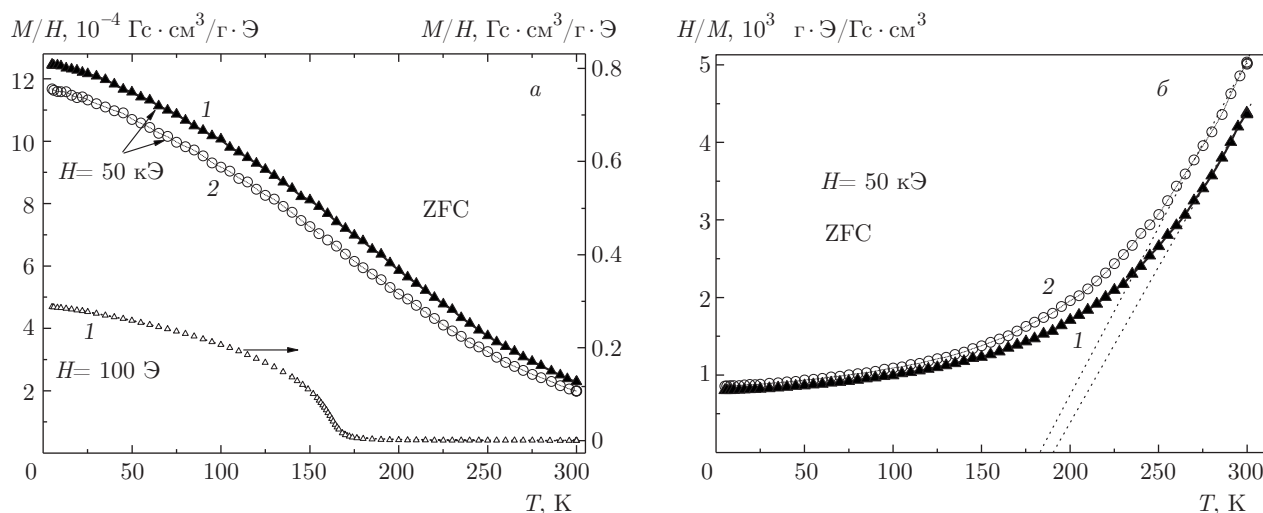


Рис. 5. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi = M/H$ (а) и $1/\chi = H/M$ (б) в поле $H = 50 \text{ кЭ}$ для исходного состояния (1) и после облучения потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ ион/см}^2$ (2)

Разница между кривыми FC и ZFC невелика, 2–3% при $H = 10 \text{ Э}$, и она быстро уменьшается с ростом внешнего поля (рис. 6б). Увеличение H до 100 Э снижает эту разницу почти на три порядка. Зависимость величины $M_{FC} - M_{ZFC}$ от поля можно аппроксимировать степенной функцией: $(M_{FC} - M_{ZFC})/M_{FC} \propto H^{-1.214}$. Если не учитывать точку $H = 1 \text{ Э}$, в которой точно определить величину поля весьма проблематично, то на рисунке видно, что разность $M_{FC} - M_{ZFC}$ выше для облученного образца и меньше зависит от поля ($(M_{FC} - M_{ZFC})/M_{FC} \propto H^{-0.87}$), что может указывать на частичную экранировку внешнего поля системой мелких кластеров.

В принципе, различие между кривыми FC и ZFC здесь может быть связано с двумя основными причинами — с доменной структурой или с наличием случайных и конкурирующих FM- и AFM-взаимодействий между магнитными моментами кластеров, которые могут стать причиной магнитной фрустрации и, в конечном итоге, привести к магнитному неупорядоченному состоянию. Однако в исследуемых образцах даже самые крупные кластеры являются однодоменными [32]. При наличии протяженных периферийных областей, затрудняющих взаимодействие магнитных моментов кластеров, перколяция не может обеспечить формирование дальнего магнитного порядка и возникновение классической доменной структуры ни для боридной Fe_3B , ни для металлической $\alpha\text{-Fe}$, $\alpha\text{-Cr}$ фаз. Следует отметить, что та же причина вызывает появление практически нулевой петли гистерезиса; с началом кристаллиза-

ции после структурного и магнитного упорядочения периферийных областей кластеров при увеличении коэрцитивной силы на три порядка картина полностью меняется (рис. 3в).

Следовательно, при наличии разномасштабных кластеров с протяженными границами без корреляций в атомном порядке, различающихся по химическому составу и, судя по спектрам резонансного магнитного поглощения, слабо взаимодействующих между собой, механизм фрустрации и природу максимума на кривых ZFC следует связывать со второй причиной. Наиболее вероятна конфигурация, в которой островковая структура кластерного стекла, возникающая на основе системы генерируемых облучением малых кластеров, встроена в FM-среду. Концентрация таких кластеров быстро увеличивается при ионном облучении (рис. 2, 4в). С увеличением дозы облучения максимум на кривых ZFC становится все более заметным, смещаясь в сторону низких температур (рис. 6а). Таким образом, логично связать эти особенности с наличием сопоставимых по количеству (это определяется соотношением концентраций железа и хрома в металлической фазе) малых кластеров FM- и AFM-типов, обеспечивающих возникновение конкурирующих FM- и AFM-взаимодействий. В то же время, эти кластеры встроены в ферромагнитную среду, которая определяет основные магнитные свойства образцов. В связи с этим, различие между кривыми FC и ZFC невелико, оно наблюдается только при низких температурах, где ферромагнетизм уже мало меняется, и в слабых полях, $H < 100 \text{ Э}$.

