

# Магнитные фазовые состояния в квазибинарных $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$ интерметаллических соединениях

© А.З. Меньшиков, Ю.А. Дорофеев, А.Е. Теплых

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 7 апреля 1998 г.  
В окончательной редакции 30 июня 1998 г.)

Методами магнитной нейтронографии установлено, что в  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  твердых растворах со структурой  $C16$  ( $x < 0.5$ ) существуют только два магнитных фазовых состояния: низкотемпературное ( $AFI$ ) и высокотемпературное ( $AFII$ ). Третья магнитная фаза ( $AFIII$ ), предполагавшаяся ранее по данным магнитных измерений, не обнаружена. Фазы  $AFI$  и  $AFII$  обладают соизмеримой и несоизмеримой антиферромагнитными структурами с волновыми векторами  $\mathbf{k}_0 = 2\pi/a(1, 0, 0)$  и  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \delta\mathbf{k}$  соответственно. Области их существования показаны на магнитной фазовой диаграмме. Из данных нейтронографического эксперимента определена концентрационная зависимость среднего магнитного момента на атом в антиферромагнитной подрешетке  $3d$ -металла, которая, так же как и зависимость точки Нееля от  $x$ , оказалась нелинейной. Из анализа этих зависимостей делается вывод, что замещение атомов железа кобальтом сопровождается, с одной стороны, уменьшением локальной спиновой плотности на атомах железа, находящихся в ближайшем соседстве к атому кобальта, а с другой — возрастанием эффективного обменного интеграла между ближайшими атомами железа, расположенными вдоль тетрагональной оси.

Интерметаллическое соединение  $\text{FeGe}_2$ , имеющее тетрагональную ячейку типа  $C16$  (пространственная группа  $14/mcm$ ) с параметрами  $a = 5.908 \text{ \AA}$  и  $c = 4.955 \text{ \AA}$  обнаруживает сильное различие в расстояниях между ближайшими атомами железо–железо вдоль оси  $c$  ( $2.48 \text{ \AA}$ ) и в базисной плоскости ( $4.2 \text{ \AA}$ ) равных соответственно радиусам первой и второй координационных сфер. Благодаря этому сильно анизотропными оказываются и магнитные свойства этого соединения.

Согласно последним нейтронографическим исследованиям в [1–3], основное магнитное состояние  $\text{FeGe}_2$  описывается соизмеримой коллинеарной структурой с волновым вектором  $\mathbf{k}_0 = 2\pi/a(1, 0, 0)$ , где магнитные моменты атомов железа упорядочены антиферромагнитно в базисной плоскости и ферромагнитно вдоль оси  $c$  (фаза  $AFI$ ). Такая структура существует до температуры  $T_1 = 263 \text{ K}$ , а затем переходит в несоизмеримую геликоидальную магнитную структуру (фазу  $AFII$ ), где магнитные моменты железа сохраняют ферромагнитный порядок вдоль оси  $\langle 001 \rangle$ , а в базисной плоскости образуют спиральную структуру с круговым годографом.

Исследование спиновой динамики этого соединения в [4] обнаружило существование большой анизотропии в дисперсии спиновых волн, измеренных в направлении тетрагональной оси и в базисной плоскости. Оказалось, что скорость распространения ферромагнитных спиновых волн вдоль оси  $c$  для малых волновых векторов более чем на порядок выше таковой для антиферромагнитных спиновых волн, существующих в базисной плоскости. Полученные из этих данных грубые оценки отношения абсолютных значений обменных интегралов в первой  $I_{\text{FeFe}}^{(1)}$  и во второй  $I_{\text{FeFe}}^{(2)}$  координационных сферах дают величину порядка 20. На основании этого  $\text{FeGe}_2$  можно рассматривать как квазиодномерную

систему спинов, которую для наглядности представим в виде "спиновой шведской стенки", где в качестве опор служат ферромагнитные цепочки с направлением спинов перпендикулярно оси  $c$ , а в качестве поперечных перекладин — слабые антиферромагнитные связи вдоль направлений типа  $\langle 110 \rangle$ . При нагревании такой системы спинов до температуры  $T_1$  исчезает коллинеарный антиферромагнитный порядок между цепочками, но остаются скоррелированные повороты между цепочками вплоть до температуры  $T_N$ . Что касается ферромагнитного порядка вдоль оси  $c$ , то он продолжает быть неизменным и выше  $T_N$ , что проявляет себя в существовании слабо затухающих ферромагнитных спиновых волн при  $T \gg T_N$  [4]. Если такую систему спинов поместить во внешнее магнитное поле, то по результатам измерения магнитосопротивления в различных направлениях базисной плоскости [5] следует, что до  $H = 15 \text{ T}$  температура Нееля  $T_N$  уменьшается всего на  $2 \text{ K}$ , а температура перехода из соизмеримой структуры в несоизмеримую  $T_1$  увеличивается больше, чем на  $7 \text{ K}$ .

