

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

*В. Д. Окунев*<sup>a\*</sup>, *З. А. Самойленко*<sup>a</sup>, *Р. Шимчак*<sup>b\*\*</sup>, *Г. Шимчак*<sup>b\*\*</sup>,  
*А. Шевчик*<sup>b\*\*</sup>, *А. Малиновски*<sup>b\*\*</sup>, *Я. Венцковски*<sup>b\*\*</sup>,  
*М. Вольны-Маршалек*<sup>c\*\*</sup>, *М. Ежабек*<sup>c\*\*</sup>, *И. А. Антошина*<sup>d</sup>

<sup>a</sup> *Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина*  
83114, Донецк

<sup>b</sup> *Institute of Physics, Polish Academy of Sciences*  
02-668, Warsaw, Poland

<sup>c</sup> *Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences*  
31-342, Krakow, Poland

<sup>d</sup> *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 ( $\text{Ar}^+$ ) облучении. Установлено, что кластерный магнетизм связан с присутствием двух типов кластеров: больших, размером  $D = 150\text{--}250 \text{ \AA}$   $\alpha$ -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/см<sup>2</sup> 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/см<sup>2</sup> 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,  $T = 2\text{--}300 \text{ K}$ .

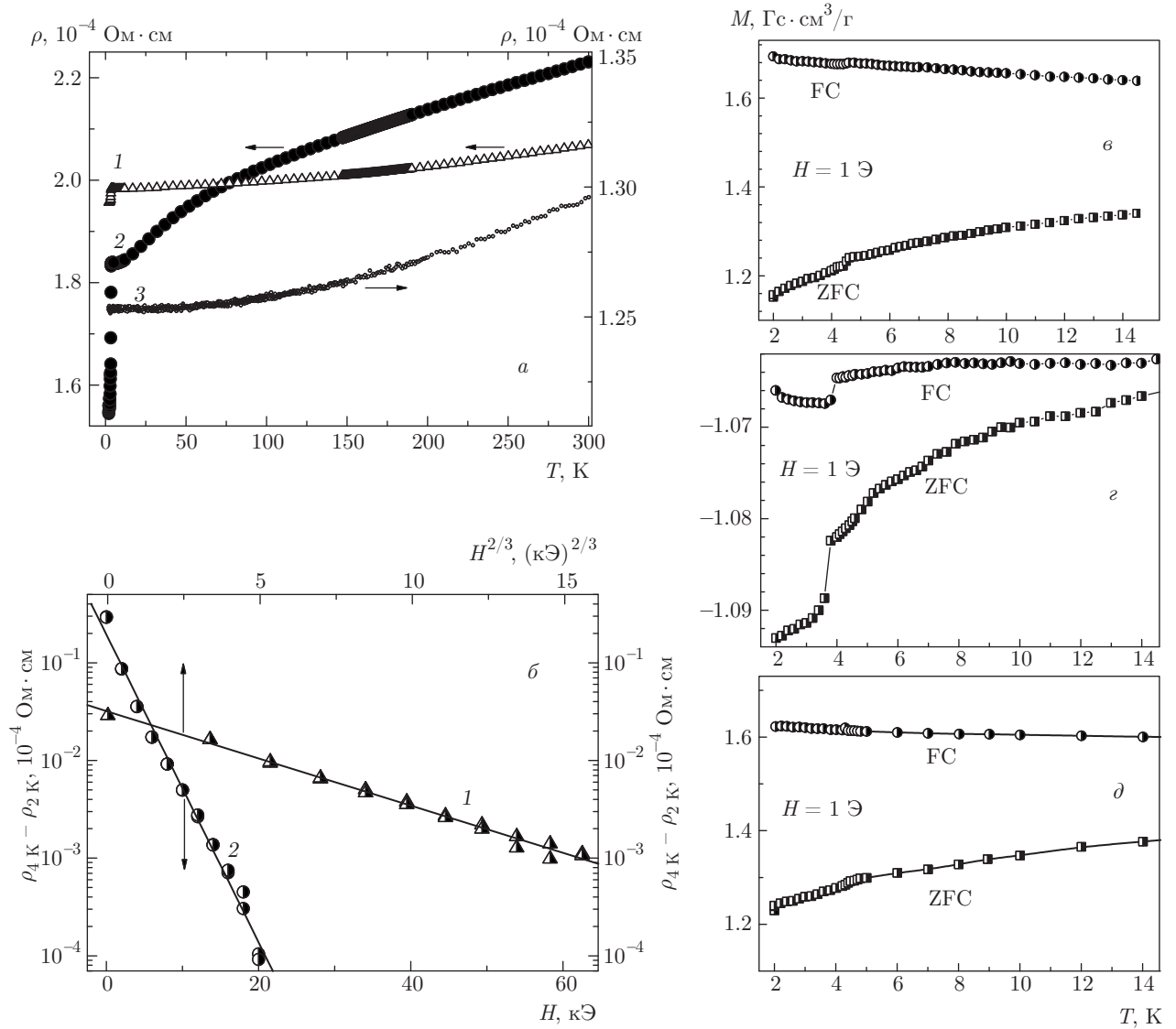
DOI: 10.7868/S004445101806010X

## 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 ( $\text{Ar}^+$ ) 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

