

## Вклад кластеров железа в магнитные свойства сплавов $Pb_{1-y}Fe_yTe$

© Е.П. Скипетров<sup>1</sup>, А.А. Соловьев<sup>1</sup>, В.Е. Слынько<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет), 119991 Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича Национальной академии наук Украины, 58001 Черновцы, Украина

E-mail: skip@mig.phys.msu.ru

(Получена 18 мая 2017 г. Принята к печати 30 мая 2017 г.)

Исследованы полевые зависимости намагниченности (температуры  $T = 2.0-70$  К, магнитные поля  $B \leq 7.5$  Тл) образцов из монокристаллического слитка  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  ( $y = 0.02$ ), синтезированного методом Бриджмена. Установлено, что намагниченность образцов содержит несколько основных вкладов: парамагнетизм ионов железа, диамагнетизм кристаллической решетки, вклады носителей заряда и кластеров атомов железа. Полевые зависимости парамагнитного вклада ионов железа и вклада кластеров железа аппроксимированы теоретическими зависимостями на основе функций Бриллюэна и Ланжевена соответственно. Определены средние концентрации и магнитный момент кластеров, а также суммарный магнитный момент кластеров в единице объема в образцах при увеличении концентрации примеси вдоль слитка.

DOI: 10.21883/FTP.2018.06.45912.8653

### 1. Введение

Сплавы на основе  $PbTe$  с примесями переходных  $3d$ -металлов с переменной валентностью ( $Sc$ ,  $Ti$ ,  $V$ ,  $Cr$ ,  $Fe$ ), индуцирующими появление глубоких уровней вблизи запрещенной зоны, являются разбавленными магнитными полупроводниками, магнитные свойства которых определяются не только содержанием примеси, но и их электронной структурой [1–3]. В зависимости от взаимного расположения краев энергетических зон, примесного уровня и уровня Ферми ионы примеси, замещающие в решетке ионы свинца  $Pb^{2+}$ , могут находиться в двух разных зарядовых состояниях ( $Im^{2+}$  и  $Im^{3+}$ ) и обладать разными магнитными моментами. В частности, если уровень примеси расположен выше уровня Ферми, то при увеличении концентрации примеси сначала в результате процессов самоионизации ( $Im^{2+} \rightarrow Im^{3+} + e$ ) электроны с примесных уровней переходят на уровень Ферми (в разрешенную зону) и происходит генерация ионов примеси только в состоянии  $Im^{3+}$ , а уровень Ферми движется вверх, приближаясь к уровню примеси. Затем, после пиннинга уровня Ферми уровнем примеси, процессы самоионизации прекращаются, концентрация ионов примеси  $Im^{3+}$  выходит на насыщение и начинается рост концентрации ионов примеси  $Im^{2+}$ .

Несмотря на то что монокристаллы теллурида свинца, легированного железом, были синтезированы более 35 лет назад, вплоть до последнего времени физические свойства сплавов  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  изучались всего в нескольких работах [4–6]. При этом основное внимание уделялось магнитным свойствам [4,6], а информация об электрофизических свойствах и электронной структуре этих материалов почти отсутствовала. Было установлено, что они характеризуются проводимостью  $p$ -типа и в целом являются парамагнетиками с низкой раство-

римостью примеси (до  $\sim 0.15$  мол%). Считалось, что при низких концентрациях примеси магнитные свойства в основном определяются изолированными ионами железа  $Fe^{2+}(3d^6)$ , растворенными в подрешетке свинца, с „замороженным“ орбитальным моментом и спином  $S = 2$ . Полевые зависимости намагниченности при низких температурах в целом неплохо описывались функцией Бриллюэна, а температурные зависимости намагниченности — законом Кюри. Однако при повышении концентрации железа в намагниченности образцов кроме парамагнитного вклада ионов железа, диамагнетизма кристаллической решетки и вклада свободных носителей заряда появлялся и постепенно нарастал дополнительный быстро насыщающийся с ростом магнитного поля и не зависящий от температуры вклад. Предполагалось, что появление этого вклада связано с формированием магнитных кластеров, состоящих из большого количества ионов [4] или атомов [6] железа, связанных между собой ферромагнитным взаимодействием, а полная намагниченность кластеров может описываться функцией Ланжевена.