Ввиду квазиодномерного характера магнитного упорядочения в  $\text{FeGe}_2$  большой интерес представляют эффекты замещения атомов железа другими элементами, приводящими к изменению характера обменного взаимодействия как внутри ферромагнитной цепочки спинов, так и между ними. В частности, первое исследование такого типа было проведено на системе  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавов путем измерения температурных зависимостей магнитной восприимчивости [6]. Ряд кривых  $\chi(T)$ , взятых из [6], представлен на рис. 1, где обозначенные стрелками особенности при  $T_1$  и  $T_N$ , были отождествлены с переходами  $AFI \rightarrow AFII$  и  $AFII \rightarrow P$  соответственно. Кроме того, была отмечена еще одна особенность при  $T = T_x$  для сплавов с  $x = 0.3–0.45$ , которую авторы [6] связывали с температурой перехода в третью

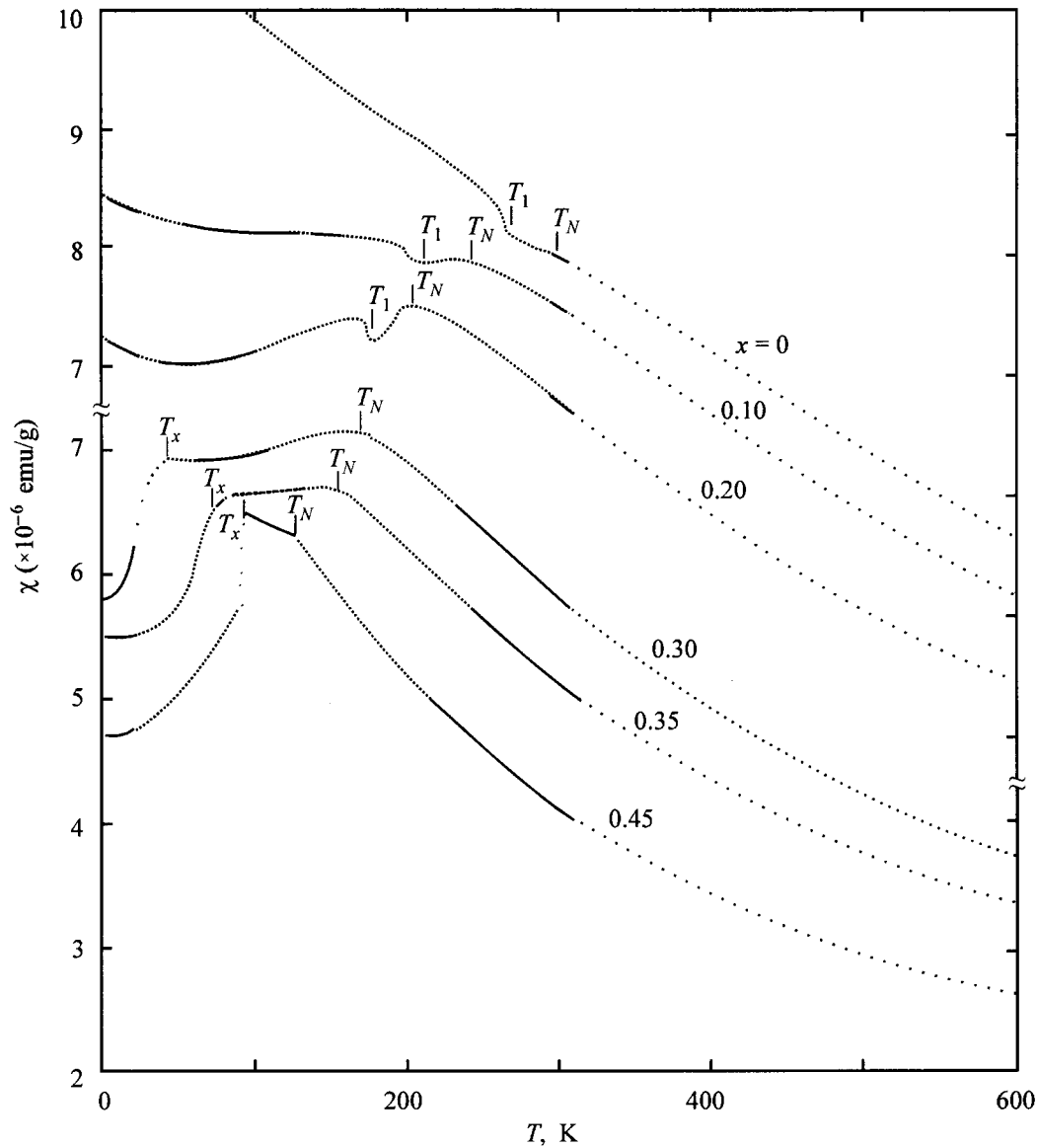


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавов, измеренные Ширази и др. [6].

фазу АFIII. Однако выводы о существовании этих фаз не были подкреплены прямыми нейтронографическими измерениями, а потому вопрос о магнитных состояниях и магнитной фазовой диаграмме  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавов оставался открытым. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы ликвидировать этот пробел, а также расширить представление о квазиодномерном магнетизме  $\text{FeGa}_2$ , используя метод упругого магнитного рассеяния нейтронов.