$\alpha$ -фазы (Fe, Cr), где ферромагнетизм железа уравновешен антиферромагнетизмом хрома, при выполнении критерия Андерсона для мезоскопической сверхпроводимости:  $\delta E < \Delta$ , где  $\delta E$  — среднее расстояние между уровнями размерного квантования и  $\Delta$  — ширина сверхпроводящей щели [13]. С усилением фазового разделения железа и хрома в  $\alpha$ -кластерах (Fe, Cr) при облучении образцов ионами  $\text{Ar}^+$  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/см<sup>2</sup>;  $H_0$ ,  $H_1$ ,  $\delta_0$ ,  $\delta_1$  — 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 ( $\delta E$ ) 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/см<sup>2</sup>) 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  $\alpha$ -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/см<sup>2</sup> 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/см<sup>2</sup> приводит не только к подавлению сверхпроводимости, но и, несмотря на увеличение беспорядка в атомной подсистеме, к значительному, на 37%, уменьшению величины  $\rho$  и возврату механизма рассеяния квантовыми дефектами. Природа переключения механизмов рассеяния оставалась непонятной. Отчасти это можно было связать с увеличением плотности облученных образцов, но изменения  $\rho$  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/см<sup>2</sup> 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  $\alpha$ -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  $K_\alpha$ -лучей Cr фрагментами параллельно расположенных однотипных атомных плоскостей, в соответствии с законом Вульфа – Брэггов:  $2d \sin \theta = n\lambda$ , где  $d$  – межплоскостное расстояние,  $\theta$  – значение угла дифракционного максимума,  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения, в интервале углов  $\theta = 20^\circ\text{--}50^\circ$ . Структуру ленты в исходном состоянии представляют две основные системы кластеров:  $\alpha$ -(Fe, Cr), размером  $D = 100\text{--}250 \text{ \AA}$ , и  $\text{Fe}_3\text{V}$ , размером  $D = 70\text{--}100 \text{ \AA}$ , распределенных в неупорядоченной среде [9]. Благодаря склонности к фазовому расслоению металлической  $\alpha$ -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/см<sup>2</sup>. 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  $\alpha$ -Fe,Cr. Боридная фаза  $\text{Fe}_3\text{V}$  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  $\alpha$ -фазы (Fe, Cr) ( $D = 100\text{--}250 \text{ \AA}$ ). Диффузионное расслоение расплава с образованием кластеров металлической  $\alpha$ -Fe,Cr и метастабильной тетрагональной  $t$ - $\text{Fe}_3\text{V}$  или орторомбической  $o$ - $\text{Fe}_3\text{V}$  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  $\text{Ar}^+$  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  $\alpha$ -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  $\text{Fe}_3\text{B}$ . 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  $50 \text{ \AA}$  [29], увеличиваясь с ростом концентрации хрома), то она может давать вклад в ферромагнетизм.

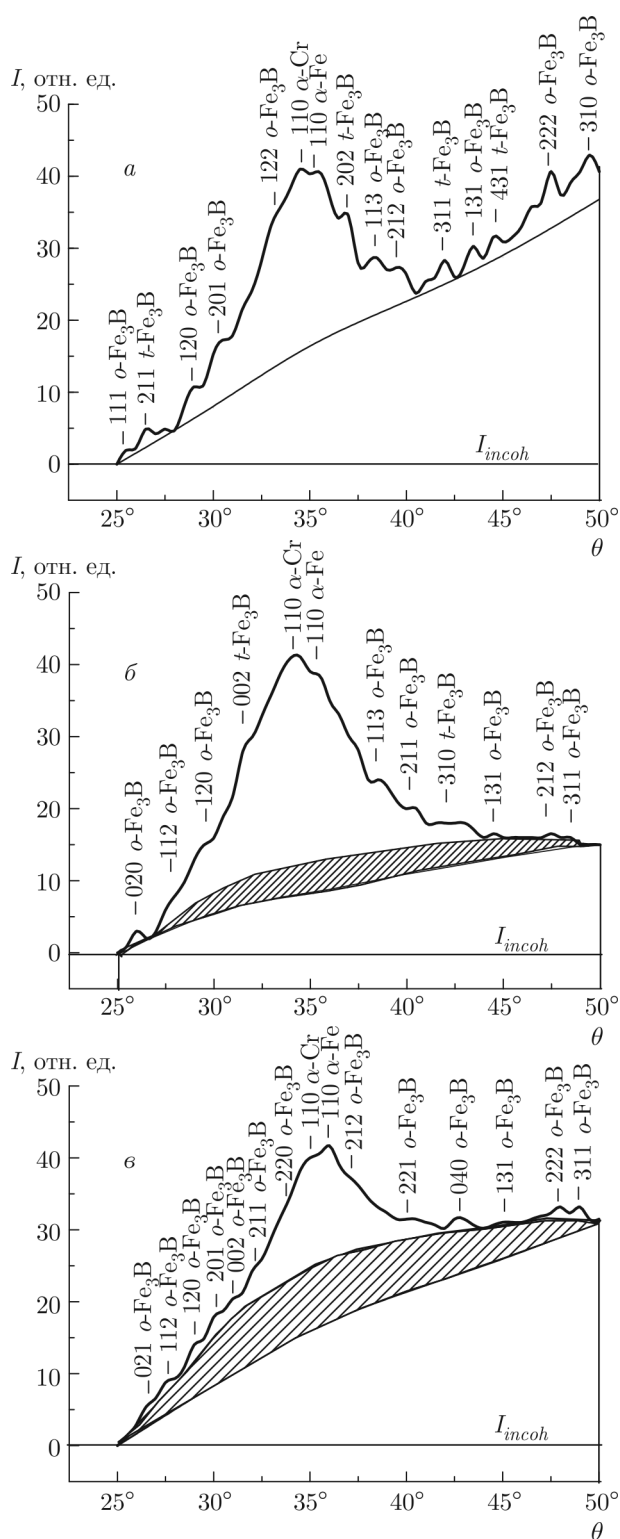
Диффузные максимумы, наблюдающиеся над гало, соответствуют положениям линий (110)  $\alpha\text{-Cr}$  и (110)  $\alpha\text{-Fe}$ , а также фаз  $t\text{-Fe}_3\text{B}$  и  $o\text{-Fe}_3\text{B}$  (рис. 2). Очевидно, что фрагменты плоскостей типа (110) являются основными структурными элементами в кластерах 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/см<sup>2</sup> оба диффузных максимума, (110)  $\alpha\text{-Cr}$  и (110)  $\alpha\text{-Fe}$ , характеризующие металлическую фазу, смещаются к меньшим углам  $\theta$  (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/см<sup>2</sup> 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 ( $\text{Ar}^+$ ) 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  $\text{Ar}^+$  (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  $100^\circ\text{C}$ ) 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. 2*в*) 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. 2*б*) до 40 Å после облучения двойной дозой (рис. 2*в*). 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. 2*в* с рис. 2*б* по заметному подрастанию интенсивности некогерентного излучения по сравнению с когерентным. Увеличение дозы ионного облучения (рис. 2*в*) вызывает рост интегральной интенсивности гало 2 примерно вдвое по сравнению с однократным облучением (рис. 2*б*); 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  $\alpha\text{-Fe}$ ,  $\alpha\text{-Cr}$ . 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  $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{B}_{15}$ : *a* — в исходном состоянии; *б* — облученных ионами  $\text{Ar}^+$  ( $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>) с одной стороны ленты; *в* — дважды облученных ( $\Phi = 3.0 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>) с двух сторон ленты. Штриховкой на рис. 2*б,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  $3.6 \text{ г/см}^3$  до  $7.4 \text{ г/см}^3$ , приближаясь к плотности кристаллического железа ( $7.8 \text{ г/см}^3$ ). 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  $\text{Fe}_3\text{B}$  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

