

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Геликоидальный зонный магнетик MnSi

С.М. Стишов, А.Е. Петрова

Силицид марганца (MnSi), модельный гелиомагнетик, кристаллизуется в структурном типе B20, пространственная группа которого $P2_13$ не содержит центра симметрии, что обеспечивает возможность существования геликоидальной (киральной) магнитной структуры. Температура магнитного фазового перехода в MnSi, составляющая при атмосферном давлении около 29 К, уменьшается при приложении давления и стремится к нулю при давлении $\approx 1,4$ ГПа. Последнее обстоятельство, указывая на возможность наблюдения квантовых критических явлений, определило последующий интерес к исследованиям MnSi при высоких давлениях, обнаружившим ряд интригующих черт в поведении MnSi, включая неферми-жидкостное поведение электрического сопротивления и необычное спиновое состояние (частичный порядок) в парамагнитной фазе. Рассматриваются экспериментальные результаты, характеризующие физические свойства и фазовую диаграмму гелиомагнетика MnSi и лежащие в основе современных идей в физике сильнокоррелированных электронных систем с киральным взаимодействием.

PACS numbers: 62.50. – p, 75.30.Kz, 75.40.Cx, 77.80.B –

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201111b.1157

Содержание

1. Введение (1157).
2. Общая характеристика MnSi (1158).
3. Физические свойства MnSi при атмосферном давлении (1159).
 - 3.1. Магнетизм. 3.2. Теплоёмкость. 3.3. Тепловое расширение.
 - 3.4. Упругие свойства и затухание ультразвука. 3.5. Электрическое сопротивление. 3.6. Природа фазового перехода в MnSi.
4. Фазовая диаграмма и исследования MnSi при высоких давлениях (1165).
 - 4.1. Фазовая диаграмма. 4.2. Неферми-жидкостное поведение.
 - 4.3. "Частичный" геликоидальный порядок в неферми-жидкостной фазе MnSi. 4.4. Фазовое расслоение в MnSi при высоких давлениях.
5. Заключение (1168).
6. Приложения (1169).
 - Приложение I. Природа фазы А и скирмионы. Приложение II. Теплоёмкость и энтропия MnSi при $T > T_c$.

Список литературы (1170).

1. Введение

Интерметаллическое соединение MnSi (силицид марганца) принадлежит классу слабых зонных магнетиков с низкой температурой Кюри и небольшим магнитным моментом, составляющим несколько долей магнетона Бора. Этот класс включает в себя также такие соедине-

ния, как FeGe, $Fe_{1-x}Co_xSi$, $ZrZn_2$, Ni_3Al , Ni_3Y , Ni_3Ga , Sc_3Al , CoS_2 . Магнитная восприимчивость этих соединений в парамагнитной фазе приближённо подчиняется закону Кюри – Вейса, при этом эффективный магнитный момент в парафазе существенно превышает магнитный момент, выведенный из намагнитченности насыщения.

В отличие от других упомянутых веществ, соединения MnSi, FeGe, $Fe_{1-x}Co_xSi$ обладают геликоидальной магнитной структурой, что в значительной мере определяет богатство наблюдаемых физических явлений и выделяет эти материалы из класса слабых зонных магнетиков. Однако в связи с несравненно лучшей изученностью MnSi, обусловленной не в последнюю очередь доступностью монокристаллов хорошего качества, именно описание его физических свойств стало предметом многочисленных теорий и представлений, стимулирующих постановку новых экспериментов. Фактически MnSi является модельным веществом, позволяющим исследовать влияние слабого кирального взаимодействия Дзялошинского – Мориа на физику сильнокоррелированных электронных систем.

MnSi, так же как и ряд других силицидов и германидов переходных металлов (FeSi, CoSi, FeGe и т.п.), кристаллизуется в структурном типе B20, пространственная группа $P2_13$ [1]. Эта группа не содержит центра симметрии, что обеспечивает возможность существования геликоидальной (киральной) магнитной структуры, обнаруженной в MnSi, $Fe_{1-x}Co_xSi$ и FeGe.

Заметим, что специфика магнитной структуры этих соединений в немалой степени способствовала развитию адекватных экспериментальных и теоретических методов нейтронографических исследований.