## 1. Методика эксперимента

Для целей нейтронографического эксперимента использовали  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  квазибинарные соединения с  $x = 0; 0.03; 0.05; 0.1; 0.3; 0.35$  и  $0.45$ . Для первых четырех составов были выращены монокристаллы из расплава

методом Чохральского на кафедре общей физики Уральского технического университета (г. Екатеринбург). Из больших монокристаллов вырезались образцы размером примерно  $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}$  вдоль ребер тетрагональной решетки. Оставшаяся часть слитков была размолота в порошок с размером частиц  $\sim 1\text{--}10 \mu\text{m}$ . Для трех последних составов в качестве образцов выступали только мелкие порошки примерно тех же размеров, на которых ранее в [6] были проведены измерения магнитной восприимчивости.

Исследования магнитного рассеяния нейтронов проводили на нейтронном дифрактометре Д-2, установленном на одном из горизонтальных каналов реактора ИВВ-2М. Съемку нейтронограмм осуществляли при температурах  $4.2\text{--}300 \text{ K}$  в гелиевом криостате в интервале углов  $2\theta = 16\text{--}100^\circ$ . Использовали монохроматический пу-

чок нейтронов с длиной волны  $\lambda = 1.81 \text{ \AA}$ , который получали сначала отражением от плоскости (111) деформированного монокристалла германия, а затем от плоскости (004) пиролитического графита. Такая геометрия прибора позволила полностью избежать вкладов от  $\lambda/2$  и получить достаточно хорошее разрешение прибора ( $\sim 10^{-2}$ ) на больших углах рассеяния.

Контроль за температурой образца осуществляли с помощью термпар медь–железо–медь и медь–константан с точностью  $\pm 1 \text{ К}$ .

## 2. Экспериментальные результаты

**2.1. Атомная структура.** Чтобы установить параметры атомной структуры и характер распределения атомов кобальта в подрешетке  $3d$ -металла, изучали ядерное упругое рассеяние нейтронов при комнатной температуре и при  $T = 4.2 \text{ К}$ , где все исследуемые сплавы находились соответственно в парамагнитном и магнитоупорядоченном состояниях. Эти эксперименты показали, что кристаллическая структура  $C16$  сохранялась одной и той же для всех исследованных образцов. При этом с увеличением  $x$  параметр решетки в направлении оси  $a$  уменьшался, а по оси  $c$  увеличивался в хорошем соответствии с данными [6] для комнатной температуры. Подобные результаты по изменению параметра решетки при  $4.2 \text{ К}$  представлены в таблице. С использованием метода Ритвелда, встроенного в программу FULLPROF, проведено уточнение позиционного параметра  $X_{\text{Ge}}$  для различных образцов, а также получены вероятности заполнения узлов железа атомами кобальта  $P_{\text{Co}}$ . Наилучшие факторы сходимости  $R_b$  и  $R_f$ , не превышающие 5%, были получены для хаотического распределения атомов кобальта в подрешетке  $3d$ -металла (см. таблицу).

**2.2. Низкотемпературное магнитное состояние (фаза AFI).** Информацию о низкотемпературном магнитном состоянии сплавов получали из

Значения параметров решетки  $a$  и  $c$   $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавов ( $T = 4.2 \text{ К}$ ), полученные из нейтронографических измерений, а также рассчитанные по программе FULLPROF вероятности заполнения атомами кобальта подрешетки  $3d$ -металла  $P_{\text{Co}}$ , и значения позиционного параметра  $X_{\text{Ge}}$

$x$	$a, \text{ \AA}$	$c, \text{ \AA}$	$P_{\text{Co}}$	$X_{\text{Ge}}$	$R_b, \%$	$R_f, \%$
0	5.890(2)	4.936(1)	0	0.1538	4.2	2.6
0.03	5.889(2)	4.934(1)	0.03	0.1568	2.1	1.6
0.05	5.887(3)	4.944(4)	0.06	0.1549	2.7	2.0
0.10	5.878(1)	4.947(3)	0.11	0.1550	2.4	2.0
0.30	5.844(2)	4.979(1)	0.29	0.1557	2.9	2.8
0.35	5.835(2)	4.984(1)	0.35	0.1561	2.8	3.1
0.45	5.820(2)	4.998(5)	0.44	0.1576	2.9	3.2

Примечание.  $R_b$  и  $R_f$  — факторы сходимости, полученные с учетом только интегральной интенсивности рефлексов ( $R_b$ ) и их полного профиля ( $R_f$ ).