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

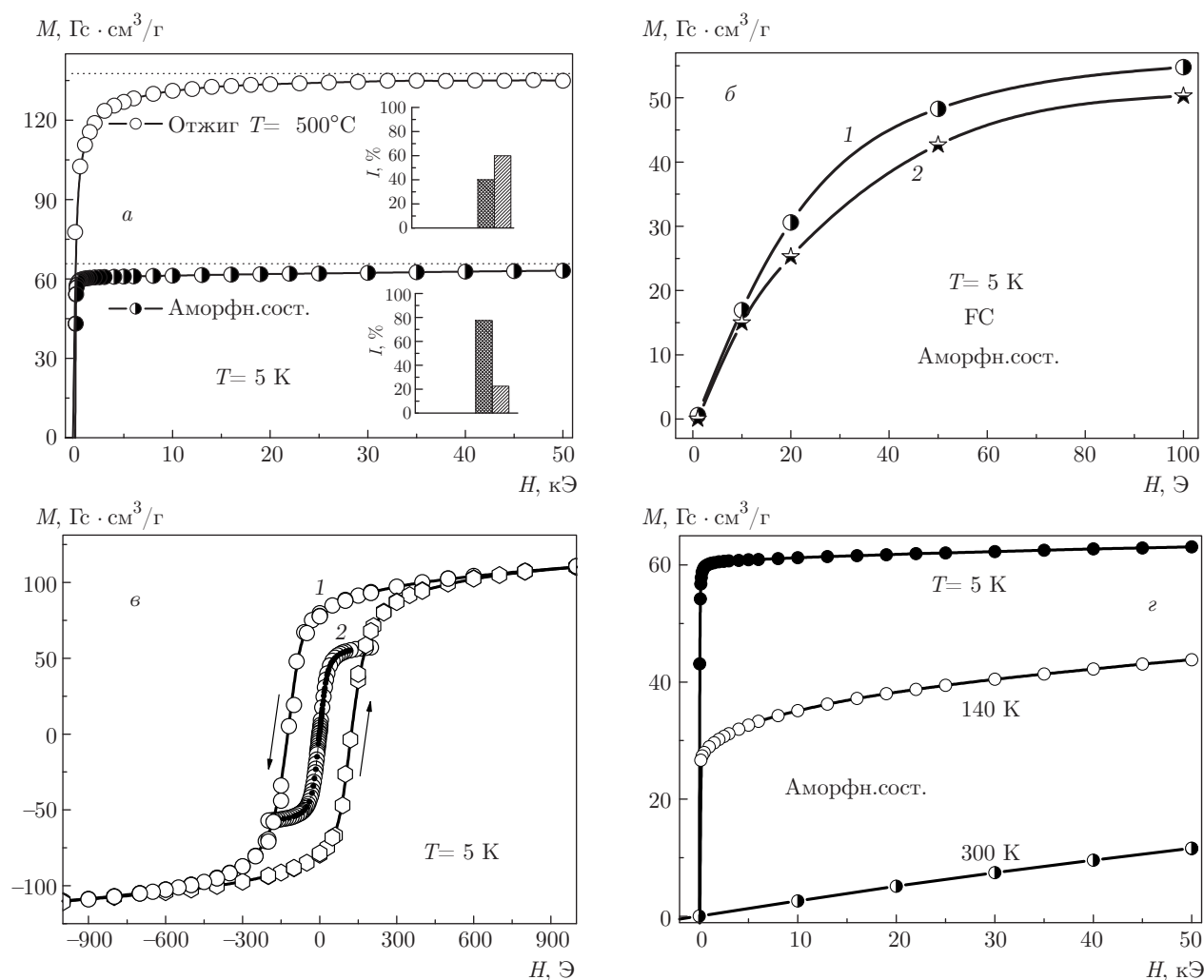
где  $M_{eff}$  — эффективная намагниченность,  $4\pi M_{eff} = 4\pi M_S - 2K/M_S$ ,  $M_S$  — спонтанная намагниченность,  $K$  — одноосная магнитная анизотропия и  $\gamma$  — гиромагнитное отношение [11]. Спектр исходной ленты  $\text{Fe}_{67}\text{Cr}_{18}\text{V}_{15}$  ( $T_C \approx 162 \text{ K}$ ) 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  $\text{Fe}_3\text{B}$  самостоятельной линии в спектрах не имеет.