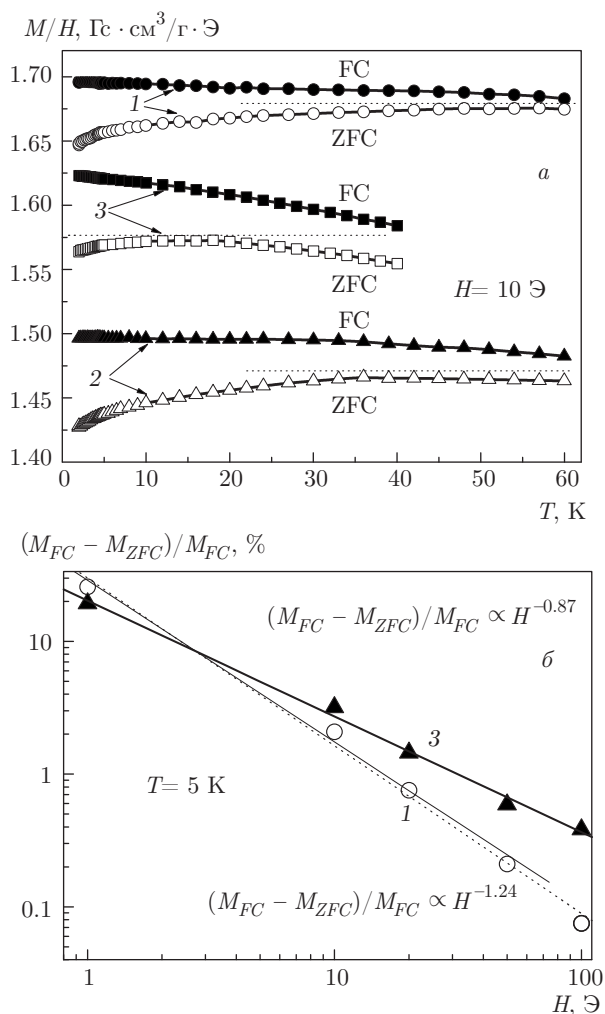


Рис. 6. Поведение параметров исходных (1) образцов и после облучения (2,3) в слабых полях. а) Температурные зависимости магнитной восприимчивости в поле $H = 10$ Э; б) зависимости разницы намагниченностей, измеренных в режимах FC и ZFC для исходного состояния (1) и после облучения потоком $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см² (3)

В пользу этой гипотезы могут служить наблюдающиеся в эксперименте характерные признаки кластерных стекол [34]: монотонное повышение намагниченности в режиме FC при понижении температуры практически в любых полях; температура максимума на кривых ZFC сильно зависит от магнитного поля (например, в наших экспериментах для образца, облученного потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см², температура $T_{max} = 42$ К в поле $H = 10$ Э снижается до 22 К в поле $H = 20$ Э). Наличие прослоек из кластерного стекла является основной причиной неполного восстановления ферромагнетизма в образцах после облучения большой дозой ($\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см²). Несмотря на улучшение однород-

ности в распределении железа и хрома в крупных кластерах и гигантское увеличение плотности, намагниченность остается заметно меньше, чем была до облучения, и кривые FC и ZFC занимают промежуточное положение между соответствующими зависимостями для исходного состояния и после первого облучения (рис. 6а). Температура Кюри ($T_C = 147$ К) также значительно ниже по сравнению с исходными образцами, для которых $T_C = 172$ К.

3.2.3. Магнитная фрустрация: температурные зависимости параметра порядка и высоты барьера

Если разница в намагниченностях $M_{FC} - M_{ZFC}$ характеризует полную концентрацию замороженных локальных магнитных моментов, то в этом случае наиболее вероятно экспоненциальная зависимость $M_{FC} - M_{ZFC}$ от температуры:

$$M_{FC} - M_{ZFC} = \delta M(T, H) = (\delta M)_0 \exp[\Delta E(T)/kT], \quad (2)$$

где $\Delta E(T)$ — высота соответствующих потенциальных барьеров. Это действительно согласуется с экспериментом (рис. 7а), но только при условии, что и сама величина ΔE зависит от температуры. В соответствии с поведением усредненных значений производной

$$\partial \ln[(M_{FC} - M_{ZFC})] / \partial(1/kT) = \Delta E(T),$$

в степенной зависимости $\Delta E(T) = B_1 T^n$ показатель степени n уменьшается от $n = 1.73$ до $n = 1.41$ с увеличением концентрации мелких кластеров (рис. 7б). Однако наряду с этим, экспериментальные данные неплохо согласуются и с необычной для активационных процессов зависимостью $M_{FC} - M_{ZFC} = f(T)$:

$$M_{FC} - M_{ZFC} = \delta M(T, H) = (\delta M)_1 \exp(-\alpha T). \quad (3)$$

На каждой из представленных на рис. 7в зависимостей наблюдаются по два участка, $T < 8$ К и $T > 10$ К, где коэффициент α зависит от состояния образца.

Для разрешения данного противоречия мы воспользовались результатами теории Доценко [35], предназначенной для описания релаксационных явлений в спиновых стеклах. Ранее [36] мы имели положительный опыт использования элементов этой теории для описания магнитных явлений в кластерных стеклах LaSrMnO. В соответствии с результатами [35, 36] это дает возможность конкретизировать вид температурной зависимости высоты барьера, представляя ее в виде

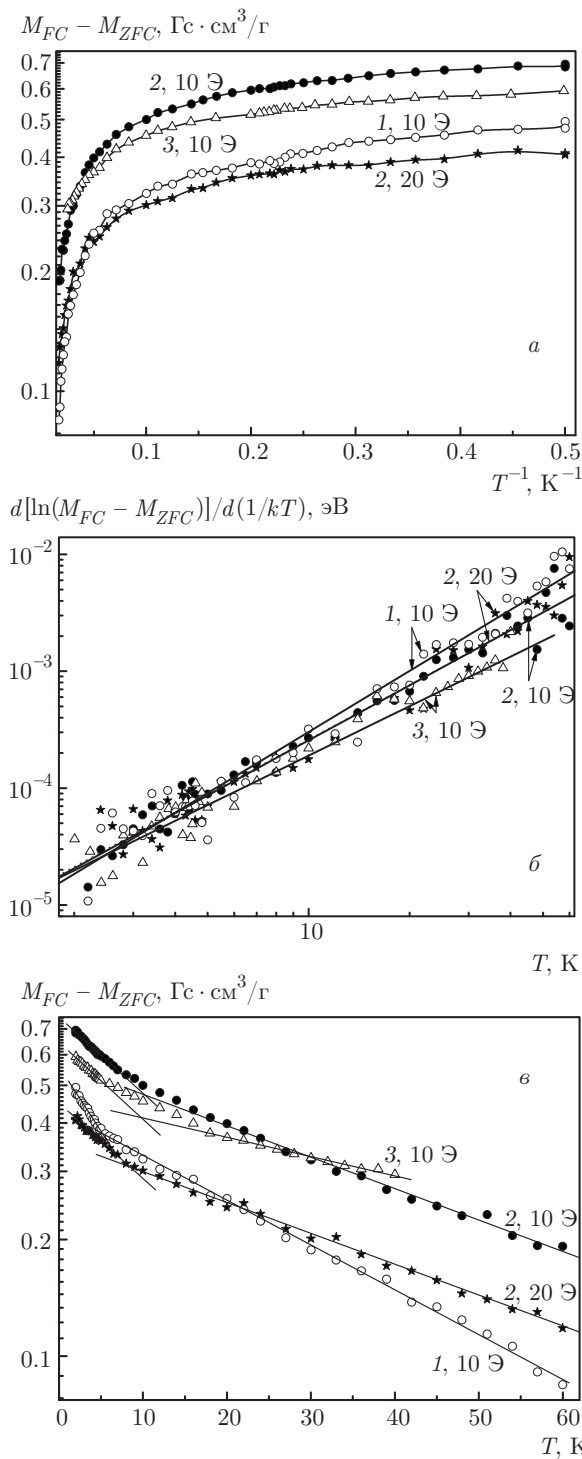


Рис. 7. Температурные зависимости разницы намагниченностей $M_{FC} - M_{ZFC}$ (а, в) и локальной энергии активации (б)