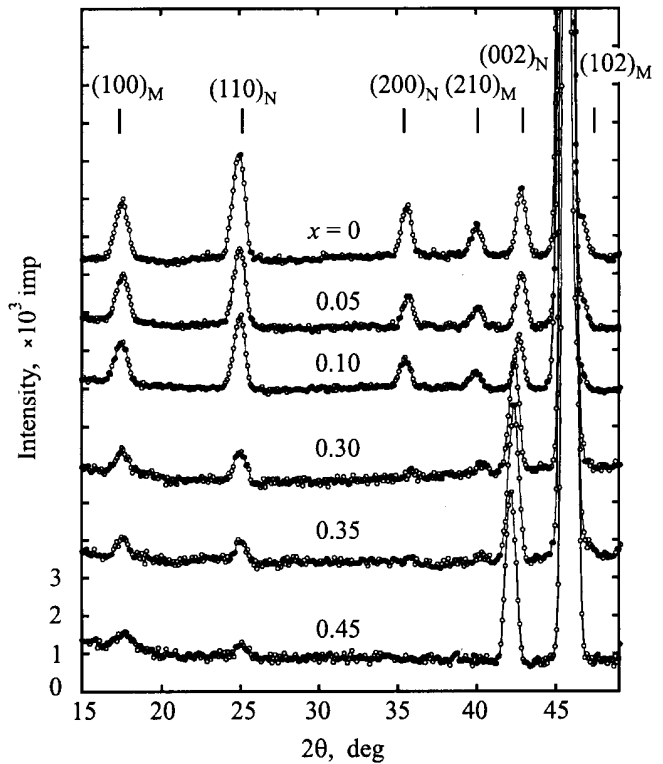


Рис. 2. Нейтронограммы  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавов, полученные при  $4.2 \text{ К}$ . Значки  $M$  и  $N$  относятся соответственно к магнитным и ядерным рефлексам.

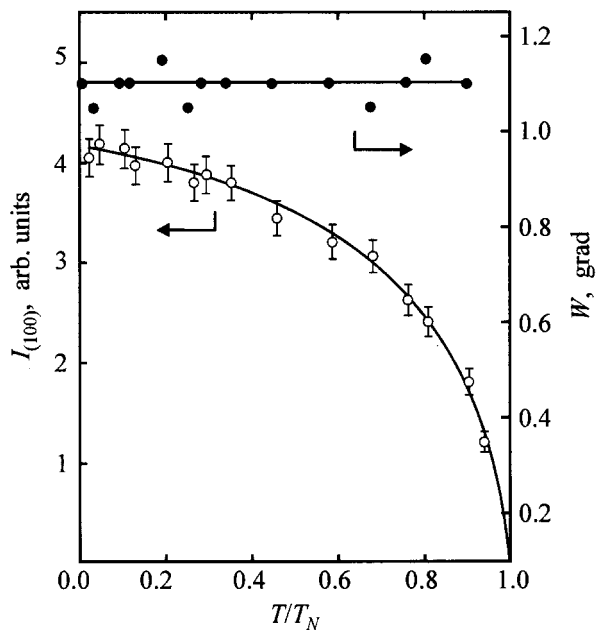


Рис. 3. Зависимость интенсивности рефлекса  $I_{(100)_m}$  (светлые кружки) и ширины этого рефлекса на полувысоте  $W$  (черные кружки) от приведенной температуры. Никаких явных особенностей при  $T_x/T_N \sim 0.2$  не отмечено.

результатов измерения упругого рассеяния нейтронов на порошковых образцах при 4.2 К. Типичные нейтронограммы такого типа, нормированные к интенсивности ядерного рефлекса (211), связанного только с атомами германия, представлены на рис. 2. Видно, что для всех составов наблюдаются одни и те же антиферромагнитные отражения  $(100)_m$  и  $(210)_m$ , характерные для этих углов рассеяния. Никаких дополнительных магнитных рефлексов по сравнению с нейтронограммой для чистого  $\text{FeGe}_2$  не отмечено также и для более далекой области углов. Это свидетельствует о том, что магнитная структура всех исследуемых сплавов при низких температурах описывается одним и тем же волновым вектором  $\mathbf{k}_0 = 2\pi/a(1, 0, 0)$ , что соответствует магнитному фазовому состоянию  $AFI$ .

Для выяснения возможности существования при низких температурах предполагавшейся ранее в [6] магнитной фазы  $AFII$  для составов с  $x \geq 0.3$  были проведены тщательные измерения температурных зависимостей интенсивности рефлексов  $(100)_m$  и  $(210)_m$ , а также их ширины на полувысоте. Эти зависимости для одного из сплавов с  $x = 0.3$  показаны на рис. 3 для рефлекса  $(100)_m$  как функция приведенной температуры  $T/T_N$ . Видно, что никаких признаков аномального изменения интенсивности и ширины дифракционных рефлексов при температурах  $T_x/T_N = 0.2$  не существует. Таким образом, предположение о новой антиферромагнитной фазе при  $T < T_x$ , сделанное в [6], не подтвердилось, и все  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавы с  $x \leq 0.45$  имеют при низких температурах только магнитное фазовое состояние по типу  $AFI$ .