В настоящей работе исследованы полевые зависимости намагниченности (индукция магнитного поля  $B \leq 7.5$  Тл, температура  $T = 2.0-70$  К) серии образцов из монокристаллического слитка  $Pb_{1-y}Fe_yTe$ . Методика последовательного выделения основных вкладов в намагниченность  $Pb_{1-y}Fe_yTe$ , предложенная ранее [6,7], с учетом описанной выше модели перестройки электронной структуры сплавов при легировании использована для получения информации о вкладе кластеров железа в намагниченность, сопоставления его с парамагнитным вкладом изолированных ионов примеси, определения основных параметров кластеров и характера их изменения при увеличении содержания примеси вдоль слитка.

## 2. Синтез и состав образцов, методика эксперимента

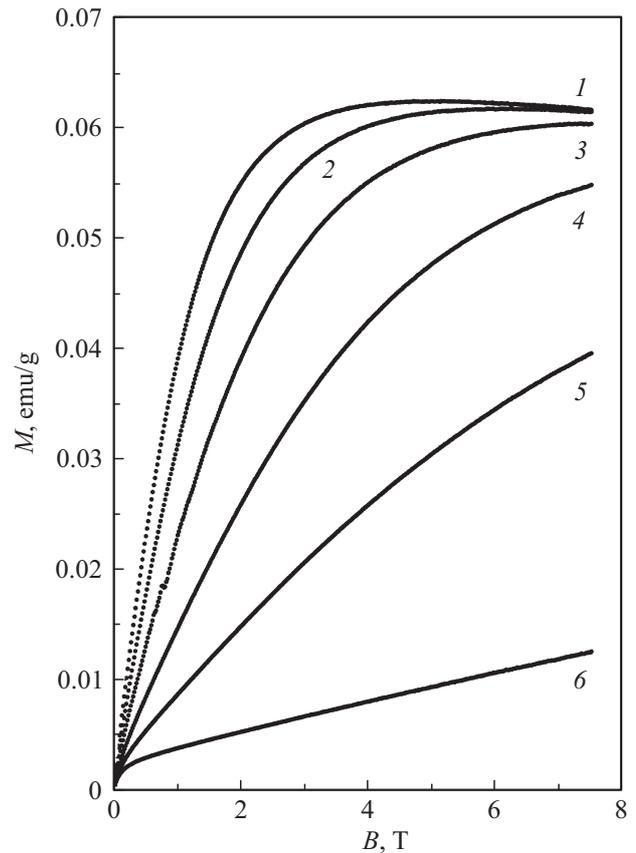
Монокристаллический слиток  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  с номинальным содержанием железа  $y = 0.02$  был синтезирован из особо чистых компонентов ( $Pb$  — 99.9999%,  $Fe$  — 99.9999%,  $Te$  — 99.9999%) вертикальным методом Бриджмена [8]. С помощью струнной резки слиток был разрезан перпендикулярно оси роста, приблизительно совпадающей с кристаллографическим направлением  $\langle 111 \rangle$ , на 26 шайб толщиной  $\sim 1.5$  мм. Номера шайб (от конца к началу слитка) используются далее как номера исследованных образцов. Для определения концентрации примеси в образцах и исследования их магнитных свойств из шайб при температуре жидкого азота выкальвались образцы, близкие по форме к прямоугольным параллелепипедам, весом от 40 до 80 мг.

Фазовый состав и содержание примеси в образцах определялись на растровом электронном микроскопе LEO SUPRA 50VP (Germany) с системой рентгенофлуоресцентного микроанализа Oxford Instruments INCA Energy+ (England). Установлено, что почти во всех образцах присутствуют микроскопические включения с повышенным (до 50%) содержанием железа, указывающие на существенное превышение предела растворимости примеси, а в самом конце слитка (в образце 2) — области с периодическим чередованием основной и второй фазы, близкой по составу к соединению  $FeTe$ . В то же время основная фаза характеризуется высокой (в пределах точности определения) однородностью состава, а концентрация примеси, по данным микроанализа, увеличивается от начала к концу слитка (от 20-го до 4-го образца) не более чем в 1.5 раза, достигая 0.5–0.6 мол%. При этом, к сожалению, ошибка в определении концентрации примеси достаточно велика и для большинства образцов находится на уровне самой концентрации примеси [8].