Температура магнитного фазового перехода в MnSi, составляющая при атмосферном давлении около 29 К, уменьшается при увеличении давления и стремится к нулю при давлении $\approx 1,4$ ГПа [2]. Последнее обстоятель-

С.М. Стишов, А.Е. Петрова. Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе 14, 142190 Троицк, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: sergei@hppi.troitsk.ru

Статья поступила 28 февраля 2011 г.,
после доработки 6 апреля 2011 г.

ство, указывая на возможность наблюдения квантовых критических явлений, определило последующий интерес к исследованиям MnSi при высоких давлениях, обнаружившим ряд интригующих черт в поведении MnSi. Отклонение от ферми-жидкостного поведения в парамагнитной фазе установлено в работе [3, 4]. Необычное спиновое состояние (частичный порядок) в парамагнитной фазе найдено в работе [5]. Для объяснения упомянутых явлений были предложены новые концепции: скирмионы [6], "геликоидальный спиновый кристалл" [7] (см. также [8]). Заслуживает внимания интерпретация результатов малоуглового нейтронного рассеяния в так называемой А-фазе MnSi в терминах "скирмионного" кристалла [9]. Здесь, по-видимому, следует напомнить, что скирмионы в магнитных веществах представляют собой вихревые спиновые структуры, которые в определённых случаях могут "кристаллизоваться", образуя вихревые решётки. Название "скирмион" связано с именем английского физика Тони Скирма (Tony Skyrme), предложившего топологическую модель барионов (см. [6] и ссылки в приложении I).

Таким образом, исследования физических свойств MnSi, интенсивно проводящиеся на протяжении нескольких десятилетий при атмосферном и высоких давлениях, принесли ряд новых результатов, имеющих, на наш взгляд, общезначимое значение и, следовательно, представляющих интерес для широкого круга читателей УФН.

Первоначально планировалось, что настоящий обзор будет написан совместно с С.В. Малеевым и С.В. Григорьевым (Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН), перу которых принадлежит ряд глубоких работ по рассеянию нейтронов в MnSi. Однако этого не случилось, и, публикуя настоящий обзор, мы ожидаем скорого появления обзора названных авторов. По этой причине мы практически не касаемся вопросов, требующих квалифицированного анализа результатов нейтронных исследований. Мы также оставляем без внимания ряд работ, посвящённых исследованиям с помощью ядерно-магнитно-резонансных и электронно-парамагнитно-резонансных методов и другим исследованиям, поскольку они не приводят к принципиально новым представлениям.

В дальнейшем в качестве характеристики магнитного поля мы будем использовать две величины: напряжённость магнитного поля H , выражаемую в эрстедах, и магнитную индукцию B , выражаемую в теслах ($1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Э}$).

2. Общая характеристика MnSi

MnSi — слабый зонный ферромагнитный 3d-металл, кристаллизующийся в нецентросимметричной кубической структуре B20, характеризующейся пространственной группой $P2_13$, не содержащей центра симметрии. Примитивная элементарная ячейка с параметром $a \approx 4,56 \text{ \AA}$ содержит четыре формульные единицы.

Структурный тип B20 включает в себя правую и левую энантиоморфные формы (рис. 1). Координаты атомов Mn и Si правой формы равны:

$$\left(x, x, x\right), \left(\frac{1}{2} + x, \frac{1}{2} - x, -x\right), \left(-x, \frac{1}{2} + x, \frac{1}{2} - x\right), \left(\frac{1}{2} - x, -x, \frac{1}{2} + x\right),$$