2.3. Высокотемпературное магнитное состояние (фаза  $AFII$ ). Чтобы убедиться в справедливости существования несоизмеримой магнитной структуры  $AFII$  фазы, были проведены измерения температурных зависимостей рефлекса  $(100)_m$  на монокристаллических образцах с  $x < 0.3$ . Оказалось, что при  $T = T_1$  наблюдается расщепление этого рефлекса на два сателлита, являющихся основным признаком геликоиды. Угловое положение этих сателлитов, а также их интенсивность зависели как от концентрации, так и от температуры. В качестве примера на рис. 4 представлены нейтронограммы сплава  $\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1}\text{Ge}_2$ , полученные при разных температурах в области перехода от соизмеримой структуры к несоизмеримой, которая описывается волновым вектором  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \delta\mathbf{k}$ , где  $\delta\mathbf{k} = (2\pi/a)\boldsymbol{\mu}$ . По результатам измерений была построена температурная зависимость  $\delta k$  в области существования несоизмеримой фазы, и проведено сравнение с подобной зависимостью для чистого  $\text{FeGe}_2$  (рис. 5). Видно, что кроме понижения температуры перехода в lock-in-фазу в сплавах с кобальтом наблюдается также более плавная зависимость  $\delta k(T)$ .

Таким образом, предположение, сделанное в [6], о том, что особенности на температурных зависимостях  $\chi(T)$  при  $T_1$  и  $T_N$  связаны с температурами перехода в фазы  $AFI$  и  $AFII$ , соответствует действительности. Поэтому на основании проведенных в настоящей работе измерений

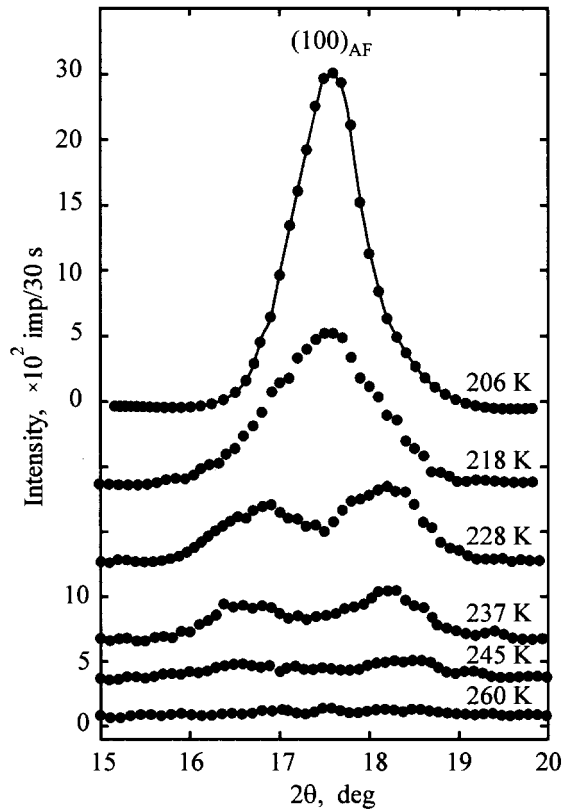


Рис. 4. Нейтронограммы в окрестности рефлекса  $(110)_m$ , полученные на монокристалле  $\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1}\text{Ge}_2$  сплава вблизи температур фазовых переходов  $T_1$  и  $T_N$ .

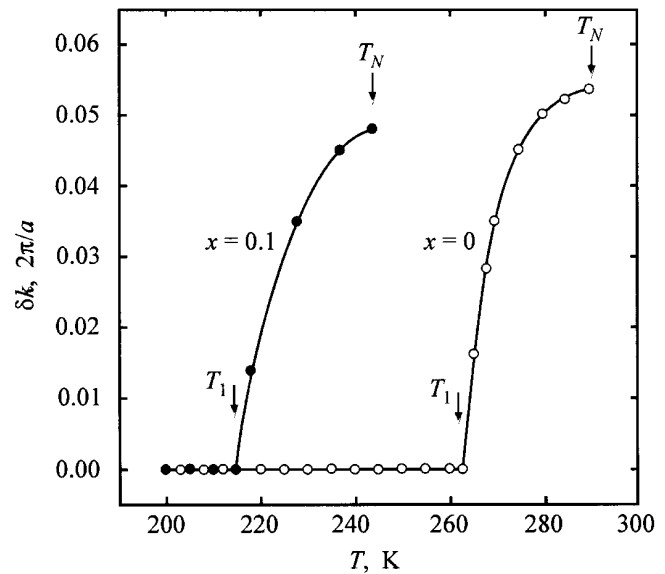
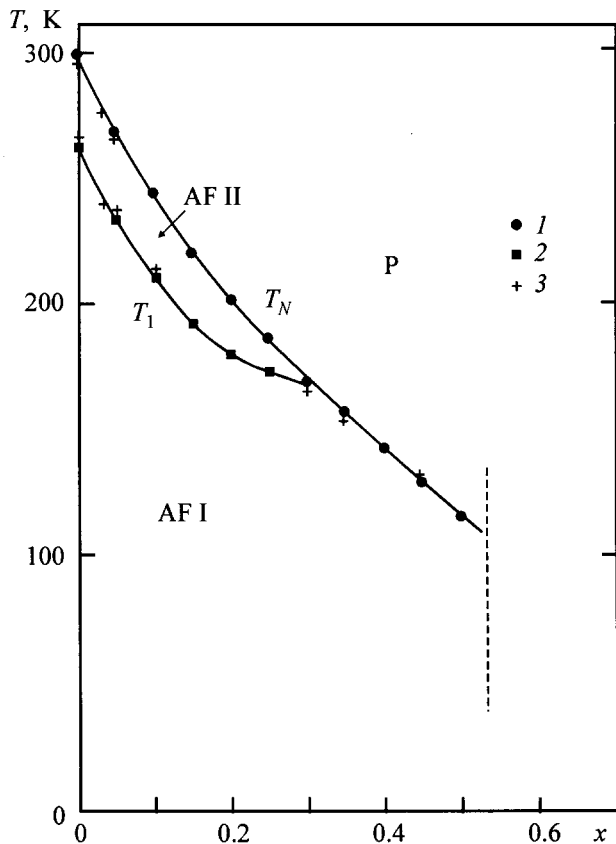