Полевые зависимости намагниченности сплавов  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  исследовались при температурах 2.0–70 К в магнитных полях  $B \leq 7.5$  Тл на вибрационном магнитометре установки PPMS-9 (Quantum Design, USA).

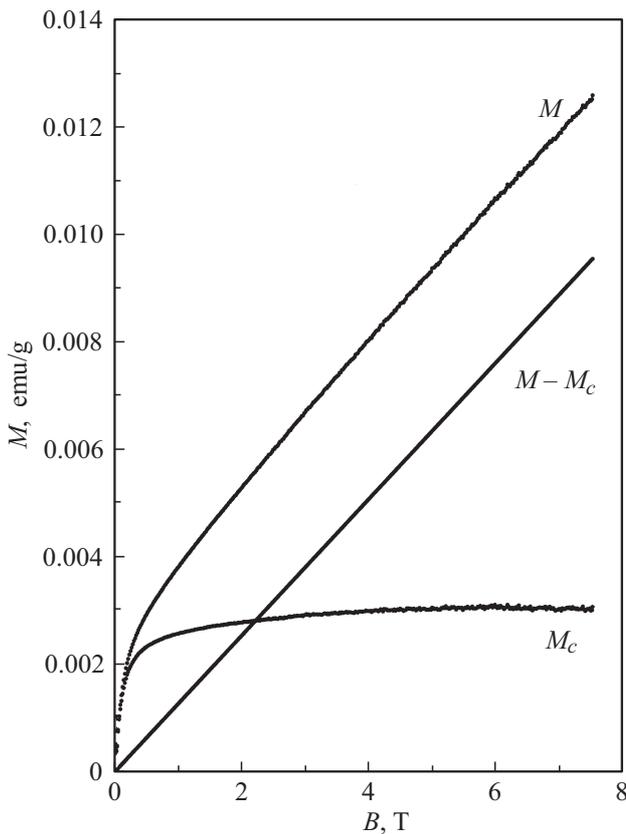
## 3. Полевые зависимости намагниченности сплавов $Pb_{1-y}Fe_yTe$

Типичные полевые зависимости намагниченности  $M(B)$  сплавов для одного из исследованных образцов (для образца 6) в диапазоне температур 2.0–70 К представлены на рис. 1. Хорошо видно, что так же, как и в более ранних работах по магнитным свойствам  $Pb_{1-y}Fe_yTe$ , основной вклад в намагниченность связан с парамагнетизмом ионов примеси: почти во всем исследованном температурном интервале наблюдается линейное увеличение намагниченности, сменяющееся тенденцией к ее насыщению с ростом магнитного поля.



**Рис. 1.** Полевые зависимости намагниченности одного из образцов  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  (образца 6) при вариации температуры.  $T$ , К: 1 — 2.0, 2 — 2.8, 3 — 4.2, 4 — 7.5, 5 — 15, 6 — 70.

Однако в отличие от предыдущих работ в результате понижения минимальной температуры эксперимента и расширения диапазона магнитных полей при самых низких температурах намагниченность проходит через максимум и линейно уменьшается с ростом поля. Линейный диамагнитный ход намагниченности в сильных магнитных полях объясняется, очевидно, преобладанием диамагнитного вклада кристаллической решетки в намагниченность сплавов в условиях насыщения парамагнитного вклада ионов примеси с ростом поля. Оценка диамагнитной восприимчивости в сильных магнитных полях при  $T = 2.0$  К дает  $\chi_0 \approx -1.55 \cdot 10^{-7}$  эме  $\cdot$  г $^{-1}$   $\cdot$  Э $^{-1}$ . Эта величина заметно больше теоретического значения магнитной восприимчивости кристаллической решетки  $PbTe$   $\chi_L \approx -3.0 \cdot 10^{-7}$  эме  $\cdot$  г $^{-1}$   $\cdot$  Э $^{-1}$  [9] и экспериментальных значений  $\chi_0 = -(3.0-3.5) \cdot 10^{-7}$  эме  $\cdot$  г $^{-1}$   $\cdot$  Э $^{-1}$ , полученных ранее для нелегированных монокристаллов  $PbTe$  [3,10–12]. Поэтому можно предположить, что кроме диамагнетизма кристаллической решетки в сильных магнитных полях существенное влияние на общую намагниченность оказывают также и в целом парамагнитные вклады свободных носителей заряда и носителей заряда в примесной зоне железа.