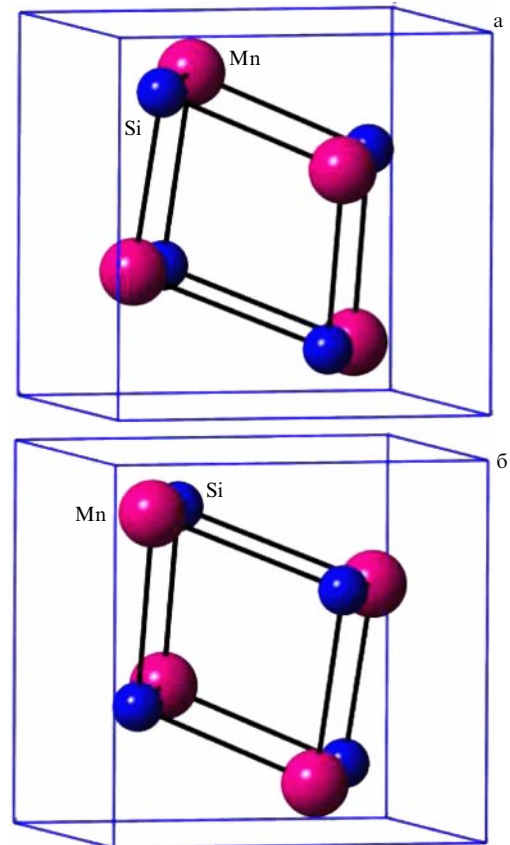


Рис. 1. Кристаллическая структура правой (а) и левой (б) форм MnSi.

где x принимает соответственно значения $x_{\text{Mn}} = 0,137$ и $x_{\text{Si}} = 0,845$. Левая форма соответствует замене x разностью $1 - x$ (см. рис. 1) [10, 11].

MnSi является конгруэнтно плавящимся соединением, и его монокристаллы могут быть получены как прямой кристаллизацией из расплава методами Бриджмена, Чохральского, зонной плавкой и т.д., так и кристаллизацией из раствора в расплаве некоторых металлов, например олова. Магнито-упорядоченное состояние в MnSi обнаружено в работе [12]. В этой же работе указывалось, что магнитное превращение в MnSi имеет место при температуре 30 К. Геликоидальный магнитный порядок в MnSi был установлен в работе [13].

Магнитная структура MnSi в нулевом магнитном поле может быть описана как система ферромагнитно упорядоченных плоскостей, расположенных параллельно кристаллографической плоскости (111). Магнитный момент каждого слоя повернут на небольшой угол относительно магнитного момента смежных слоёв вследствие взаимодействия Дзялошинского–Мория $D[\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2]$, отличного от нуля в случае нецентросимметричных структур [14–16]. В результате в магнито-упорядоченной фазе (при температурах, меньших $\approx 29 \text{ К}$) спины образуют левостороннюю несоразмерную спираль с волновым вектором $\approx 0,036 \text{ \AA}^{-1}$ (соответствующим периоду 180 Å) в направлении [111]. Заметим, что связь между структурной и магнитной киральностью пока ещё не вполне ясна [10, 11, 17].

Магнитные свойства MnSi управляются иерархией трёх характерных энергий, включающей изотропный обмен, слабое взаимодействие Дзялошинского–Мория и ещё более слабый анизотропный обмен, определяющих

Таблица 1. Значения параметра элементарной ячейки a и химический состав гелиомагнетиков [18]

Соединение*	a , Å	Атомные %	
		Металл	Si
MnSi	4,5598(2)	50,63	49,37
FeSi	4,4827(1)	50,16	49,84
CoSi	4,444(1)	50,07	49,93
	4,4438(6)		

*Соединения MnSi, FeSi и CoSi принадлежат к так называемым бертоллидам, т.е. соединениям переменного состава. Точные значения параметров элементарной ячейки и химический состав указанных соединений зависит от их предыстории.

последовательно ферромагнитное упорядочение в слоях, формирование спиральной (киральной) структуры и направление волнового вектора спирали.

Представляет интерес сравнить свойства MnSi со свойствами силицидов ближайших соседей Mn в периодической системе элементов, Fe и Co. Соединения FeSi и CoSi, так же как и MnSi, кристаллизуются в структурном типе B20. Параметры решётки в ряду MnSi–FeSi–CoSi весьма слабо изменяются с вариацией атомных радиусов металлических элементов (табл. 1).

Упругие свойства этих соединений при низких температурах монотонно изменяются в соответствии с изменением параметром решётки (табл. 2).