$$\Delta(q) = \Delta_0 (q - q(T))^{-\nu}, \quad (4)$$

где $q(T)$ — параметр порядка, Δ_0 и q — постоянные, $q > q(T)$ и $\nu = 0.85$. В (4) сохранены обозначения, принятые в работе [35].

Поскольку в данном случае соотношения (2) и (3) представляют одни и те же экспериментальные данные, приравнивая правые части (2) и (3), можем записать

$$\Delta E(T) = kT \left[\ln \frac{(\delta M)_1}{(\delta M)_0} - \alpha T \right]. \quad (5)$$

Учитывая температурную зависимость высоты барьера (4), получаем

$$\ln \frac{(\delta M)_1}{(\delta M)_0} - \alpha T = \frac{\Delta(q)}{kT} = \frac{\Delta_0 (q - q(T))^{-\nu}}{kT}, \quad (6)$$

откуда находим температурную зависимость параметра порядка $q(T)$

$$q - q(T) = \left(\frac{kT}{\Delta_0} \ln \frac{(\delta M)_1}{(\delta M)_0} - \frac{\alpha}{\Delta_0} kT^2 \right)^{-1/\nu}. \quad (7)$$

Заменяя $-\alpha T$ на $\ln[(M_{FC} - M_{ZFC})/(\delta M)_1]$, получаем простую связь между $(M_{FC} - M_{ZFC})$ и $q - q(T)$:

$$q - q(T) = \left\{ \frac{kT}{\Delta_0} \ln \left[\frac{M_{FC} - M_{ZFC}}{(\delta M)_0} \right] \right\}^{-1/\nu}, \quad (8)$$

которая позволяет снять противоречие между уравнениями (2) и (3) и совместить два альтернативных описания экспериментальных данных на рис. 7а и 7в.

Для количественных оценок $q - q(T)$ и Δ необходимо знать Δ_0 . Кривые на рис. 6а и 7в свидетельствуют об увеличении коэффициента α с увеличением T_{max} , связанном, очевидно, с ростом высоты барьеров, что согласуется с данными на рис. 7б. Учитывая это, логично связать параметр Δ_0 с температурой T_{max} — характерной точкой на кривых ZFC (рис. 6а). Мы использовали две возможности определения Δ_0 . Для начала в качестве значений Δ_0 были взяты данные для $\Delta E(T)$ на рис. 7б при температурах, соответствующих положению максимумов на температурных зависимостях $M_{FC} - M_{ZFC}$. Рассчитанные температурные зависимости параметра $q - q(T)$ приведены на рис. 8а. Видно, что при низких температурах в двойном логарифмическом масштабе эти зависимости при $T < T_{max}$ представлены системой практически параллельных отрезков прямых, независимо от состояния образцов и величины поля. Для образца после облучения потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² кривые 2 при $H = 10$ Э и