### 3.2. Магнитные свойства

Изучая ферромагнитное (FM) и суперпарамагнитное (SPM) состояния аморфных образцов  $\text{FeCrV}$ , мы выявили связь магнитных свойств с особенностями их кластерной структуры. Показано, что изменения в магнетизме при ионном облучении обусловлены восстановлением ферромагнетизма в крупных  $\alpha$ -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 $\text{FeCrV}$

Аморфные металлические сплавы  $\text{FeCrV}$  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/см<sup>2</sup> (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

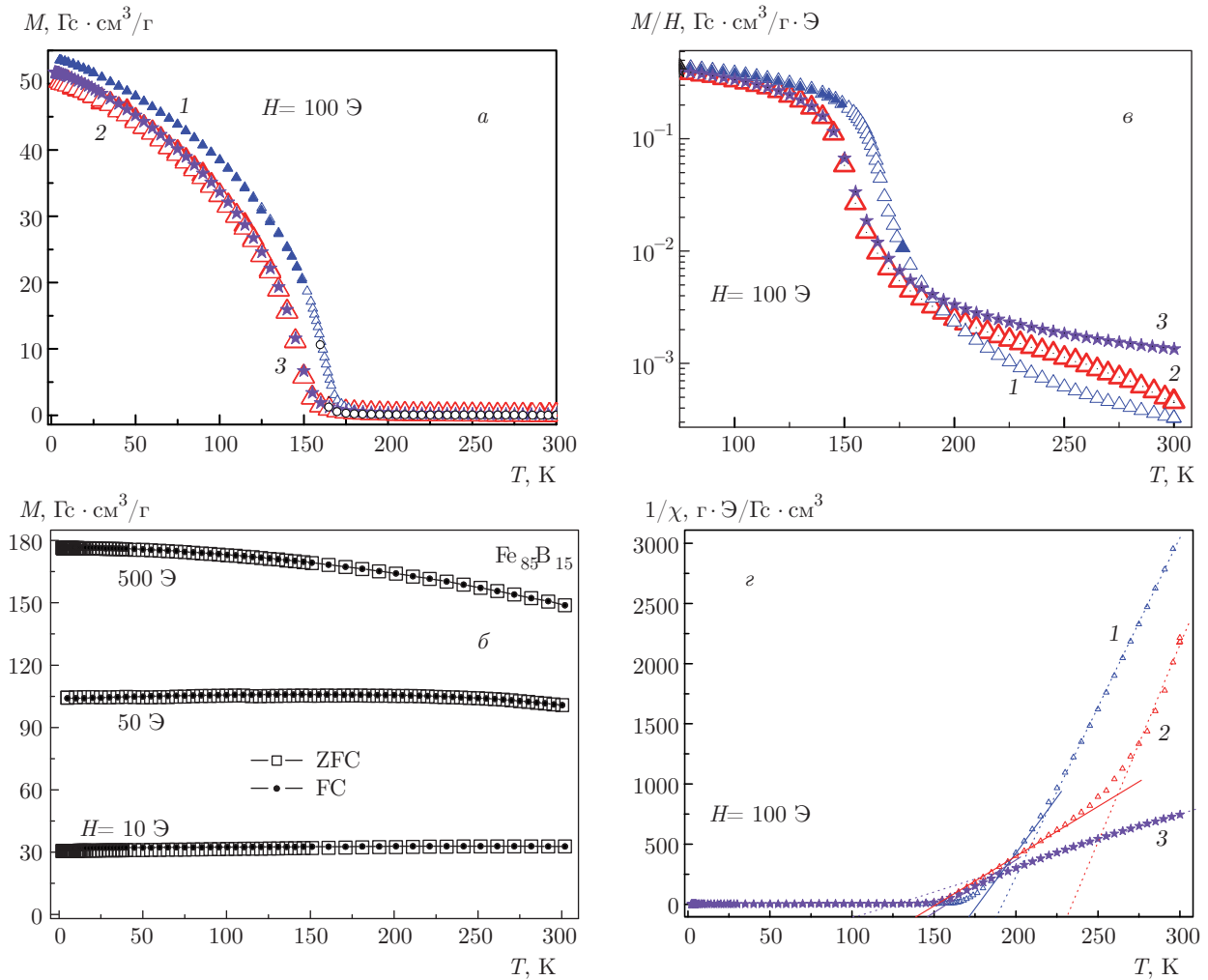
Благодаря наличию хрома и кластеров небольшого размера с протяженными периферийными областями, переход как исходных, так и облученных образцов (содержащих 67% Fe) в FM-состояние реализуется при температурах  $T < 172$  К (рис. 4а). Если в образцах хром заменить железом (рис. 4б), то температура Кюри повышается до 630 К, а наиболее интересные особенности на зависимостях  $M(T)$  исчезают. После облучения дозой  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> 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  $\alpha$ -фазы (Fe, Cr) и усилением роли конкурирующих (FM и AFM) магнитных взаимодействий.

