

К ВОПРОСУ О МАГНИТНОЙ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЕ ГЕЛИКОИДАЛЬНОГО МАГНЕТИКА MnSi

*В. Н. Нарожный**, *В. Н. Краснорусский*

*Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина Российской академии наук
142190, Троицк, Москва, Россия*

Статья написана по материалам доклада
на 36-м Совещании по физике низких температур
(Санкт-Петербург, 2–6 июля 2012 г.)

Для монокристаллического MnSi проведены измерения кривых намагниченности в интервале температур (5.5–35) К и напряженности магнитного поля $H \leq 11$ кЭ для $\mathbf{H} \parallel [111], [001], [110]$. Особое внимание уделялось области температур, находящейся вблизи температуры перехода MnSi в состояние с длиннопериодной геликоидальной структурой $T_N = 28.8$ К. Обнаружен ряд новых особенностей в магнитном поведении MnSi. Установлено, в частности, что в промежуточной области температур выше перехода ($28.8 \text{ К} = T_N \leq T < 31.5 \text{ К}$) наблюдаются аномалии на зависимостях $dM(H)/dH$, не характерные для типично парамагнитного состояния. Установлено, что линия характерного поля $H^*(T)$ этой аномалии является естественной экстраполяцией температурной зависимости поля перехода от конической к индуцированной ферромагнитной фазе, наблюдаемой при $T < T_N$. Сделан вывод о том, что свойства MnSi в промежуточной области обусловлены конической фазой (а не *A*-фазой). На основании полученных данных построены магнитные фазовые диаграммы MnSi для $\mathbf{H} \parallel [111], [001], [110]$ и проведено их сравнение с диаграммами, полученными ранее другими методами.

DOI: 10.7868/S004445101305011X

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

1. ВВЕДЕНИЕ

Соединение MnSi кристаллизуется в кубической решетке без центра инверсии (тип B20). Считается, что магнитные свойства MnSi носят преимущественно зонный характер. Отсутствие центра инверсии делает возможным в этой системе (помимо обычного обмена) взаимодействие типа Дзялошинского–Мория, которое, в свою очередь, приводит к образованию длиннопериодной геликоидальной структуры при $T < T_N = 28.8$ К с направлением осей геликоидов, определяемым более слабым анизотропным обменным взаимодействием, см., например, [1]. Особенностью MnSi является присутствие переходной области, прилегающей к магнитному переходу со стороны более высоких температур. В этой области теплоемкость, магнитная восприимчивость, температурный коэффициент электросопротивления и др. имеют аномалии, см., например, [2]. Природа подобного поведения MnSi до конца не ясна.

В работе были проведены систематические измерения кривых статической намагниченности $M(H)$ монокристаллов MnSi при $T = (5.5\text{--}35)$ К в полях до 11 кЭ для $\mathbf{H} \parallel [111], [001], [110]$. Особое внимание уделялось области температур, находящейся вблизи температуры перехода в состояние с длиннопериодной геликоидальной структурой $T_N = 28.8$ К, при которой в ряде работ наблюдались пики в теплоемкости, коэффициенте теплового расширения и магнитной восприимчивости. Исследовались монокристаллы MnSi, выращенные методом Бриджмена. Измерения намагниченности проводились на вибрационном магнитометре фирмы «Lake Shore Cryotronics» для трех указанных направлений магнитного поля. Поперечная конфигурация магнитного поля в магнитометре и возможность вращения оси подвеса образца давали возможность проводить измерения намагниченности для трех направлений поля при одном монтаже образца на держатель. Образец представлял собою куб с размером ребра около 3 мм, грани которого ориентированы перпендикулярно направлениям $[110], [1\bar{1}0]$