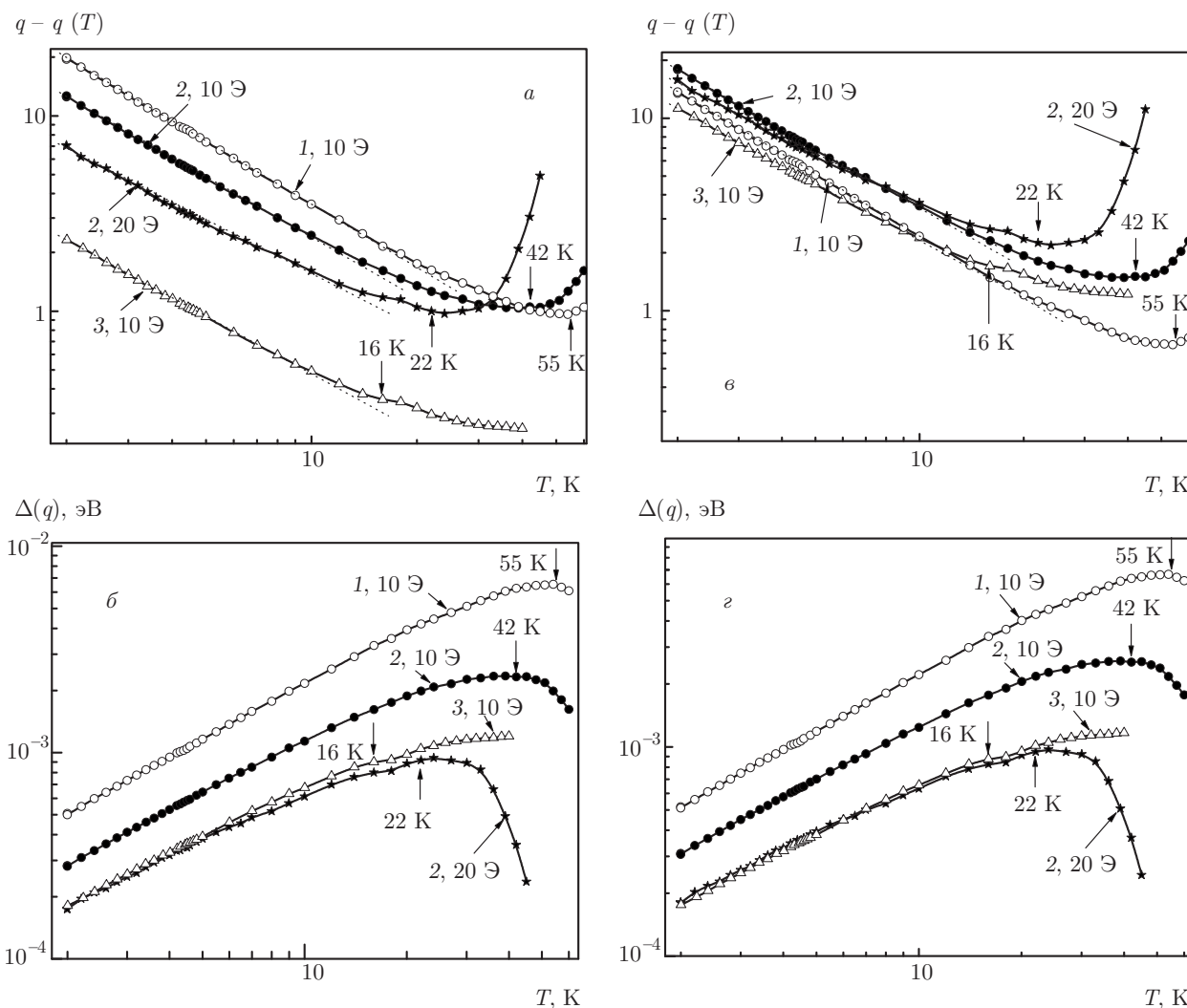


Рис. 8. Температурные зависимости параметра порядка (а,в) и энергии активации (б,г) для исходного (1) и облученных (2,3) образцов

при $H = 20$ Э демонстрируют наличие минимумов, расположенных в окрестностях T_{max} (их положения указаны вертикальными стрелками). В то же время после второго облучения потоком $3 \cdot 10^{18}$ ион/см² кривая 3 при $H = 10$ Э качественно становится похожей на зависимость для исходного состояния (кривая 1 при $H = 10$ Э), а минимум практически не выявляется.

Температурные зависимости энергии активации $\Delta(T)$ (рис. 8б), за исключением образца после второго облучения, имеют вид кривых с максимумами, положения которых согласуются с положениями T_{max} . По сравнению с данными на рис. 7б рост энергий активации с температурой происходит существенно медленнее. Показатели степени ξ в за-

висимостях $\Delta(T) = BT^\xi$ меняются в пределах $\xi = 0.82-0.92$, уменьшаясь с увеличением концентрации мелких кластеров и внешнего поля.

Во втором случае мы связали Δ_0 непосредственно с T_{max} , полагая, что для каждой из зависимостей $\Delta = f(T)$ величина $\Delta_0 = kT_{max}$. В результате, для $q - q(T)$ в области $T < T_{max}$ получаем уже мало различающиеся между собой кривые (рис. 8в). Их небольшое различие, по-видимому, обусловлено погрешностями в определении слабых полей при измерениях намагниченности в режимах FC и ZFC, а также неточностью при нахождении значений температур максимумов на кривых ZFC. В то же время, температурные зависимости высоты барьера не меняются (рис. 8г) по сравнению с приведенными на

рис. 8б. Это соответствует ожиданиям, поскольку, благодаря совмещению зависимостей (2) и (3), в согласии с соотношениями (4) и (8), значения

$$\Delta(q) = \Delta_0 \left\{ \left[\frac{kT}{\Delta_0} \ln \frac{M_{FC} - M_{ZFC}}{(\delta M)_0} \right]^{-1/\nu} \right\}^{-\nu} = kT \ln \frac{M_{FC} - M_{ZFC}}{(\delta M)_0}$$

для предложенной процедуры расчета не зависят от величины Δ_0 , в отличие от параметра $q - q(T)$, где эта зависимость очевидна (см. формулу (8) и рис. 8а, в). Это важно, поскольку позволило при расчетах не учитывать различие в наклонах низкотемпературных и высокотемпературных участков на зависимостях $M_{FC} - M_{ZFC} = f(T)$, рис. 7в, не определяя для каждого из них свои собственные значения Δ_0 . Размерность высоты барьеров $\Delta(q)$ определяется размерностью тепловой энергии kT . Необходимо отметить также связанное с этим отсутствие каких-либо особенностей на всех кривых на рис. 8 при температурах 5–8 К, соответствующих положению изломов на рис. 7в.

Исходя из изложенного, можно сделать вывод, что функция $q - q(T)$ в области $T < T_{max}$ на рис. 8в является универсальной характеристикой исследуемой системы образцов. Для определенности, это утверждение следует отнести к зависимости $q - q(T)$ для исходного образца при $H = 10$ Э с наиболее высокой температурой $T_{max} = 55$ К. В то же время, зависимости $\Delta(T)$ на рис. 8б, г, не зависящие от способа определения Δ_0 , характеризуют состояние образцов и его зависимости от внешнего поля. По сравнению с рис. 7б, зависимости $\Delta(T)$ на рис. 8б, г имеют максимум вблизи T_{max} и существенно меньшие значения показателя степени ($\xi = 0.82 - 0.92$) в зависимости $\Delta(T) = VT^\xi$ при $T < T_{max}$, чем дает элементарная процедура дифференцирования (рис. 7б), где ξ меняется в пределах 1.41–1.73.

При облучении с увеличением концентрации мелких кластеров, благодаря их сближению, перекрытию и усилению взаимного влияния на структуру друг друга, наблюдается снижение высоты барьера Δ (сравним кривые 1 при $H = 10$ Э, 2 при $H = 10$ Э, 3 при $H = 10$ Э на рис. 8г). С учетом этого, становится понятнее связь между Δ и T_{max} , а также смещение T_{max} в сторону низких температур при облучении. Более наглядным является изменение потенциального рельефа в поликристаллах с уменьшением размера блоков, когда их размер становится меньше ширины слоя пространственного заряда [37].

Кривые 2 при 10 Э и при 20 Э на рис. 8г демонстрируют влияние внешнего поля (H) на величину Δ . При качественном описании зависимости $\Delta = f(H)$ наблюдающуюся степенную зависимость $M_{FC} - M_{ZFC} \propto (H/H_0)^\xi$, где $\xi < 0$ (рис. 6б), несложно включить в соответствующие формулы. Например, соотношение (3) можно переписать в виде

$$M_{FC} - M_{ZFC} = \delta M(T, H) = (H/H_0)^\xi (\delta M)_1 \exp(-\alpha T)$$

и затем при условии, что ξ не зависит от поля и температуры, получить зависимость $\Delta = f(H, T)$. Однако имеющиеся данные пока недостаточны для детального анализа функции $\Delta = f(H, T)$.