Однако после облучения дозой  $\Phi = 3.0 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> 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  $\alpha$ -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 Fe<sub>3</sub>B 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  $\alpha$ -фазы Fe, Cr. Кроме малого размера кластеров Fe<sub>3</sub>B ( $D \approx 70$ – $100$  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))<sub>3</sub>B в качестве примеси [6]. В высокотемпературной SPM-области кластеры Fe<sub>3</sub>B определяют магнитные свойства исходных образцов, дают около половины намагниченности в облученном образце ( $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>) и около четверти после воздействия потоком  $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> (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/см<sup>2</sup> (2) и  $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> (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  $\theta_p$  — 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  $\alpha$ -кластерами (Fe, Cr) и кластерами боридной фазы. После первого облучения ( $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>) наблюдается увеличение постоянной  $\theta_p$  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  $\theta_p$  с увеличением интервала между значениями  $T_C$  и  $\theta_p$  для облученного образца этим объяснить нельзя. С увеличением дозы облучения от  $1.5 \cdot 10^{18}$  до  $3 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>, 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  $\theta_p$ . Из этих данных видно, что прямой связи между  $T_C$  и  $\theta_p$  нет.

Немонотонные изменения величины  $\theta_p$  при облучении являются необычными, свидетельствуя о качественных изменениях в магнитной подсистеме. Снижение  $\theta_p$  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  $\theta_p$ , 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/см<sup>2</sup>) 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  $\alpha$ -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  $\theta_p$ , от  $T = 188$  К до  $T = 231$  К. После второго облучения ( $\Phi = 3.0 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>) ослабление взаимодействий между кластерами, вызывающее резкое снижение  $\theta_p$ , 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  $\theta_p$  может быть обусловлено возникновением прослоек со свойствами кластерного стекла, также способных экранировать взаимодействие между кластерами, снижая тем самым величину  $\theta_p$ . 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/см<sup>2</sup>). 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  $\theta_p$  после облучения потоком  $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>.

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).

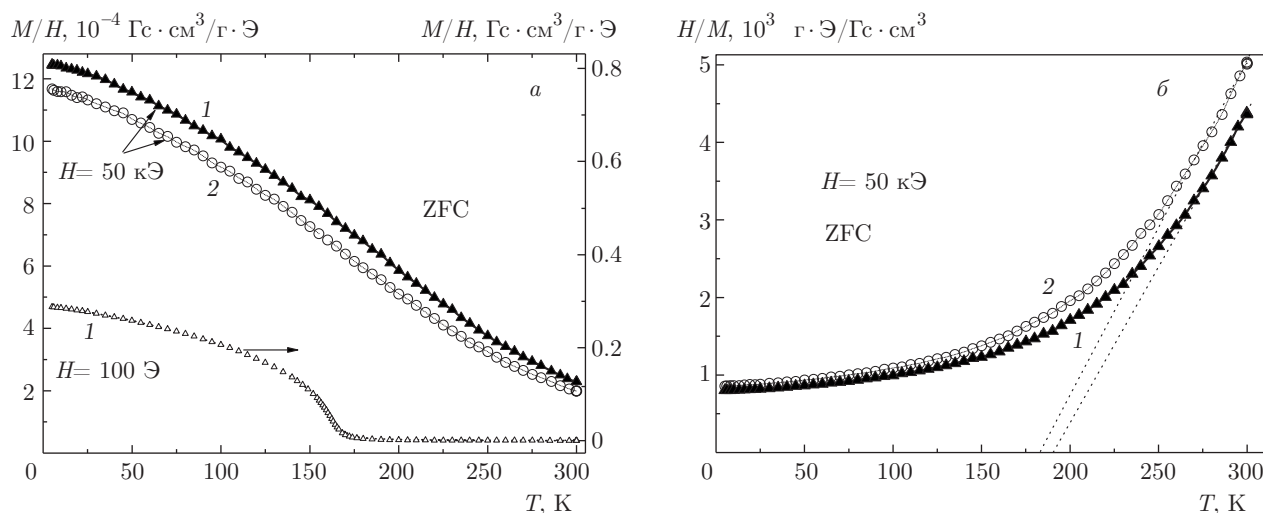


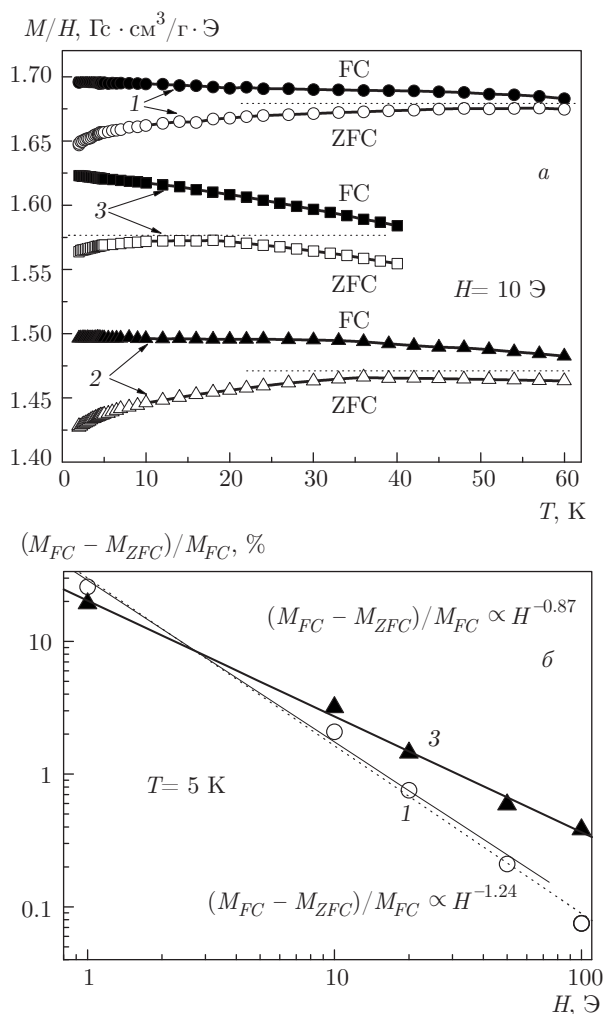
Рис. 5. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi = M/H$  (а) и  $1/\chi = H/M$  (б) в поле  $H = 50 \text{ кЭ}$  для исходного состояния (1) и после облучения потоком  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ ион}/\text{см}^2$  (2)