*E-mail: narozhnyivn@gmail.com

и [001]. Прецизионное измерение намагниченности $M(H)$ позволило надежно определить дифференциальную магнитную восприимчивость $dM(H)/dH$ методом численного дифференцирования, что, в свою очередь, помогло выявить ряд новых особенностей в магнитном поведении MnSi в различных диапазонах температур и магнитных полей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При $5.5 \text{ K} \leq T \leq 27.0 \text{ K}$ зависимость $M(H)$ близка к линейной в полях до $H \approx (4-6) \text{ кЭ}$. Примеры кривых намагниченности $M(H)$ и $dM(H)/dH$ MnSi, полученных при $H \parallel [111]$ в трех различных температурных областях, показаны на рис. 1. При дальнейшем росте магнитного поля на зависимостях $M(H)$ наблюдался излом. Подобное поведение зависимости $M(H)$ при $T < T_N$ хорошо известно, оно связывается с переходом в индуцированную ферромагнитную фазу в достаточно больших полях, см., например, [3].

В данной работе выявлена дополнительная особенность на кривых $M(H)$ и $dM(H)/dH$, проявляющаяся при $5.5 \text{ K} \leq T \leq 28.8 \text{ K}$ при различных направлениях H в полях от 80 Э до 1.3 кЭ, см. пример измерений при $T = 5.5 \text{ K}$ на рис. 1 и фазовые диаграммы для трех направлений поля (рис. 2-4), построенные по результатам наших магнитных измерений. Аномалии в свойствах MnSi в

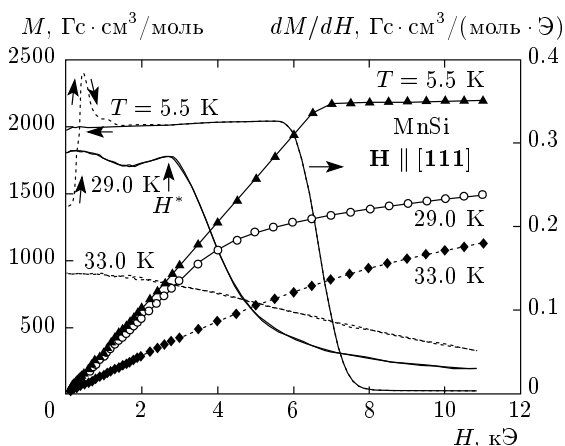


Рис. 1. Примеры зависимостей намагниченности M и дифференциальной магнитной восприимчивости $dM(H)/dH$ от напряженности магнитного поля H для MnSi при $H \parallel [111]$ и $T = 5.5, 29.0, 33.0 \text{ K}$. Для $dM(H)/dH$ при $T = 5.5 \text{ K}$ стрелками показано направление изменения поля. Линии на зависимостях $M(H)$ проведены для наглядности

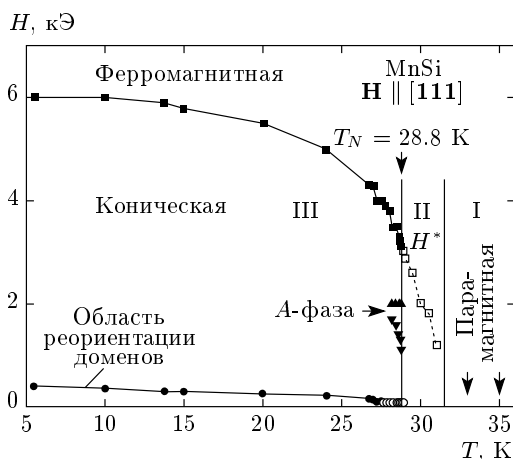


Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма MnSi для $H \parallel [111]$. Светлые символы, соединенные штриховой линией при $28.8 \text{ K} \leq T \leq 31.0 \text{ K}$ и обозначенные $H^*(T)$, соответствуют положениям особенностей в $dM(H)/dH$ при разных температурах. Стрелками при $T = 33.0, 35.0 \text{ K}$ отмечены температуры, при которых на зависимостях $dM(H)/dH$ аномалии до самых малых полей не обнаружены. Светлые символы при $27.6 \text{ K} \leq T \leq 28.8 \text{ K}$ обозначают положения аномалии, связанной с реориентацией магнитных доменов и имеющей практически обратимое поведение намагниченности при изменении поля. Темные символы — положения аномалии с необратимыми кривыми $M(H)$