3.3. Электрические свойства

Удельное сопротивление исходной ленты при комнатной температуре $\rho_{300\text{ К}} = 2.05 \cdot 10^{-4}$ Ом·см, что соответствует предельному значению удельного сопротивления сильно разупорядоченного стандартного металла, для которого $\rho_{300\text{ К}} = (2-3) \times 10^{-4}$ Ом·см [38]. В высокотемпературной области, $T = 98-300$ К, зависимость $\rho(T)$ для исходного материала связана с рассеянием электронов квантовыми дефектами и определяется соотношением $\rho \propto T^2$ [9, 39] (рис. 9а). Для электрон-электронного взаимодействия [40] температуры, при которых наблюдается зависимость $\rho \propto T^2$, слишком велики. Обычно под квантовыми дефектами подразумевают легкие атомы водорода, способные совершать туннельные переходы между атомными состояниями в твердом теле. В нашем случае речь идет об участии в рассеянии туннельных атомных состояний [41, 42], сосредоточенных в периферийных областях кластеров, т. е. в областях плавного перехода от порядка в центральных частях кластеров к беспорядку в неупорядоченной межкластерной среде, что обеспечивает существование очень близких по энергии атомных состояний; в этом случае в туннелировании могут участвовать достаточно тяжелые атомы. Высокая дефектность периферийных областей гарантирует наличие большого количества вакантных позиций для туннельных переходов атомов. Температурный коэффициент сопротивления положителен, что немного не соответствует правилу Моояа о корреляции между удельным сопротивлением и его температурным коэффициентом [38, 43]. Зависимость $\rho \propto T^2$ реализуется в интервале $T = 300-98$ К до включения механизма рассеяния локальными магнитными моментами ($T < 98$ К [9]) без каких-либо особенностей при переходе образцов в магнитоупорядоченное состояние при $T < 172$ К (рис. 9а).

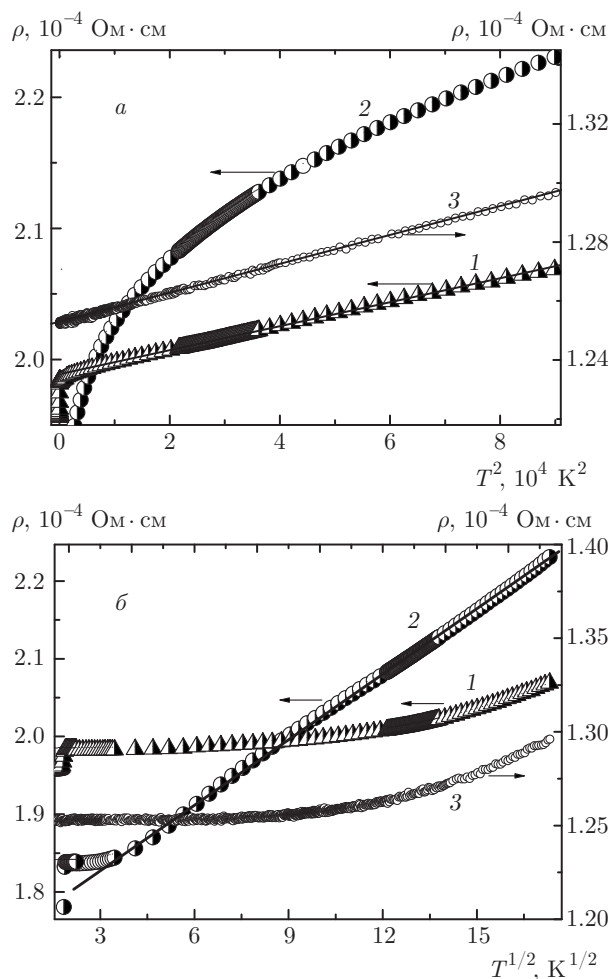


Рис. 9. Температурные зависимости удельного сопротивления, характеризующие рассеяние электронов: *a* — на квантовых дефектах для исходного образца (1) и после облучения потоком $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см² (3); *b* — действие эффектов слабой локализации для облученного потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² (2) образца

После облучения потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² вследствие фазового разделения железа и хрома в кластерах металлической фазы резко увеличивается неоднородность образцов. Увеличение беспорядка в атомной подсистеме вызывает увеличение значения $\rho_{300\text{ К}}$ до $2.23 \cdot 10^{-4}$ Ом·см, которое еще остается в допустимых пределах для стандартного металла с разупорядоченной структурой [38, 43]. При разупорядочении атомной структуры наблюдается небольшое, в пределах 2–3 %, уменьшение плотности образцов. Уменьшение размера больших кластеров, превышающего предельную длину туннелирования в твердом теле, 80–100 Å [44, 45], вызывает уменьшение линейного размера крупномасштабных флуктуаций потенциала. Переход от порядка в центральной

части кластеров к беспорядку в межкластерной среде становится более резким. С уменьшением размера периферийных областей и усилением неоднородности механизм рассеяния электронов квантовыми дефектами блокируется, а увеличение амплитуды случайного потенциала активизирует эффекты слабой локализации. В результате температурная зависимость $\rho(T)$ определяется известной зависимостью $\rho \propto T^{1/2}$ [10, 46] (рис. 9б).

После облучения за счет разупорядочения удельное сопротивление $\rho_{300\text{ К}}$ увеличивается на 7.2 % по сравнению с исходным состоянием, но температурный коэффициент сопротивления, вопреки правилу Мооя [43], остается еще положительным.

Температура Кюри для исходного ($T_C = 172$ К) и облученного ($T_C = 139$ К) образцов находится в середине исследуемого температурного интервала, 2–300 К, однако переход образцов в ферромагнитное состояние, как видно на рис. 9, практически не влияет на зависимости $\rho(T^2)$ и $\rho(T^{1/2})$: в широком температурном интервале обе зависимости можно аппроксимировать одной прямой. Отсюда следует, что локальные магнитные моменты, связанные с кластерами всех типов, слабо влияют на рассеяние электронов, и при переходе суперпарамагнетик–ферромагнетик оба механизма рассеяния сохраняются. Вследствие малой длины свободного пробега и низкой подвижности носителей заряда в образцах с разупорядоченной структурой, кривые $\rho(T)$ имеют слабую чувствительность к магнитному упорядочению. Внешнее магнитное поле также мало влияет на сопротивление, которое линейно увеличивается с полем (эффект Капицы) [10], —

$$\rho(H) = \rho_{H=0} + \beta H,$$

— который обычно связывается с поликристаллическостью образцов. В данном случае рассеяние электронов осуществляется с участием размытых границ кластеров. Величина коэффициента β мала, например, для исходного состояния $\beta = 1.15 \times 10^{-11}$ Ом·см/Э.