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  $\text{Fe}_3\text{B}$ , 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/см<sup>2</sup> (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/см<sup>2</sup>, 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/см<sup>2</sup>). 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  $\Delta E$  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  $\alpha$  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

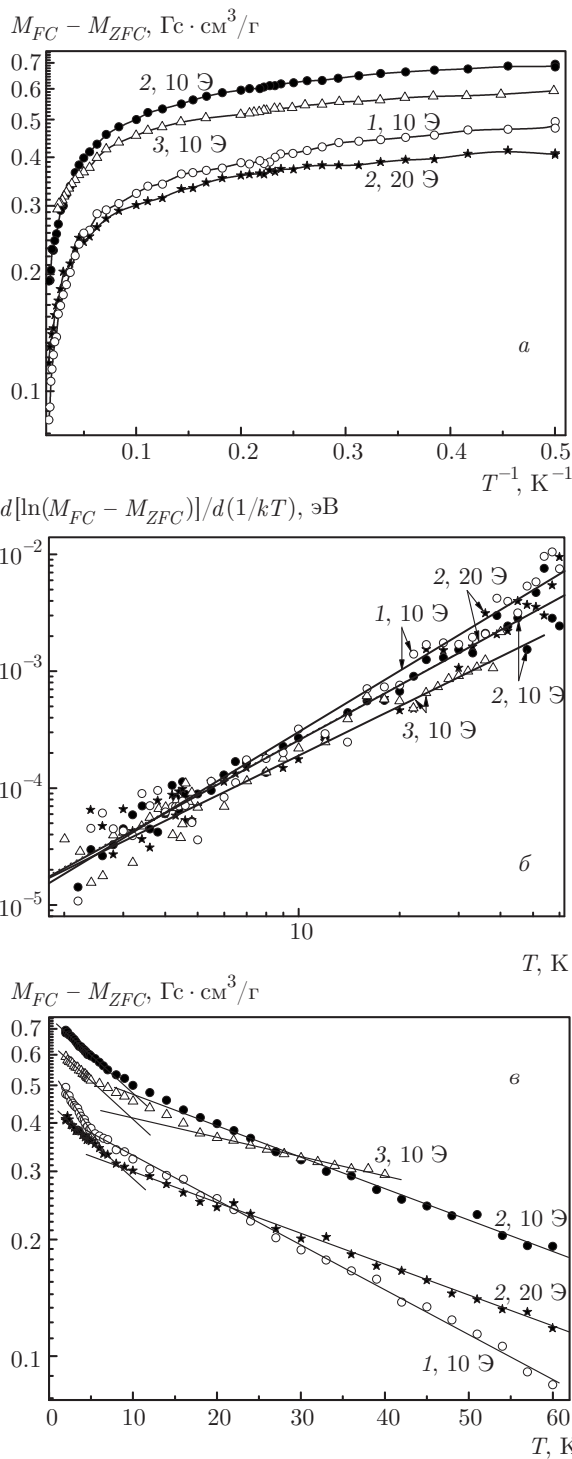


Рис. 7. Температурные зависимости разницы намагниченностей  $M_{FC} - M_{ZFC}$  (а, в) и локальной энергии активации (б)

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

где  $q(T)$  — параметр порядка,  $\Delta_0$  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  $\Delta$  необходимо знать  $\Delta_0$ . Кривые на рис. 6а и 7в свидетельствуют об увеличении коэффициента  $\alpha$  с увеличением  $T_{max}$ , связанном, очевидно, с ростом высоты барьеров, что согласуется с данными на рис. 7б. Учитывая это, логично связать параметр  $\Delta_0$  с температурой  $T_{max}$  — характерной точкой на кривых ZFC (рис. 6а). Мы использовали две возможности определения  $\Delta_0$ . Для начала в качестве значений  $\Delta_0$  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/см<sup>2</sup> кривые 2 при  $H = 10$  Э и