**Рис. 2.** Выделение вклада кластеров железа в намагниченность образца 6 при  $T = 70$  К.

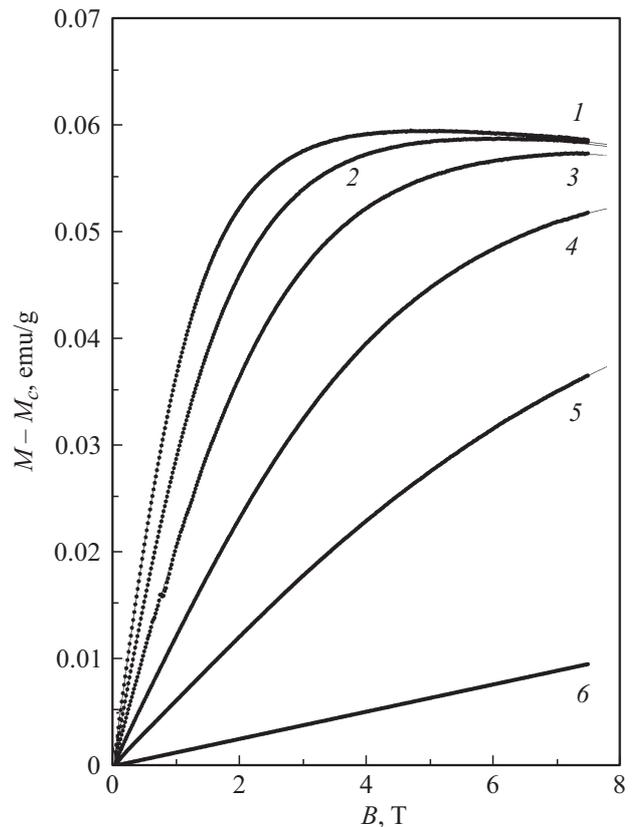
При увеличении температуры максимум и участок линейного спада на зависимостях  $M(B)$  быстро сдвигаются вправо за пределы исследованного нами диапазона магнитных полей и полевая зависимость намагниченности постепенно линейризуется. На фоне этого линейного хода, включающего в себя вклады ионов примеси, кристаллической решетки, свободных носителей заряда и носителей заряда в примесной полосе, на экспериментальных кривых проявляется дополнительный быстро нарастающий и насыщающийся в полях  $B < 1-2$  Тл вклад, описанный ранее в работах [4,6] и связанный, по-видимому, с образованием кластеров атомов железа (см. рис. 1).

Для выделения этого дополнительного вклада  $M_c(B)$  из полевых зависимостей намагниченности  $M(B)$  каждого образца при  $T = 70$  К вычитался линейный по полю ход (рис. 2). После этого, предполагая, что оставшийся быстро выходящий на насыщение с ростом магнитного поля вклад кластеров железа  $M_c(B)$  не изменяется при понижении температуры, мы вычитали его из всех зависимостей  $M(B)$  при  $T \leq 70$  К. Итоговые полевые зависимости  $M_c(B)$  при  $T = 70$  К и  $(M - M_c)(B)$  при температурах 2.0–70 К для одного из исследованных образцов представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Учитывая, что согласно описанной выше модели экспериментальные зависимости  $(M - M_c)(B)$  должны содер-

жать только парамагнитный вклад ионов железа в двух разных магнитных состояниях и сумму линейных по полю дополнительных вкладов, эти зависимости аппроксимировали суммой двух модифицированных функций Бриллюэна [13,14] и линейного по полю слагаемого:

$$M(B, T) = \frac{1}{\rho} \sum_{i=2+,3+} N_{\text{Fe}^i} g S \mu_B \times \left[ \frac{2S+1}{2S} \text{cth} \left( \frac{2S+1}{2S} \frac{g S \mu_B B}{k_B (T - T_0)} \right) - \frac{1}{2S} \text{cth} \left( \frac{1}{2S} \frac{g S \mu_B B}{k_B (T - T_0)} \right) \right] + \chi_0 B, \quad (1)$$

где  $\rho \approx 8.2 \text{ г/см}^3$  — плотность PbTe,  $N_{\text{Fe}^i}$  — концентрации ионов железа в состояниях  $\text{Fe}^{2+}(3d^6)$  и  $\text{Fe}^{3+}(3d^5)$ , орбитальный момент которых „заморожен“, спины  $S = 2$  и  $S = 5/2$  соответственно,  $g$ -фактор равен 2,  $T_0$  — подгоночный параметр, учитывающий слабое обменное взаимодействие ионов примеси,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\chi_0$  — сумма магнитных восприимчивостей кристаллической решетки, свободных