Рис. 5. Температурная зависимость волнового вектора несоизмеримой магнитной структуры  $\delta k$  для  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}_2$  сплавов. Стрелками показаны температуры фазовых переходов в lock-in фазу ( $T_1$ ) и в парамагнитное состояние  $T_N$ .



**Рис. 6.** Магнитная фазовая диаграмма  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}_2$  сплавов: 1, 2 — экспериментальные точки, полученные из данных по магнитной восприимчивости [6], 3 — данные нейтронографического эксперимента (настоящая работа).

$T_1$  и  $T_N$ , а также с учетом данных по температурным зависимостям магнитной восприимчивости сплавов, измеренных ранее [6], была построена магнитная фазовая диаграмма  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавов, на которой отмечены только две магнитные фазы *AF I* и *AF II* (рис. 6). Присутствие третьей магнитной фазы не подтверждено во всей области существования твердых растворов с кристаллической структурой типа *C16*.

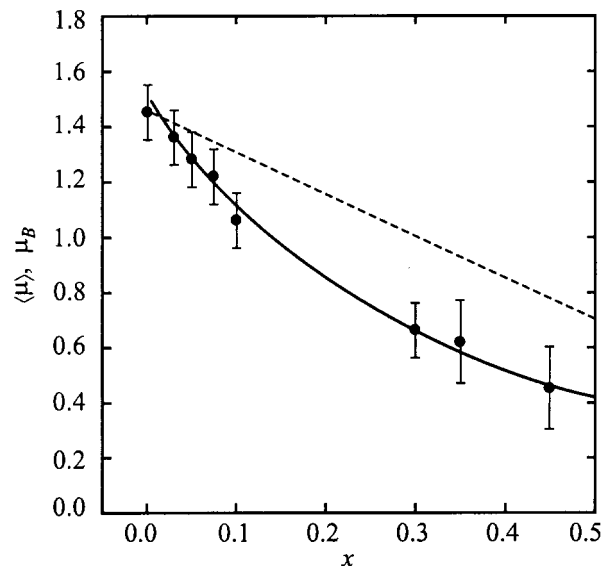
### 3. Обсуждение результатов

Обсудим теперь особенности влияния атомов кобальта на квазиодномерную систему спинов в  $\text{FeGe}_2$ . Как следует из наших измерений, атомы кобальта замещают хаотически атомы железа в подрешетке *3d*-переходного металла. При этом волновой вектор магнитной структуры в основном состоянии  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавов остается неизменным, что свидетельствует о сохранении характера обменного взаимодействия вдоль оси *c* и в базисной плоскости. Однако наблюдающиеся концентрационные зависимости среднего магнитного момента  $\langle \mu \rangle(x)$  и точки Нееля  $T_N(x)$  свидетельствуют об изменении электронного состояния атомов железа.

Действительно, измеренные интенсивности магнитных отражений при 4.2 К позволили рассчитать экспериментальные значения среднего магнитного момента  $\langle \mu \rangle$ , приходящегося на один атом *3d*-металла в  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  соединениях. Его концентрационная зависимость показана на рис. 7, из которого видно, что при малых *x* наблюдается довольно большое изменение  $\langle \mu \rangle$ , которое плавно уменьшается с увеличением *x*. Такое нелинейное поведение  $\langle \mu \rangle(x)$  указывает на то, что атомы кобальта подавляют спиновую плотность на ближайших к ним атомах железа. Действительно, если бы этот эффект отсутствовал, то при хаотическом распределении атомов кобальта в подрешетке *3d*-металла величина среднего магнитного момента изменялась бы с концентрацией согласно закону смещения

$$\langle \mu \rangle = \mu_{\text{Fe}}(1-x) \pm \mu_{\text{Co}}x, \quad (1)$$

где  $\mu_{\text{Fe}}$  и  $\mu_{\text{Co}}$  — локальные магнитные моменты на атомах железа и кобальта соответственно. Здесь знак "плюс" относится к случаю, когда обменное взаимодействие между атомами железа и кобальта вдоль оси *c* является ферромагнитным ( $J_{\text{FeCo}}^{(1)} > 0$ ), а знак "минус", когда оно антиферромагнитно ( $J_{\text{FeCo}}^{(1)} < 0$ ). Линейный закон изменения  $\langle \mu \rangle$  предполагает и тот случай, когда на атоме кобальта нет локализованного момента ( $\mu_{\text{Co}} = 0$ ). Но если экспериментальная кривая  $\langle \mu \rangle(x)$  является нелинейной и отклоняется от зависимости, построенной в предположении "магнитной дырки", как это видно на рис. 7, то естественно предположить, что на атомах железа, находящихся в ближайшем соседстве к атомам кобальта, формируется облако с отрицательной спиновой