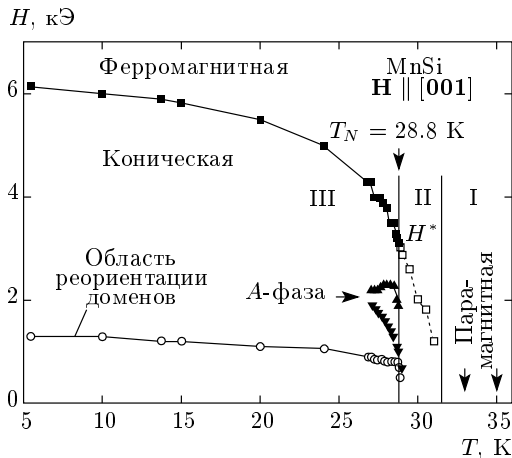


Рис. 3. Магнитная фазовая диаграмма MnSi для $H \parallel [001]$

подобных полях наблюдались и ранее при изучении этого соединения другими методами (например, при исследовании поглощения ультразвука, рассеяния нейтронов и переменноточной магнитной восприимчивости). В данной работе было обнаружено,

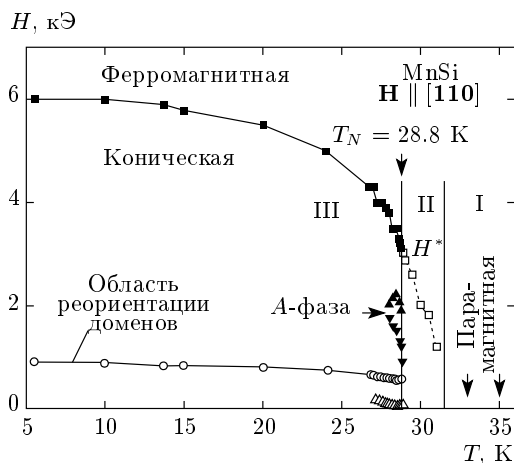


Рис. 4. Магнитная фазовая диаграмма MnSi для $\mathbf{H} \parallel [110]$

что положение этой особенности существенным образом зависит как от направления магнитного поля, так и от температуры, см. рис. 2–4. Отметим, что положение данной аномалии при $\mathbf{H} \parallel [110]$ лежит между соответствующими положениями при $\mathbf{H} \parallel [111]$ и $\mathbf{H} \parallel [001]$. Кроме того, была обнаружена существенная необратимость в зависимостях $M(H)$ в области этой аномалии для $\mathbf{H} \parallel [111]$, см. зависимость $dM(H)/dH$ при $T = 5.5$ К на рис. 1. Необратимость в зависимостях $M(H)$ сохраняется для $\mathbf{H} \parallel [111]$ вплоть до $T = 27.4$ К. Вблизи же перехода ($27.6 \text{ К} \leq T \leq 28.8 \text{ К}$) кривые $M(H)$ становятся практически обратимыми (эта область температур отмечена светлыми символами на рис. 2). Заметим, что для двух других направлений поля зависимости $M(H)$ являются близкими к обратимым при всех температурах. Соответственно положение особенностей на линии $M(H)$ при $H \approx 1$ кЭ на рис. 3, 4 отмечено светлыми символами. (Некоторая необратимость в $M(H)$ и $dM(H)/dH$, все-таки наблюдающаяся для этих направлений поля, может быть охарактеризована шириной петли «гистерезиса», проявляющегося при повышении и последующем уменьшении поля. Ширина петли не превышает 200 Э. Существенно при этом, что при уменьшении поля до нуля значение $dM(H)/dH$ практически восстанавливается, в отличие от случая $\mathbf{H} \parallel [111]$.) Для $\mathbf{H} \parallel [110]$ вблизи T_N наблюдалось расщепление пика на зависимости $dM(H)/dH$, связанного с описываемой аномалией, на два. Зависимость положения дополнительного пика от поля отмечена на рис. 4 светлыми треугольниками. Подобное поведение может быть связано с неустойчивостью геликоидальной структуры для данного направления \mathbf{H} , по край-

ней мере, вблизи T_N .