Основную роль в рассеянии играют поверхности кластеров, и многое здесь зависит от расстояния между ними, определяемого как

$$L = D \left[(\eta C_{cl})^{-1/3} - 1 \right],$$

где D и C_{cl} — соответственно размер и концентрация кластеров; коэффициент η зависит от их формы [47, 48]. При использовании данных по структуре (рис. 2) получаем, что межкластерный промежуток для исходного состояния $L < 30\text{--}35$ Å не пре-

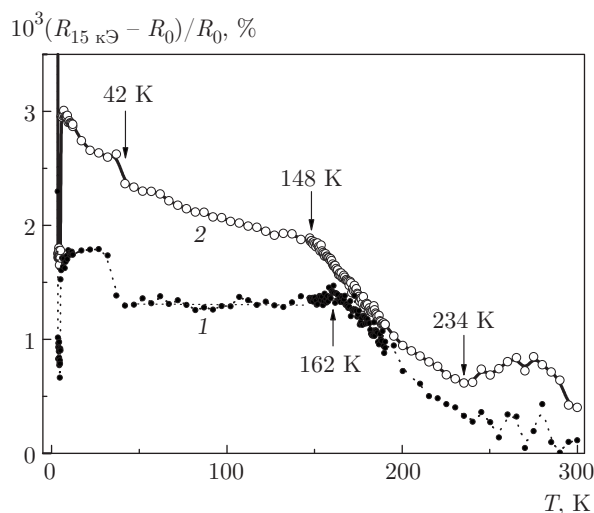


Рис. 10. Температурные зависимости магнитосопротивления (в поле $H = 15$ кЭ) для исходного (1) и облученного потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² (2) образцов

вышает 15 \AA для облученного потоком $\Phi = 1.5 \times 10^{18}$ ион/см² образца и приобретает нулевое или даже отрицательное значение для образца, облученного потоком $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см², характеризую перекрытие кластеров. В любом случае величина L значительно меньше длины свободного пробега, возможной для бескластерного состояния, и магнитное поле не может существенно повлиять на рассеяние электронов. Поэтому величина магнитосопротивления $MR = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0$ мала как для исходного, так и для облученного образцов (рис. 10). Исключение составляет область низких температур, $T < 40$ К, в которой наблюдаются особенности, связанные с эффектом Кондо и локальной сверхпроводимостью (при $T < 4$ К, где величина MR на несколько порядков выше [9, 10]). Температурная зависимость MR является первым свидетельством влияния магнитного порядка на механизм рассеяния электронов. Наиболее интересным результатом является разница в поведении двух кривых на рис. 10. Для исходного образца величина MR существенно меньше по сравнению с облученным образцом и в интервале температур 40–157 К в пределах ошибки измерений не зависит от температуры. Следовательно, с точки зрения рассеяния электронов конфигурация в распределении локальных магнитных моментов, связанных с кластерами различных типов, в этом интервале после перехода образца в ФМ-состояние сохраняется. Этому способствует и не зависящий от температуры механизм туннелирования атомов с участием состояний, сконцентрированных в периферийных областях кластеров и ответственных за

зависимость $\rho \propto T^2$. Совсем иное поведение наблюдается для MR облученного образца, для которого и сопротивление, и магнитосопротивление, связанные с эффектами слабой локализации при росте беспорядка в атомной подсистеме, выше во всем температурном интервале. Увеличение MR для облученного образца при $T < 148$ К указывает на изменения в магнитной подсистеме при охлаждении, связанные, в первую очередь, с переходом системы малых кластеров в состояние кластерного стекла.

При переходе исходных образцов из суперпарамагнитного в ферромагнитное состояние наблюдается слабый максимум в температурной зависимости MR (рис. 10). Если рост сопротивления обусловлен увеличением беспорядка в атомной и магнитной подсистемах, то этот максимум свидетельствует о максимальном беспорядке в магнитной подсистеме в окрестности температуры Кюри при переходе из суперпарамагнитного состояния в ферромагнитное и о том, что ферромагнитный порядок зарождается из максимальным образом разупорядоченной системы СРМ-кластеров. Данная гипотеза подтверждается тем, что в облученном образце этот беспорядок слишком велик (увеличивать его дальше уже весьма сложно), и такой максимум в MR не выявляется (рис. 10).

Фазовое расслоение железа и хрома в кластерах способствует развитию в них конкурирующих ФМ- и АФМ-взаимодействий. Усиление магнитной фрустрации с понижением температуры вызывает рост MR при $T < T_C$. Различие в поведении магнитной подсистемы для исходного и облученного образцов хорошо видно на рис. 6а, на котором представлена разница в намагниченности $M_{FC} - M_{ZFC}$ для обоих образцов ($H = 10$ Э).

После облучения аморфной ленты удвоенной дозой, $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см², наблюдаются значительное уменьшение сопротивления ($\rho_{300 \text{ К}}$ становится на 37% ниже по сравнению с исходным состоянием) и возврат к механизму рассеяния электронов квантовыми дефектами, характеризующемуся зависимостью $\rho \propto T^2$, причем даже с расширением диапазона температур, в котором она наблюдается, до 2–300 К, вместо 98–300 К для исходного образца (рис. 9а). За счет экранировки ФМ-взаимодействий фазой кластерного стекла механизм рассеяния локальными магнитными моментами при $T < 98$ К не действует. Что касается уменьшения сопротивления с ростом беспорядка после второго облучения, то здесь следует напомнить о редко наблюдающемся эффекте, связанном с уменьшением сопротивления при увеличении беспорядка. Необходимой предпо-

сылкой для этого является перекрытие отдельных рассеивателей, эффект от которых был бы аддитивен, будь они изолированы [38]. Для металлов и сплавов с неупорядоченной структурой 37% изменений в удельном сопротивлении — это очень большие изменения. Заметим, что для облученного образца ($\Phi = 3 \cdot 10^{18}$ ион/см²) все изменения ρ в интервале 2–300 К составляют 3.4%. Генерация малых кластеров ($D = 40\text{--}80 \text{ \AA}$) приводит к перекрытию периферийных областей и крупных и мелких группировок, обеспечивая тем самым более плавное распределение потенциала и создавая условия для возврата к зависимости $\rho \propto T^2$. Этому способствуют рост плотности, уменьшающий расстояние между кластерами, и увеличение дефектности периферийных областей при перекрытии кластеров (рис. 2в), вызывающей значительный прирост числа вакантных позиций для туннелирующих атомов.