Таким образом, решёточные свойства MnSi, FeSi и CoSi, по-видимому, весьма слабо зависят от числа электронов на 3d-оболочке металлических элементов. Однако это же обстоятельство радикальным образом сказывается на электрических и магнитных свойствах данных соединений. Действительно, MnSi — геликоидальный металлический магнит, FeSi — так называемый сильнокоррелированный полупроводник с необычным поведением магнитной восприимчивости и CoSi — диамагнитный полуметалл. Расчёты зонных структур и плотности электронных состояний вполне согласуются с наблюдениями [19–21].

Магнитный момент MnSi при $T = 1,4$ К, вычисленный из намагниченности насыщения в магнитном поле $H_c > 6,2$ кЭ оказался равным $0,4 \mu_B$ на атом Mn, в то

Таблица 2. Упругие константы C_{ij} MnSi, FeSi и CoSi [18] (Θ_D — температура Дебая)

MnSi, $a = 4,5598$ Å, $\Theta_D = 660$ К			
C_{ij}	$T = 6,5$ К	$T = 78$ К	$T = 115$ К
C_{11}	3,2057	3,2045	3,2047
C_{44}	1,2615	1,2582	1,2540
C_{12}	0,8523	0,8574	0,8477
FeSi, $a = 4,483$ Å, $\Theta_D = 680$ К			
C_{ij}	$T = 6,5$ К	$T = 77,8$ К	$T = 292,8$ К
C_{11}	3,4626	3,4454	3,1670
C_{44}	1,3916	1,3858	1,2521
C_{12}	1,0576	1,0608	1,1298
CoSi, $a = 4,444$ Å, $\Theta_D = 625$ К			
C_{ij}	$T = 6,5$ К	$T = 77,8$ К	$T = 292,8$ К
C_{11}	3,5432	3,5404	3,4529
C_{44}	1,1847	1,1857	1,1593
C_{12}	1,3323	1,3331	1,3128

время как аппроксимация магнитной восприимчивости в парамагнитной фазе соотношением Кюри–Вейса даёт значение эффективного магнитного момента $2,2 \mu_B$ на атом Mn [22]. Различие подобного рода рассматривается в качестве характерной черты зонных магнетиков.

Измерения теплового расширения и теплоёмкости MnSi продемонстрировали существование ярко выраженных аномалий в области магнитного фазового перехода, хотя и не привели к определённым заключениям о природе фазового перехода [23]. Экстраполяция отношения C_p/T к $T = 0$ даёт аномально высокое значение коэффициента электронной теплоёмкости: $\gamma \approx 36$ мДж моль $^{-1}$ К $^{-2}$. Температурная зависимость электрического сопротивления при низких температурах хорошо описывается степенным выражением с показателем, близким к двум, что свидетельствует о ферми-жидкостном поведении электронной жидкости в MnSi при атмосферном давлении. Электрическое сопротивление демонстрирует отчётливую аномалию в области фазового перехода и стремится к насыщению при температурах, превышающих T_c [24, 25].

В разделах 3, 4 следует изложение новых результатов исследований физических свойств MnSi, которое в ряде случаев основывается исключительно на работах авторов, проведённых на монокристаллах MnSi высокого качества.

Здесь уместно затронуть вопрос о критерии качества тех или иных кристаллов. Обычно при низкотемпературных исследованиях металлов таким критерием служит величина отношения электрического сопротивления при комнатной температуре к остаточному сопротивлению, ρ_{295}/ρ_0 . Этот критерий использовался и для оценки качества кристаллов MnSi. Для повышения отношения ρ_{295}/ρ_0 кристаллы часто подвергаются многочасовому отжигу при температурах выше 1000°C . Однако, как оказалось, эта процедура неблагоприятным образом сказывается на характеристиках фазового перехода (рис. 2). Таким образом, критерий ρ_{295}/ρ_0 не работает в случае MnSi. С другой стороны, "резкость" фазового перехода, по-видимому, может служить качественным индикатором совершенства кристалла.

3. Физические свойства MnSi при атмосферном давлении

3.1. Магнетизм

Важнейшей характеристикой магнитного вещества является его реакция на внешнее магнитное поле. Результаты практически первых измерений продемонстрировали необычность магнитных свойств MnSi (рис. 3, 4). Вычисленный на основании измерений [22] магнитный момент насыщения MnSi при $T = 1,4$ К равен $0,4 \mu_B$ на атом Mn. В то же время эффективный магнитный момент, следующий из кюри-вейсовского поведения магнитной восприимчивости MnSi при $T > T_c$, составляет $2,19 \mu_B$ на атом Mn. Впоследствии это свойство магнитных характеристик MnSi стало считаться неотъемлемым свойством слабых зонных магнетиков.