Вопрос интерпретации описываемой выше особенности в поведении MnSi заслуживает отдельного рассмотрения. Как нам представляется, адекватное описание данной аномалии приведено в работах [4, 5] еще в 2006 г. В этих работах Малеевым теоретически [4], а Григорьевым с соавторами экспериментально [5] посредством рассеяния нейтронов было показано, что она связана с реориентацией магнитных доменов и образованием монодоменной магнитной структуры при достижении определенной величины магнитного поля. При этом коническое искажение геликоидальной структуры при поле, направленном параллельно оси геликоида, получается уже в сколь угодно малом конечном магнитном поле [4].

Тем не менее в целом ряде публикаций (см., например, [2, 6–17]) данная особенность связывалась и продолжает связываться не только с реориентацией магнитных доменов, но и с переходом от геликоидальной магнитной структуры к конической, что, с нашей точки зрения, является некорректным.

Начало данной интерпретации было положено в работе [6], в которой была предложена первая магнитная фазовая диаграмма MnSi. (Хотя на фазовой диаграмме, приведенной в этой работе, линия $H_r(T)$, соответствующая рассматриваемой аномалии, и не была указана, в тексте статьи в явном виде использовалось данное объяснение.) В последующих работах данной группы авторов фазовая диаграмма MnSi была несколько модифицирована, но сущность интерпретации осталась неизменной, см., например, [7]. Через некоторое время в работах другой группы авторов (см., например, [8]) стало указываться, что рассматриваемая аномалия связана с реориентацией магнитных доменов, но в то же время считалось, что коническая фаза формируется лишь выше поля реориентации. «Вторая волна» работ с неверной интерпретацией данной аномалии была начата работой [9], в которой линия $H_r(T)$ на фазовой диаграмме была уже явно указана. Авторы работы [9] считали, что эта линия представляет собой границу между геликоидальной и конической фазами. Необходимо отметить, что они описывали неискаженное поведение геликоида в полях меньших $H_r(T)$ в виде предположения. В последующих работах некоторых авторов статьи [9] (см., например, [10–14]) предположение [9] об отсутствии искажений геликоида в полях меньших $H_r(T)$ без всяких обоснований было заменено на утверждение, которое подразумевалось при описании полученных результатов. Данная интерпретация используется и в работах ряда других авторов (см., на-

пример, [15–17]), причем используется до последнего времени, несмотря на наличие корректного описания физики данной особенности поведения MnSi в работах [4, 5].

В чем же проблема этой весьма широко используемой в литературе [6–17] интерпретации? Дело в том, что она явно противоречит хорошо известной линейной зависимости намагниченности MnSi от H , начиная с самых малых полей, см., например, одни из первых результатов по намагниченности MnSi [18]. В случае же сохранения в малых полях геликоидальной структуры без конических искажений намагниченность образца должна была бы быть равной нулю (или весьма близкой к нулю при конечных температурах) вплоть до полей образования конической структуры, что, очевидно, противоречит эксперименту. В частности, в наших опытах зависимости $M(H)$ были близки к линейным, начиная с самых малых полей (по крайней мере, начиная с 20 Э, что значительно меньше поля реориентации магнитных доменов). Подобное поведение наблюдалось нами при всех температурах и для всех трех используемых направлений поля, что находится в согласии с работой [18] и другими экспериментальными работами по намагниченности MnSi. Таким образом, обсуждаемая интерпретация является некорректной, а фазовые диаграммы, построенные на ее основе, являются неточными.