Отсутствие особенностей на зависимостях $\rho(T)$ в окрестности T_C (рис. 9), а также не очень понятное поведение MR при высоких температурах (рис. 10) стимулировали подробнее изучить зависимости $\rho(T)$. Многие стало понятнее после анализа поведения первой производной $d\rho/dT$ (рис. 11а). Область локальной сверхпроводимости ($T < 5 \text{ К}$), в которой значения производных на 4–6 порядков выше приведенных на рис. 11а, не рассматривается. В интервале температур 5–35 К наблюдающиеся в поведении производных аномалии относятся к влиянию эффекта Кондо на электропроводность образцов [9, 10]. При более высоких температурах наблюдается и количественная, и качественная разница в поведении $d\rho/dT$. Для исходного образца величина $d\rho/dT$ увеличивается с повышением температуры (рис. 11а). В соответствии с поведением функции

$$\rho(T) \propto T^2, \tag{9}$$

$$\partial\rho/\partial T \sim T \tag{10}$$

и в эксперименте наблюдается линейная связь производной с температурой (рис. 11а). При более внимательном рассмотрении $d\rho/dT = f(T)$ (рис. 11б) видно, что зависимость вида (10) подтверждается, однако есть излом прямой при $T_C = 172 \text{ К}$, в окрестности которой имеет место большой разброс значений производной; флуктуационная природа перехода из SPM- в FM-состояние, по-видимому, обусловлена широким распределением кластеров по размеру. Второй излом обнаруживается при $T = 234 \text{ К}$. При $T > T_C$ измерения в нулевом поле дают больший разброс значений $d\rho/dT$ по сравнению с данными для $H = 15 \text{ кЭ}$.

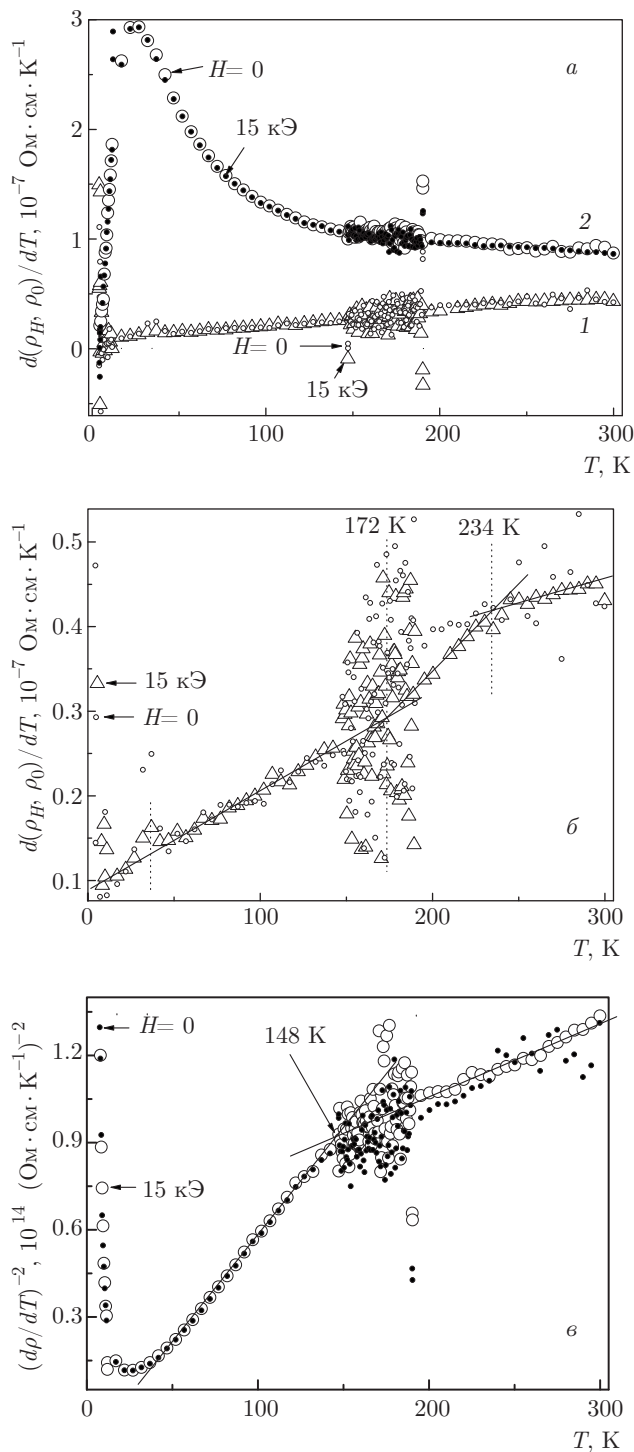


Рис. 11. а) Температурные зависимости первой производной удельного сопротивления по температуре для исходного (1) и облученного потоком $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$ ион/см² (2) образцов; б) в более подробном масштабе для образца в исходном состоянии $d\rho/dT \sim T$; в) для облученного образца в координатах $(d\rho/dT)^{-2}-T$

После ионного облучения значения производной $d\rho/dT$ существенно выше и, наоборот, увеличиваются с понижением температуры (рис. 11а). Для этого случая, в соответствии с температурной зависимостью удельного сопротивления

$$\rho(T) \propto T^{1/2}, \quad (11)$$

$$\partial\rho/\partial T \propto T^{-1/2}, \quad (12)$$

и, в согласии с (12), функция $(\partial\rho/\partial T)^{-2} \propto T$ линейно зависит от температуры с точкой перегиба при температуре Кюри (рис. 11б). В то же время, как и для исходного образца, наблюдается большой разброс значений $d\rho/dT$ в окрестности T_C , а для измерений в нулевом поле — и при $T > T_C$. Второй излом, при высоких температурах, не выявляется, хотя на температурной зависимости MR соответствующая особенность сохраняется (рис. 10).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что изучение поведения аморфного сплава FeCrV в экстремальных условиях при облучении большими потоками ионов Ar^+ дает возможность обнаружить и исследовать эффекты, не выявляющиеся в равновесных условиях. Синхронные изменения электрических, магнитных свойств и магнитосопротивления обусловлены модификацией кластерной структуры ионным облучением. Наряду с перераспределением железа и хрома в крупных α -кластерах (Fe, Cr), важная роль изменений в кластерном магнетизме и электронных свойствах образцов при ионном облучении принадлежит процессу генерации в неупорядоченной межкластерной среде малых кластеров, формирующих островковую структуру кластерного стекла и являющихся причиной частичной экранировки внешнего поля и магнитных взаимодействий между ФМ-кластерами.