**Рис. 7.** Концентрационная зависимость среднего магнитного момента в  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}_2$  сплавах: точки — данные, полученные из настоящего эксперимента; сплошная линия — подгоночная кривая, соответствующая уравнению  $\langle \mu \rangle = \mu_{\text{Fe}}(1-x)^{-\delta\mu/x}$ ; штриховая кривая соответствует случаю, когда  $\langle \mu \rangle = \mu_{\text{Fe}}(1-x)$ .

поляризацией  $\delta\mu$ . Иными словами, величина локального магнитного момента атомов железа, соседствующих с атомами кобальта, становится меньше, чем в чистом  $\text{FeGe}_2$ . Тогда из выражения для намагниченности одной подрешетки антиферромагнетика с учетом влияния соседства между атомами кобальта можно записать, что

$$\langle\mu\rangle_{\text{Fe}}(x) = \mu_{\text{Fe}}(1-x) - x^n\delta\mu, \quad (2)$$

где  $x^n$  — концентрация атомов кобальта, которые формируют вокруг себя облако с отрицательной спиновой поляризацией по отношению к спиновой плотности на атомах железа;  $\delta\mu$  — величина магнитного момента, приходящаяся на это облако.

Численная подгонка формулы (2) к экспериментальным значениям  $\langle\mu\rangle_{\text{Fe}}(x)$ , показанная на рис. 7 сплошной линией, оказалась возможной при  $n = 0.5$  и  $\delta\mu = 0.4\mu_B$ .

Таким образом, доля намагниченности, связанная с образованием отрицательной спиновой поляризации вокруг кобальтовых атомов, есть результат изменения электронного состояния атомов железа, находящихся в ближайшем соседстве с атомом кобальта, и это изменение подчиняется степенному закону  $\Delta\langle\mu_{\text{Fe}}\rangle \sim x^n$ , где  $n = 1/2$ .

Как видно из рис. 6, температура Нееля в  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  сплавах уменьшается с концентрацией  $x$  также по нелинейному закону, указывающему на то, что атомы кобальта не могут быть отождествлены с "магнитной дыркой", поскольку в этом случае, согласно теории молекулярного поля [7], температура Нееля должна следовать линейному закону  $T_N(x) \sim (1-x)$ . Но поскольку атомы кобальта не имеют локализованного момента, то естественно предположить, что температура Нееля определяется только величиной обменной энергии, приходящейся на один атом железа, т.е.  $kT_N = E_{\text{Fe}}$ . При этом общая обменная энергия равна  $E_{\text{ex}} = N(1-x)E_{\text{Fe}}$ . Если теперь выразить  $E_{\text{ex}}$  через обменную энергию между парами атомов в первой ( $N_{\text{FeFe}}^{(1)} = 1/2NZ_1$ ) и во второй ( $N_{\text{FeFe}}^{(2)} = 1/2NZ_2$ ) координационных сферах  $\text{FeGe}_2$  и воспользоваться выражением (2) для среднего значения магнитного момента железа, то получим

$$kT_N = \frac{1}{4(1-x)} \left[ \mu_{\text{Fe}}(1-x) - \delta\mu/x \right]^2 \times \left[ J_{\text{FeFe}}^{(1)} + 2|J_{\text{FeFe}}^{(2)}| \right], \quad (3)$$

где  $J_{\text{FeFe}}^{(1)}$  и  $J_{\text{FeFe}}^{(2)}$  — эффективные обменные интегралы между атомами железо-железо, находящимися в первой и второй координационных сферах с числом атомов  $Z_1 = 2$  и  $Z_2 = 4$  соответственно. Тогда, принимая во внимание, что  $J_{\text{FeFe}}^{(1)}/J_{\text{FeFe}}^{(2)} \sim 20$ , можно осуществить численную подгонку этой формулы к экспериментальным точкам  $T_N(x)/T_N(x=0)$  (рис. 8). Это оказалось возможным в том случае, когда обменный интеграл  $J_{\text{FeFe}}^{(1)}$  изменяется от концентрации по закону

$$J_{\text{FeFe}}^{(1)}(x) = J_{\text{FeFe}}^{(1)}(x=0) \cdot [1 + (2x)^2]. \quad (4)$$