Физическую картину данного явления можно охарактеризовать, основываясь на результатах [4, 5], следующим образом: чисто геликоидальная магнитная структура проявляется лишь в нулевом поле, а любое конечное поле, направленное вдоль оси геликоида, приводит к скашиванию магнитных моментов вдоль поля и к образованию конической структуры (скошенного геликоида), что, в свою очередь, ведет к появлению конечной намагниченности в направлении \mathbf{H} . При этом следует учитывать, что в нулевом поле существуют четыре типа магнитных доменов с осями геликоидов, направленными по четырем пространственным диагоналям куба. Если, например, $\mathbf{H} \parallel [111]$, то для трех доменов с другими направлениями осей будут существовать проекции поля как вдоль, так и перпендикулярно их осям. Для произвольного направления \mathbf{H} возможны ситуации, когда поле будет перпендикулярно осям геликоидов некоторых типов доменов (не более двух). Для доменов других типов всегда будут существовать ненулевые проекции поля на их оси, что и приведет к коническим искажениям геликоидов. Случай поля, перпендикулярного оси геликоида, также рассмотрен в работе [4], где показано, что и для та-

кого направления \mathbf{H} будет проявляться компонента намагниченности вдоль поля, а геликоиды будут испытывать искажения, но не конического типа. Таким образом, в общем случае при повышении поля от нуля вплоть до полей реориентации магнитных доменов магнитная структура MnSi является полидоменной, при этом минимум два типа доменов в ненулевых полях будут иметь конические искажения. Выше поля реориентации доменов $H_r(T)$ (которое существенным образом зависит от направления \mathbf{H}) формируется монодоменная коническая магнитная структура с осью скошенного геликоида, направленной по полю. Если же после предварительного перевода образца достаточно большим полем в монодоменное магнитное состояние уменьшать H до значений, меньших поля реориентации магнитных доменов, то при $\mathbf{H} \parallel [111]$, как следует из наших результатов для $dM(H)/dH$ при $T = 5.5$ К, показанных на рис. 1, образец остается в метастабильном монодоменном состоянии вплоть до уменьшения поля до нуля. При других направлениях \mathbf{H} при уменьшении поля до значений, меньших $H_r(T)$, наблюдается возвращение образца в полидоменное состояние.

При $27.2 \text{ К} \leq T < T_N = 28.8 \text{ К}$, т. е. в непосредственной близости от T_N , на зависимостях $M(H)$ отчетливо проявляются еще две аномалии (на рисунках не показаны). Их можно связать, в согласии с предшествующими работами, с образованием вблизи T_N так называемой A -фазы, границы которой существенно зависят от направления поля, см. рис. 2–4.

Для A -фазы в некоторых работах (см., например, [19]) характерным считается перпендикулярность оси геликоида направлению \mathbf{H} . В ряде недавних публикаций (в частности, в работе [10]) результаты по рассеянию нейтронов для A -фазы интерпретировались как свидетельство образования в ней более сложной магнитной структуры (решетки скирмионов). Возможность образования скирмионов в MnSi (не только в A -фазе), а также в ряде других веществ активно обсуждается в последнее время. Возможность образования в MnSi спонтанной скирмионной фазы вблизи T_N впервые отмечалась в работе [20]. А в работе [21] результаты по поляризованному рассеянию нейтронов интерпретировались как свидетельство проявления спонтанного скирмионного состояния при $T > T_N$. С другой стороны, авторы работы [22] полагают, что все результаты по рассеянию нейтронов в MnSi, интерпретируемые обычно как основные свидетельства существования в ней скирмионов, могут быть успешно объяснены и без привлечения скирмионной модели.

При температурах, слегка превышающих температуру перехода ($T_N < T \leq 31$ К), мы обнаружили, в частности, что на кривых $M(H)$ наблюдаются особенности, отчетливо проявляющиеся при построении полевых зависимостей дифференциальной магнитной восприимчивости $dM(H)/dH$, см. кривую $dM(H)/dH$ при $T = 29.0$ К на рис. 1. При $T \geq 33$ К подобные аномалии на кривых $M(H)$ и $dM(H)/dH$ не наблюдались и эти зависимости могут считаться типично парамагнитными. При построении зависимостей характерного поля особенности H^* от температуры линии $H^*(T)$ при $T_N < T \leq 31$ К (для всех направлений \mathbf{H}) оказываются естественной экстраполяцией зависимостей поля перехода к индуцированной ферромагнитной фазе, наблюдавшихся при $T < T_N$, см. рис. 2–4. Заметим также, что при $T > T_N$ магнитное поведение MnSi является изотропным, что характерно для парамагнитного состояния. Таким образом, фазу при $T_N < T \leq 31$ К можно назвать (следуя, например, работе [22]) промежуточной, так как она располагается между магнитно упорядоченной фазой и областью с типично парамагнитным поведением. В промежуточной фазе соединение MnSi имеет свойства как типичные для парамагнитного состояния (магнитная изотропия), так и нехарактерные для такого состояния, что сближает его поведение со свойственным магнитоупорядоченному состоянию (аномалии в намагниченности при $H^*(T)$). При повышении температуры особенность, наблюдаемая в промежуточной фазе, постепенно исчезает, т. е. наблюдается кроссовер между промежуточной фазой и фазой с типично парамагнитным поведением.