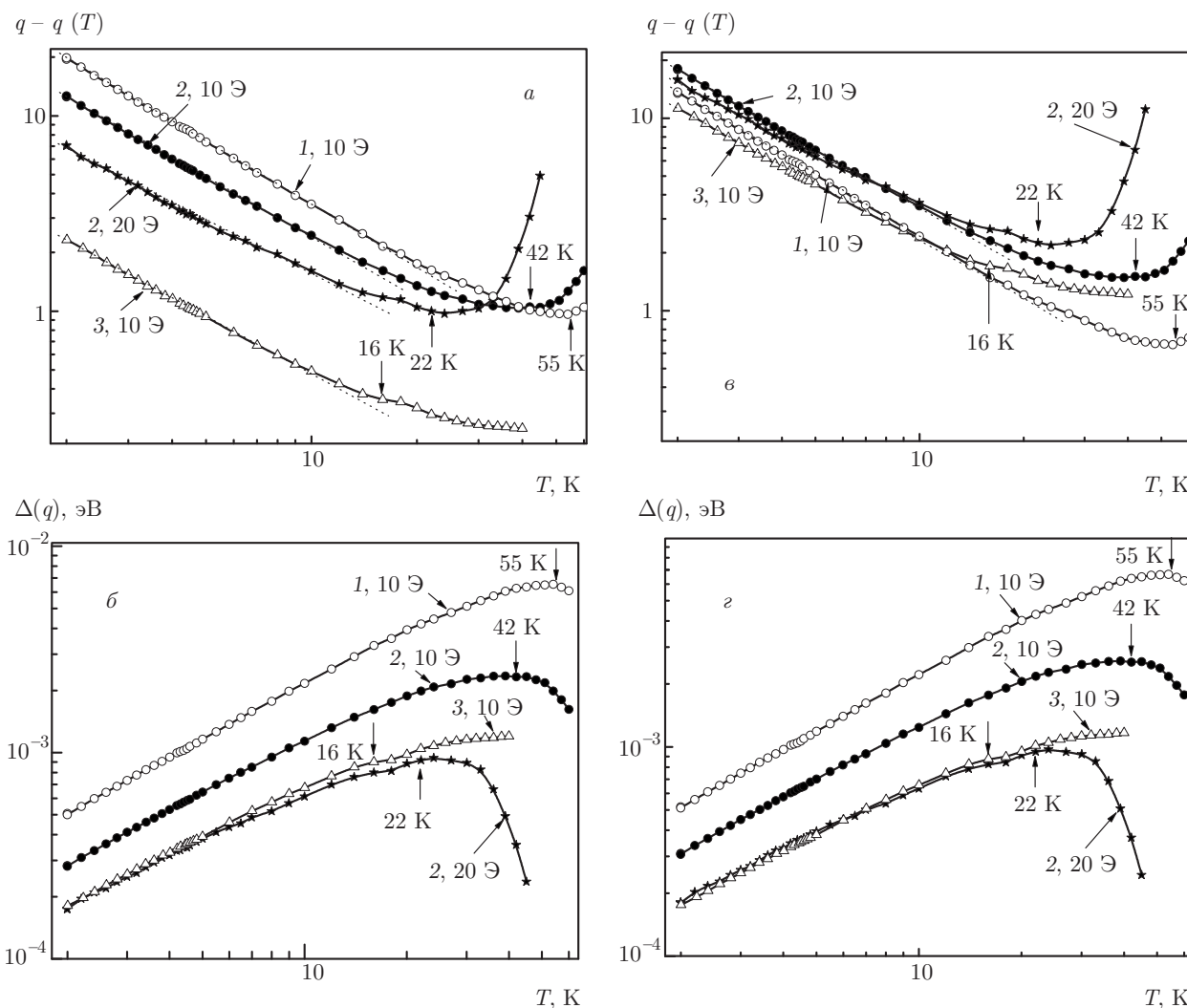


Рис. 8. Температурные зависимости параметра порядка (а,в) и энергии активации (б,г) для исходного (1) и облученных (2,3) образцов

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/см<sup>2</sup> 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  $\xi$  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  $\Delta_0$  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  $\Delta_0$ , 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  $\Delta_0$ . 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  $\Delta_0$ , 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  $\xi$  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  $\Delta$  (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  $\Delta$  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 зазора [37].

Кривые 2 при 10 Э и при 20 Э на рис. 8г демонстрируют влияние внешнего поля ( $H$ ) на величину  $\Delta$ . 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

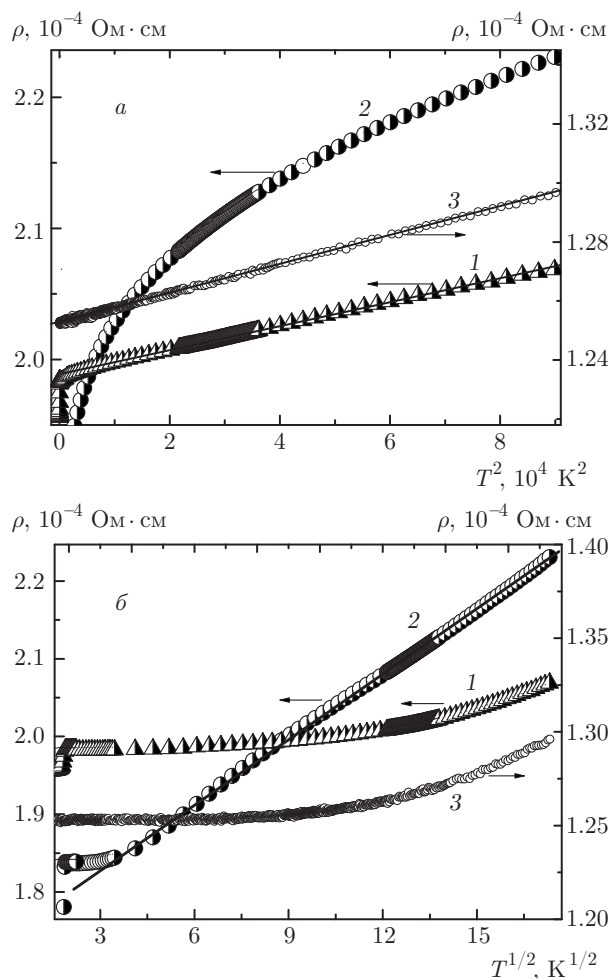
$$M_{FC} - M_{ZFC} = \delta M(T, H) = (H/H_0)^\xi (\delta M)_1 \exp(-\alpha T)$$