**Рис. 3.** Полевые зависимости намагниченности образца 6 при вариации температуры после вычитания вклада кластеров железа. Сплошные линии — аппроксимации экспериментальных зависимостей теоретическими кривыми на основе суммы двух модифицированных функций Бриллюэна (1).  $T$ , К: 1 — 2.0, 2 — 2.8, 3 — 4.2, 4 — 7.5, 5 — 15, 6 — 70.

**Таблица 1.** Параметры одного из образцов  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  (образца 6), определенные по полевым зависимостям намагниченности при  $T = 2.0-15$  К

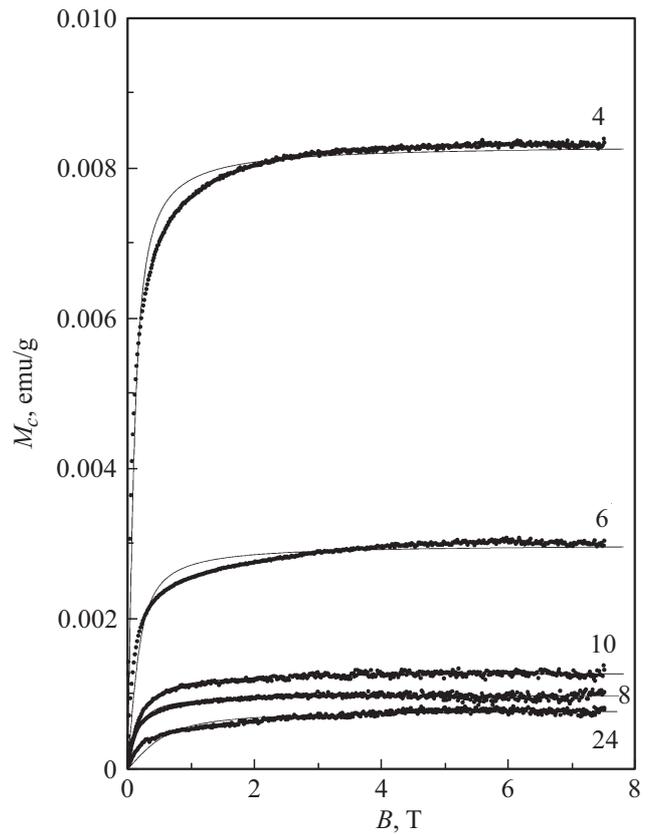
$T, K$	$T_0, K$	$\chi_0, 10^{-7} \text{ эмс} \cdot \text{Г}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$	$N_{Fe^{3+}}, 10^{19} \text{ см}^{-3}$	$N_{Fe^{2+}}, 10^{19} \text{ см}^{-3}$
2.0	-0.18	-1.55	0.858	0.451
2.8	-0.18	-1.55	0.858	0.466
4.2	-0.24	-1.55	0.858	0.502
7.5	-0.34	-1.55	0.858	0.543
15	-0.24	-1.55	0.858	0.596

носителей заряда и носителей заряда в примесной полосе.

Полученные таким образом теоретические полевые зависимости  $(M - M_c)(B)$ , практически совпадающие с экспериментальными при температурах 2.0–15 К, представлены сплошными линиями на рис. 3, а соответствующие им параметры образца 6 приведены в табл. 1. При построении этих зависимостей использовались модель перестройки электронной структуры  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  при легировании, предложенная нами ранее на основе результатов исследования гальваномагнитных свойств сплавов  $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$  [15] и сплавов из исследованного в настоящей работе слитка  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  [8,16,17], а также методика раздельного определения концентраций ионов железа в разных магнитных состояниях ( $Fe^{3+}$  и  $Fe^{2+}$ ) в рамках этой модели, которая подробно описана в [7]. Отметим, что хорошее согласие теоретических зависимостей с экспериментальными в исследованных диапазонах температур и магнитных полей, в особенности при самых низких температурах и в магнитных полях  $B < 1$  Тл (см. рис. 3), можно рассматривать в качестве прямого подтверждения справедливости сделанного нами выше предположения о независимости величины вклада кластеров железа в намагниченность от температуры.