Следует отметить, что при $T > T_N = 28.8$ К следы особенностей, связанных с А-фазой, становятся едва видимыми. Они различимы лишь в узком интервале температур, отстоящих от T_N не более, чем на 0.2 К, см. зависимость $dM(H)/dH$ при $T = 29.0$ К на рис. 1. Согласно модели, предложенной в работе [20], впервые описывающей поведение MnSi с помощью скирмионов, область существования скирмионов должна быть примерно симметричной относительно T_N , см. работу [20] и приложение к ней. (Строго говоря, модель [20] относится к состоянию в нулевом поле. Попытка построения модели скирмионов для А-фазы MnSi предпринята в работе [10].) Наши же результаты показывают, что если А-фаза и существует при $T > T_N$, то лишь в очень узком интервале температур, существенно меньшем, чем область существования А-фазы при $T < T_N$, см. рис. 2–4. Учитывая также, что при $T_N < T \leq 31$ К кривая $H^*(T)$ является естествен-

ной экстраполяцией поля перехода к индуцированной ферромагнитной фазе при $T < T_N$, можно заключить, что магнитные свойства промежуточной области ($28.8 \text{ К} = T_N < T \leq 31 \text{ К}$) связаны не с А-фазой, а с областью с коническим магнитным порядком, для которой скирмионный порядок в литературе не отмечался. Результаты по рассеянию нейтронов свидетельствуют [22], что в промежуточной области наблюдаются весьма необычные геликоидальные флуктуации. (Авторы работы [22] делят промежуточную область на две части, для которых характерными являются изотропные и анизотропные (вблизи T_N) геликоидальные флуктуации.) Естественным является предположение о том, что наблюдаемые нами особенности в промежуточной области температур соответствуют «коллапсу» флуктуирующих частей геликоидов в поле $H^*(T)$ подобно коллапсу статической конической структуры при переходе с ростом \mathbf{H} к индуцированной ферромагнитной фазе. Нетривиальным является тот факт, что при измерении статической намагниченности удается видеть следы подобного коллапса и в промежуточной области.

При $T \geq 33$ К наблюдалось типично парамагнитное поведение без каких-либо особенностей на кривых $M(H)$ и $dM(H)/dH$ и какой-либо магнитной анизотропии.

4. ВЫВОДЫ

На основании полученных нами данных по статической намагниченности MnSi построены магнитные фазовые диаграммы для $\mathbf{H} \parallel [111]$, $[001]$, $[110]$.

Всю область температур (по мере понижения T) можно разбить на три интервала.

Область I. ($T \geq 31.5$ К) — область с типично парамагнитным поведением.

Область II. ($28.8 \text{ К} = T_N \leq T < 31.5 \text{ К}$) — промежуточная область, для которой наблюдаются как свойства типично парамагнитной фазы, так и особенности, характерные для магнитоупорядоченной фазы.

Область III. ($T < T_N = 28.8 \text{ К}$) — область магнитоупорядоченного состояния (внутри этой области расположена также А-фаза со сложной магнитной структурой, природа которой до конца не ясна).

В областях I и II намагниченность изотропна. В области III наблюдается магнитная анизотропия как для границ А-фазы, так и для особенностей, связанных с реориентацией магнитных доменов. В то же время, в согласии с предыдущими публикациями, положение линии, соответствующей переходу к индуцированному полем ФМ-состоянию, практически изотропно.