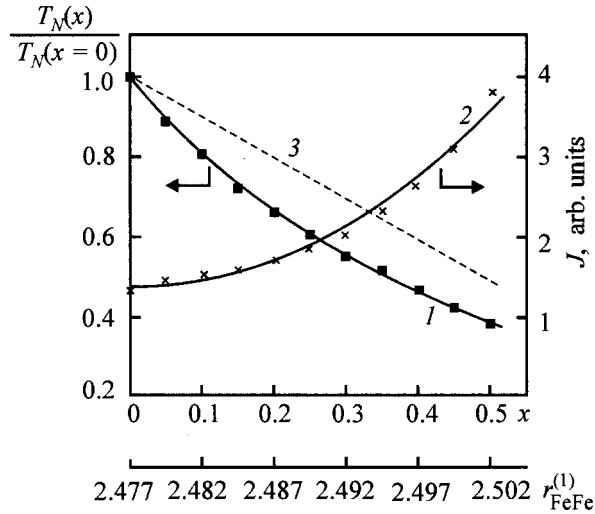


Рис. 8. Зависимость приведенной температуры Нееля и эффективного обменного интеграла  $J_{\text{FeFe}}$  от концентрации: 1 — эксперимент, 2 — данные, вычисленные из эксперимента, 3 — зависимость  $T_N(x)/T_N(x=0)$ , полученная в предположении "магнитной дырки" на месте атома кобальта.

Если теперь учесть, что вместе с возрастанием  $x$  линейно увеличивается и межатомное расстояние  $r_{\text{FeFe}}^{(1)}$ , показанное на рис. 8 параллельной шкалой, то становится ясным, что изменение обменного интеграла  $J_{\text{FeFe}}^{(1)}$  в сторону его увеличения с возрастанием межатомного расстояния от 2.477 Å до 2.5 Å соответствует той тенденции, которая наблюдается в ГЦК и ОПЦ сплавах железа. В частности, межатомное расстояние  $r_{\text{Fe-Fe}}$  в чистом  $\alpha\text{-Fe}$ , которое является хорошим ферромагнетиком, составляет 2.52 Å.

Как следует из данного экспериментального исследования магнитного фазового состояния  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  твердых растворов, замещение атомов железа на кобальт до концентрации  $x = 0.25$  фактически оставляет неизменной картину  $\text{AFI} \rightarrow \text{AFII} \rightarrow \text{P}$  магнитных фазовых превращений, как в чистом  $\text{FeGe}_2$ . При этом только понижаются температуры переходов  $T_1$  и  $T_N$ . Но при  $x > 0.25$  фаза  $\text{AFII}$  исчезает и все сплавы находятся в  $\text{AFI}$  магнитном состоянии. В значительной степени это связано с тем, что на атомах кобальта не формируется магнитного локального момента и, более того, происходит изменение локальной спиновой плотности на атомах железа, находящихся в ближайшем соседстве к атомам кобальта. Большое влияние на магнитное состояние сплавов оказывает также увеличение межатомного расстояния  $\text{Fe-Fe}$  вдоль тетрагональной оси, которое приводит к увеличению эффективного обменного интеграла  $J_{\text{FeFe}}^{(1)}$  с повышением концентрации кобальта в сплавах. Естественно, что данные выводы сделаны на основе анализа только экспериментальных данных по концентрационным зависимостям среднего магнитного момента и точки Нееля. Для более строгого доказательства сделанных суждений необходимы теоретические расчеты электронно-энергетического спектра

$(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Ge}_2$  интерметаллических соединений. К сожалению, последние могут быть осуществлены при условии усреднения электронных состояний для атомов и железа, и кобальта.

Авторы выражают искреннюю благодарность Х. Шираиши за предоставленные для исследования образцы с  $x = 0.3$ ;  $0.35$  и  $0.45$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ГНТП "Нейтронные исследования вещества", а также Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 98-02-16165).

## Список литературы

- [1] L.M. Corliss, J.M. Hastings, W. Kunmann, R. Thomas, J. Zhang, R. Butera, D. Mukamel. *Phys. Rev.* **B31**, 7, 4337 (1985).
- [2] Ю.А. Дорофеев, А.З. Меньшиков, Г.Л. Будрина, В.Н. Сыромятников. *ФММ* **63**, 6, 1110 (1987).
- [3] A.Z. Menshikov, Yu.A. Dorofeyev, G.L. Budrina, V.N. Syromyatnikov. *J. Magn. Magn. Matter.* **73**, 211 (1988).
- [4] T.M. Holden, A.Z. Menshikov, E. Fawcett. *J. Phys: Condens. Matter.* **8**, 1291 (1996).
- [5] C.P. Adams, T.E. Mason, S.A.M. Mentink, E. Fawcett. *J. Phys: Condens. Matter.* **9**, 1347 (1997).
- [6] H. Shiraishi, T. Hori, K. Kanematsu. *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, S32-3, 263 (1993).
- [7] A.Z. Menshikov, Yu.A. Dorofeyev, N.A. Mironova, M.V. Medvedev. *Sol. State Commun.* **98**, 9, 839 (1996).