#### 4. Кинетика изменения параметров кластеров железа при легировании

Экспериментальные зависимости  $M_c(B)$ , представленные на рис. 4, использованы для определения основных параметров кластеров железа в исследованных образцах. При этом, следуя представлениям, описанным в [4,6], мы считали, что кластеры состоят из большого числа атомов железа и представляют собой мелкие ферромагнитные частицы железа, магнитные моменты которых в нулевом магнитном поле ориентированы произвольным образом. Поэтому при аппроксимации экспериментальных полевых зависимостей вклада кластеров в намагниченность использовалась классическая функция Ланжевена [18], а в качестве подгоночных параметров рассматривались средние концентрация,  $N_c$ , и магнит-



**Рис. 4.** Полевые зависимости вклада кластеров железа в намагниченность ряда образцов  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  (номера указаны) при  $T = 70$  К. Сплошные линии — аппроксимации экспериментальных зависимостей функцией Ланжевена (2).

ный момент,  $m_c$ , кластеров в образце:

$$M_c(B, T) = \frac{1}{\rho} N_c m_c \left[ \text{cth} \left( \frac{m_c B}{k_B T} \right) - \left( \frac{k_B T}{m_c B} \right) \right], \quad (2)$$

где  $\rho \approx 8.2 \text{ г/см}^3$  — плотность  $PbTe$ .

Результаты аппроксимации для ряда образцов представлены сплошными линиями на рис. 4, а соответствующие этим аппроксимациям параметры кластеров

**Таблица 2.** Параметры кластеров железа, определенные по полевым зависимостям намагниченности образцов  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  при  $T = 70$  К

Номер образца	$m_c, \mu\text{В}$	$N_c, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$N_c m_c, 10^{18} \mu\text{В/см}^3$
24	378	1.87	0.706
20	780	0.96	0.752
16	820	1.12	0.918
10	946	1.21	1.142
8	1206	0.73	0.876
6	1128	2.35	2.650
4	1867	3.94	7.356
2	460	2.57	1.184

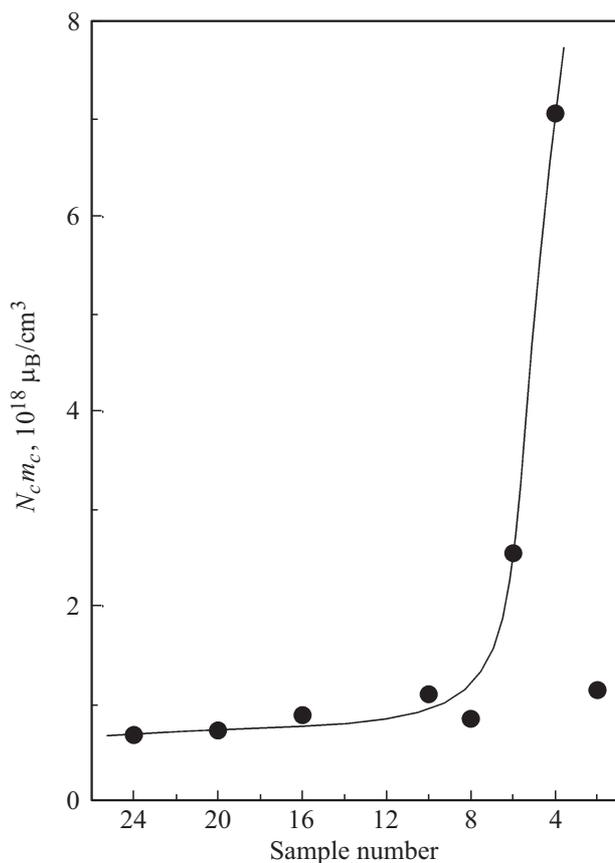


Рис. 5. Изменение суммарного магнитного момента кластеров железа в единице объема образца вдоль слитка  $\text{Pb}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Te}$ .

железа для всех исследованных образцов приведены в табл. 2. Оказалось, что при движении вдоль слитка (от образца 24 к образцу 4) средний магнитный момент кластеров  $m_c$  почти монотонно увеличивается в 5 раз. Средняя концентрация кластеров  $N_c$  в целом также увеличивается примерно в 3–4 раза от начала к концу слитка, но не так регулярно, как магнитный момент. В то же время величина произведения этих параметров  $N_c m_c$ , соответствующая суммарному магнитному моменту кластеров в единице объема образца, увеличивается вдоль слитка примерно на порядок и наиболее регулярным образом: сначала довольно медленно, а затем резко возрастает в несколько раз в конце слитка (рис. 5).