и затем при условии, что  $\xi$  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/см<sup>2</sup> (3); *b* — действие эффектов слабой локализации для облученного потоком  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> (2) образца

После облучения потоком  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> 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  $\beta$  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  $\eta$  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-

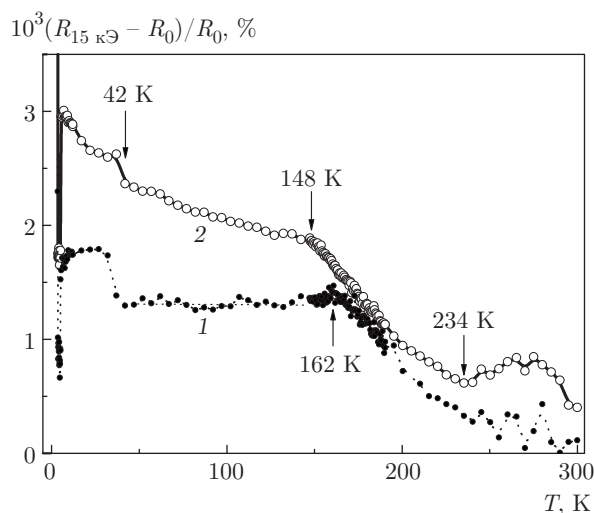


Рис. 10. Температурные зависимости магнитосопротивления (в поле  $H = 15$  кЭ) для исходного (1) и облученного потоком  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> (2) образцов

вышает  $15 \text{ \AA}$  для облученного потоком  $\Phi = 1.5 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> образца и приобретает нулевое или даже отрицательное значение для образца, облученного потоком  $\Phi = 3 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>, 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 SPM-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/см<sup>2</sup>, 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/см<sup>2</sup>) все изменения  $\rho$  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  $H = 15 \text{ кЭ}$ .

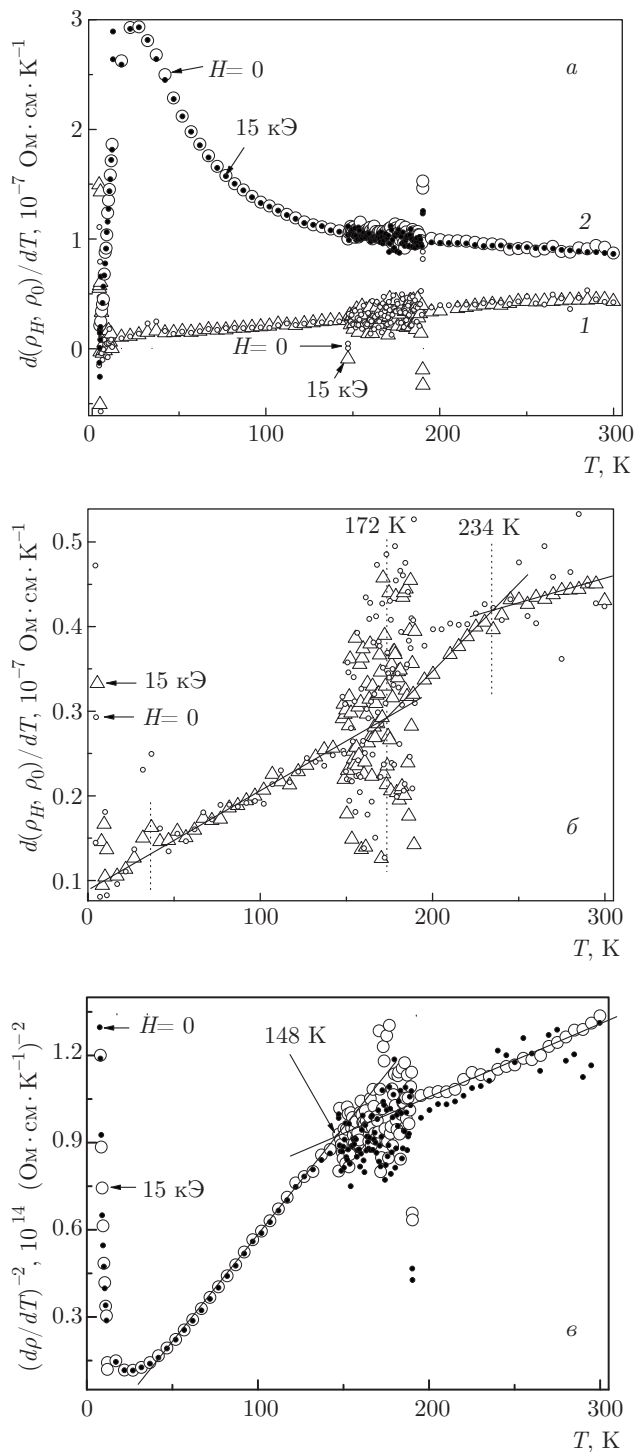


Рис. 11. а) Температурные зависимости первой производной удельного сопротивления по температуре для исходного (1) и облученного потоком  $\Phi = 1.5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> (2) образцов; б) в более подробном масштабе для образца в исходном состоянии  $d\rho/dT \sim T$ ; в) для облученного 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  $\text{Ar}^+$  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  $\alpha$ -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. Молотилов, 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. Показилов, Т. Г. Дмитриева, В. В. Показилов 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).