В области II на кривых намагниченности наблюдаются характерные особенности, обозначенные на фазовых диаграммах в виде линий $H^*(T)$. Линии $H^*(T)$ являются естественной экстраполяцией зависимостей поля перехода к индуцированной ферромагнитной фазе, наблюдавшихся при $T < T_N$. Таким образом, свойства MnSi в промежуточной области обусловлены свойствами в конической фазе (а не в А-фазе).

В области III при малых полях наблюдались особенности, связанные с реориентацией магнитных доменов и постепенным образованием монодоменной магнитной структуры при росте поля. Кривые намагниченности для $\mathbf{H} \parallel [111]$ и при $5.5 \text{ K} \leq T \leq 27.6 \text{ K}$ являются необратимыми. После перевода образца в магнитное монодоменное состояние при последующем уменьшении поля образец остается в метастабильном монодоменном магнитном состоянии вплоть до $H = 0$. В то же время, зависимости $M(H)$ для двух других направлений поля являются близкими к обратимым, т. е. при уменьшении поля ниже поля реориентации магнитных доменов монодоменная магнитная структура не сохраняется, а образец переходит в полидоменное состояние.

После окончания работы над текстом данной статьи нам стало известно о выходе работы [23], в которой также исследуются магнитные свойства MnSi. Экспериментальные результаты [23] в основном близки к сообщаемым в данной статье. В то же время авторы работы [23] продолжают, как и в более ранних публикациях [9–11], полагать, что переход от геликоидальной магнитной структуры к конической происходит в MnSi лишь при достижении определенного магнитного поля B_{c1} , что находится в явном противоречии с их же результатами по зависимостям $M(B)$ в малых полях.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Bak and M. H. Jensen, J. Phys. C **13**, L881 (1980).
2. С. М. Стишов, А. Е. Петрова, УФН **181**, 1157 (2011).
3. D. Bloch, J. Voiron, V. Jaccarino et al., Phys. Lett. A **51**, 259 (1975).
4. S. V. Maleev, Phys. Rev. B **73**, 174402 (2006).
5. S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov et al., Phys. Rev. B **74**, 214414 (2006).
6. S. Kusaka, K. Yamamoto, T. Komatsubara et al., Sol. St. Comm. **20**, 925 (1976).
7. Y. Ishikawa, G. Shirane, J. A. Tarvin et al., Phys. Rev. B **16**, 4956 (1977).
8. K. Kadowaki, K. Okuda, and M. Date, J. Phys. Soc. Jpn. **51**, 2433 (1982).
9. C. Thessieu, C. Pfleiderer, A. N. Stepanov et al., J. Phys.: Condens. Matter **9**, 6677 (1997).
10. S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz et al., Science **323**, 915 (2009).
11. A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 186602 (2009).
12. C. Pfleiderer, A. Neubauer, S. Mühlbauer et al., J. Phys.: Condens. Matter **21**, 164215 (2009).
13. C. Pfleiderer, T. Adams, A. Bauer et al., J. Phys.: Condens. Matter **22**, 164207 (2010).
14. F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer et al., Science **330**, 1648 (2010).
15. M. Yamada, T. Goto, and T. Kanomata, J. Alloys and Compounds **364**, 37 (2004).
16. С. В. Демишев, А. В. Семенов, А. В. Богач и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 231 (2011).
17. S. V. Demishev, V. V. Glushkov, I. I. Lobanova et al., Phys. Rev. B **85**, 045131 (2012).
18. H. Wernick, G. K. Wertheim, and R. C. Sherwood, Mat. Res. Bull. **7**, 1431 (1972).
19. S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov et al., Phys. Rev. B **73**, 224440 (2006).
20. U. K. Röbler, A. N. Bogdanov, and C. Pfleiderer, Nature **442**, 797 (2006).
21. C. Pappas, E. Lelievre-Berna, P. Falus et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 197202 (2009).
22. S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, E. V. Moskvin et al., Phys. Rev. B **81**, 144413 (2010).
23. A. Bauer and C. Pfleiderer, Phys. Rev. B **85**, 214418 (2012).