Однако в самом конце слитка (в образце 2) монотонность изменения всех перечисленных параметров кластеров нарушается, и они резко уменьшаются в несколько раз. По данным сканирующей электронной микроскопии и рентгенофлуоресцентного анализа [8], именно в этом образце увеличение концентрации примеси железа в условиях значительного превышения предела растворимости примеси приводит к образованию второй фазы в виде областей с последовательным чередованием полос основной фазы  $\text{Pb}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Te}$  и полос соединения  $\text{FeTe}$ . Поэтому можно предположить, что по мере увеличения концентрации примеси железа вдоль

слитка при росте кристалла сначала происходит заполнение вакансий в подрешетке свинца ионами железа, а также формирование кластеров атомов железа и рост средних концентрации и спина кластеров. Однако в самом конце слитка значительный избыток атомов железа в решетке приводит к появлению включений соединения  $\text{FeTe}$  и резкому уменьшению концентрации атомов железа, участвующих в образовании кластеров.

В заключение отметим, что, согласно полученным результатам, максимальная суммарная концентрация магнитоактивных ионов примеси железа, растворенных в подрешетке свинца, в исследованных образцах составляет  $\sim 1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Эта величина в целом вполне согласуется с данными работ [4,6] и соответствует  $\sim 0.1$  мол% примеси. Суммарный магнитный момент кластеров в единице объема образца  $N_c m_c$  увеличивается вдоль слитка примерно на порядок, достигая в конце слитка величины  $7.4 \cdot 10^{18} \mu_B/\text{см}^3$ . Предполагая, что так же, как и в металлическом железе, эффективное число магнетонов Бора на атом железа в кластере составляет  $n_B \approx 2.22$  [19], мы получаем концентрацию атомов примеси в кластерах  $\sim 3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, даже в конце слитка концентрация атомов железа, принимающих участие в формировании кластеров, в  $\sim 4.5$  раза меньше концентрации магнитоактивных ионов примеси железа, а общий вклад кластеров железа в намагниченность сплавов  $\text{Pb}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Te}$  почти на порядок меньше парамагнитного вклада ионов железа, находящихся в узлах подрешетки свинца.

## 5. Заключение

Исследованы полевые зависимости намагниченности образцов из монокристаллического слитка  $\text{Pb}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Te}$  при вариации концентрации примеси вдоль слитка. Установлено, что намагниченность образцов содержит несколько основных вкладов: бриллюэновский парамагнетизм ионов примеси, диамагнетизм матрицы, линейный по полю вклад носителей заряда и быстро насыщающийся с ростом поля вклад, связанный с формированием кластеров железа. Проведены выделение парамагнитного вклада ионов примеси и вклада кластеров атомов железа в намагниченность исследованных сплавов и аппроксимация их теоретическими зависимостями на основе суммы двух модифицированных функций Бриллюэна для ионов примеси в состояниях  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$  и функции Ланжевена соответственно.

Определен характер изменения средних концентрации и спина кластеров железа, а также суммарного спина кластеров в единице объема образца вдоль слитка. Показано, что эти величины сначала медленно и почти монотонно увеличиваются вдоль слитка (при увеличении концентрации примеси), а затем резко возрастают в конце слитка. Тем не менее суммарная концентрация примесных атомов, принимающих участие в формировании кластеров, даже в конце слитка в  $\sim 4.5$  раза меньше

концентрации парамагнитных ионов примеси железа, а их вклад в намагниченность исследованных сплавов почти на порядок меньше парамагнитного вклада ионов железа, растворенных в узлах подрешетки свинца.

Авторы благодарны М.М. Маркиной и К.В. Захарову (физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова) за помощь в проведении измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-02-00865).