Предложена феноменологическая модель, позволяющая объяснить природу магнитной фрустрации, наблюдающейся при низких температурах и в слабых полях, и совместить два альтернативных описания температурных зависимостей концентрации замороженных локальных моментов кластеров от температуры. Найдена универсальная температурная зависимость параметра порядка, которая при низких температурах не зависит от состояния образцов и величины поля. Температурная зависимость высоты барьера, зависящей от перекрытия кластеров, адекватно характеризует магнитное состояние образцов.

Одним из самых ярких эффектов является переключение механизмов рассеяния электронов при изменениях в структуре периферийных областей кластеров с увеличением дозы облучения. Перекрытие периферийных областей уменьшает рассеяние электронов и вызывает снижение сопротивления образцов с увеличением концентрации мелких кластеров. Анализ поведения производных $\partial\rho/\partial T = f(T)$ подтвердил действие основных механизмов рассеяния, показал имеющуюся связь электропроводности с магнитным состоянием образцов и выявил флуктуационную природу их перехода в ферромагнитное состояние. Обнаруженное влияние генерации мелких кластеров на электрические свойства и магнитосопротивление образцов может найти применение в сенсорной электронике.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Tikhonchev, V. Svetukhin, and E. Gaganidze, *J. Nucl. Mater.* **442**, S618 (2013).
2. А. М. Глезер, Б. В. Молотиллов, В. П. Овчаров и др., *ФММ* **64**, 1106 (1987).
3. P. Olsson, I. A. Abrikosov, and J. Wallenius, *Phys. Rev. B* **73**, 104416 (2006).
4. P. Olsson, I. A. Abrikosov, L. Vitos et al., *J. Nucl. Mater.* **321**, 84 (2003).
5. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, T. A. D'yachenko et al., *Appl. Surf. Sci.* **254**, 3469 (2008).
6. В. С. Покатилов, Т. Г. Дмитриева, В. В. Покатилов и др., *ФТТ* **54**, 1680 (2012).
7. F. J. Kedves, M. Hordós, L. Potocký et al., *Phys. Stat. Sol. (a)* **103**, 273 (1987).
8. G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach et al., *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
9. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, A. Szewczyk et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 296001 (2010).
10. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, A. Szewczyk et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **23**, 415702 (2011).
11. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, and H. Szymczak, *J. Magn. Magn. Mater.* **399**, 192 (2016).
12. L. N. Bulaevskii, A. J. Buzdin, M. I. Kulić et al., *Adv. Phys.* **34**, 175 (1985).
13. P. W. Anderson, *J. Phys. Chem. Sol.* **11**, 26 (1959).
14. К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото, *Аморфные металлы*, Металлургия, Москва (1987).

15. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, V. M. Svistunov et al., *J. Appl. Phys.* **85**, 7282 (1999).
16. E. L. Nagaev, *Phys. Rep.* **346**, 387 (2001).
17. L. P. Gor'kov and V. Z. Kresin, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 934 (1998).
18. V. M. Ishcuk and V. L. Sobolev, *J. Appl. Phys.* **92**, 2086 (2002).
19. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, A. Abal'oshev et al., *Phys. Rev. B* **62**, 696 (2000).
20. M. O. Dzero, L. P. Gor'kov, and V. Z. Kresin, *Eur. Phys. J. B* **14**, 459 (2000).
21. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, A. Abal'oshev et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1949 (1999).
22. M. Yu. Kagan, K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 10905 (2006).
23. L. P. Gor'kov and V. Z. Kresin, *Phys. Rep.* **400**, 149 (2004).
24. A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, Ya. M. Blanter, and M. Yu. Kagan, *Phys. Rev. B* **63**, 174424 (2001).
25. А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, М. Ю. Каган, и др., *Письма в ЖЭТФ* **105**, 768 (2017).
26. Е. З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **115**, 1484 (1999).
27. Е. З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **120**, 712 (2001).
28. J. Guertin, J. A. Jacobs, and C. P. Avakian, *Chromium (VI) Handbook*, CRC Press (2016).
29. Y. He, Y. Sahoo, S. Wang et al., *J. Nanoparticle Research* **8**, 335 (2006).
30. J. D. Bernal, *Nature* **183**, 141 (1959).
31. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, H. Szymczak et al., *J. Appl. Phys.* **113**, 164309 (2013).
32. С. П. Губин, Ю. А. Кокшаров, Г. Б. Хомутов и др., *Успехи химии* **74**, 539 (2005).
33. А. Л. Семёнов, А. А. Гаврилюк, А. А. Гафаров и др., *Изв. вузов. Черная металлургия* №12, 65 (2013).
34. H. Szymczak, M. Baran, G.-J. Babonas et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **285**, 386 (2005).
35. В. С. Доценко, *УФН* **163**, 1 (1993).
36. V. D. Okunev, Z. A. Samoilenko, H. Szymczak et al., *Phys. Lett. A* **373**, 3978 (2009).
37. В. Д. Окунев, Н. Н. Пафомов, *ЖЭТФ* **116**, 276 (1999).
38. В. Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Физматлит, Москва (2013).
39. А. И. Морозов, А. С. Сигов, *УФН* **164**, 243 (1994).
40. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ* **7**, 379 (1937).
41. M. Klinger, *Phys. Rep.* **492**, 111 (2010).
42. M. I. Klinger, *Glassy Disordered Systems: Glass Formation and Universal Anomalous Low-Energy Properties (Soft Modes)*, World Scientific Publishing Co., Singapore (2013).
43. J. H. Mooij, *Phys. Stat. Sol. (a)* **17**, 521 (1973).
44. Y. Xu, A. Matsuda, and M. R. Beasley, *Phys. Rev. B* **42**, 1492 (1990).
45. Y. Xu, D. Ephron, and M. R. Beasley, *Phys. Rev. B* **52**, 2843 (1995).
46. М. И. Захаренко, Т. В. Калныш, М. П. Семенько, *ФММ* **113**, 804 (2012).
47. В. Д. Окунев, З. А. Самойленко, R. Szymczak, S. J. Lewandowski, *ЖЭТФ* **128**, 150 (2005).
48. V. D. Okunev, R. Szymczak, M. Baran et al., *Phys. Rev. B* **74**, 014404 (2006).