## Список литературы

- [1] T. Story, E. Grodzicka, B. Witkowska, J. Gorecka, W. Dobrowolski. *Acta Phys. Pol. A*, **82**, 879 (1992).
- [2] E. Grodzicka, W. Dobrowolski, T. Story, Z. Wilamowski, B. Witkowska. *Cryst. Res. Technol.*, **31**, S651 (1996).
- [3] T. Story. In: *Lead Chalcogenides: Physics and Applications, [ser. Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices, v. 18]*, ed. by D. Khokhlov (N.Y.–London, Taylor and Francis, 2003) p. 385.
- [4] Д.Г. Андрианов, С.А. Белоконь, В.М. Лакеенков, О.В. Пелевин, А.С. Савельев, В.И. Фистуль, Г.П. Цискаришвили. *ФТП*, **14**, 175 (1980) [*Sov. Phys. Semicond.*, **14**, 102 (1980)].
- [5] P.M. Nikolic, K. Radulovic, D. Vasiljevic-Radovic, V. Blagojevic, B. Milosavljevic, Z. Dohcevic-Mitrovic. *J. Serb. Chem. Soc.*, **67**, 415 (2002).
- [6] D.T. Morelli, J.P. Heremans, C.M. Thrush. *Phys. Rev. B*, **67**, 035206 (2003).
- [7] Е.П. Скипетров, А.А. Соловьев, А.В. Кнотько, В.Е. Слынько. *ФНТ*, **43**, 581 (2017) [*Low Temp. Phys.*, **43**, 466 (2017)].
- [8] E.P. Skipetrov, O.V. Kruleveckaya, L.A. Skipetrova, A.V. Knotko, E.I. Slynko, V.E. Slynko. *J. Appl. Phys.*, **118**, 195701 (2015).
- [9] G.A. Bain, J.F. Berry. *J. Chem. Educ.*, **85**, 532 (2008).
- [10] M. Gorska, J.R. Anderson. *Phys. Rev. B*, **38**, 9120 (1988).
- [11] W. Mac, T. Story, A. Twardowski. *Acta Phys. Pol. A*, **87**, 492 (1995).
- [12] E.P. Skipetrov, N.A. Chernova, E.I. Slyn'ko. *Phys. Rev. B*, **66**, 085204 (2002).
- [13] G. Bauer, H. Pasher. In: *Diluted Magnetic Semiconductors*, ed. by M. Jain (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong, World Scientific, 1991) p. 339.
- [14] M. Gorska, J.R. Anderson, G. Kido, S.M. Green, Z. Golacki. *Phys. Rev. B*, **45**, 11702 (1992).
- [15] Е.П. Скипетров, А.Н. Голованов, Е.И. Слынько, В.Е. Слынько. *ФНТ*, **39**, 98 (2013) [*Low Temp. Phys.*, **39**, 76 (2013)].
- [16] E.P. Skipetrov, O.V. Kruleveckaya, L.A. Skipetrova, E.I. Slynko, V.E. Slynko. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 022101 (2014).
- [17] Е.П. Скипетров, А.В. Кнотько, Е.И. Слынько, В.Е. Слынько. *ФНТ*, **41**, 185 (2015) [*Low Temp. Phys.*, **41**, 141 (2015)].
- [18] С.В. Вонсовский. *Магнетизм* (М., Наука, 1971).
- [19] Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела* (М., Наука, 1978).

Редактор Л.В. Шаронова

## Contribution of iron clusters in the magnetic properties of $Pb_{1-y}Fe_yTe$ alloys

E.P. Skipetrov<sup>1</sup>, A.A. Solovev<sup>1</sup>, V.E. Slynko<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Lomonosov Moscow State University  
(Faculty of Physics),  
119991 Moscow, Russia

<sup>2</sup> Frantsevich Institute of Materials Science Problems,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
58001 Chernivtsy, Ukraine

**Abstract** The magnetic field dependences of the magnetization (temperatures  $T = 2.0\text{--}70\text{ K}$ , magnetic fields  $B \leq 7.5\text{ T}$ ) of the samples from a single crystal  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  ( $y = 0.02$ ) ingot, synthesized by the Bridgman method, are studied. It is established that the magnetization of the samples contains several main contributions: the paramagnetism of iron ions, diamagnetism of the crystal lattice, contributions of charge carriers and clusters of iron atoms. The magnetic field dependences of the paramagnetic contribution of iron ions and the contribution of clusters of iron atoms fitted by theoretical dependences based on the Brillouin and Langevin functions, respectively. The average concentration and magnetic moment of clusters, as well as the total magnetic moment of clusters per unit volume in the samples are determined when the concentration of impurity increases along the ingot.