Рисунок 4б иллюстрирует результаты недавних измерений магнитных свойств MnSi с использованием монокристалла высокого качества [27] в сравнении с ранними данными [22]. Обратим внимание на то, что кривые намагниченности, изображённые на рис. 4, измерены в

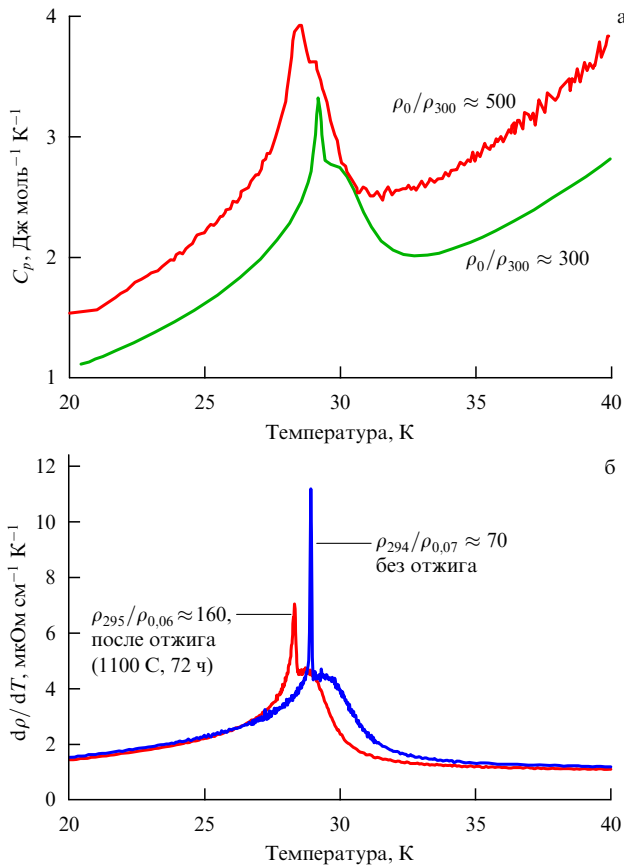


Рис. 2. Влияние высокотемпературного отжига на (а) теплоёмкость MnSi (данные [26]) и (б) температурный коэффициент электрического сопротивления MnSi (неопубликованные данные В.Н. Красноурского, В.Н. Нарожного).

полях величиной 15,3 и 40 кЭ в области индуцированной ферромагнитной фазы и, следовательно, не содержат указаний на существование фазового перехода (см. фазовую диаграмму на рис. 6). Магнитные измерения в полях, не превышающих 6 кЭ, демонстрируют отчётливую аномалию магнитной восприимчивости при $T \approx 29$ К, соответствующей температуре фазового перехода (рис. 5). В некоторых работах эту особенность

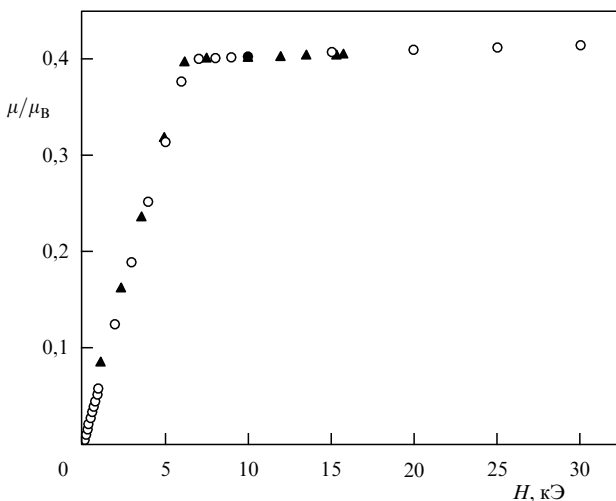


Рис. 3. Магнитный момент насыщения для MnSi (\blacktriangle — [22], \circ — [27]).

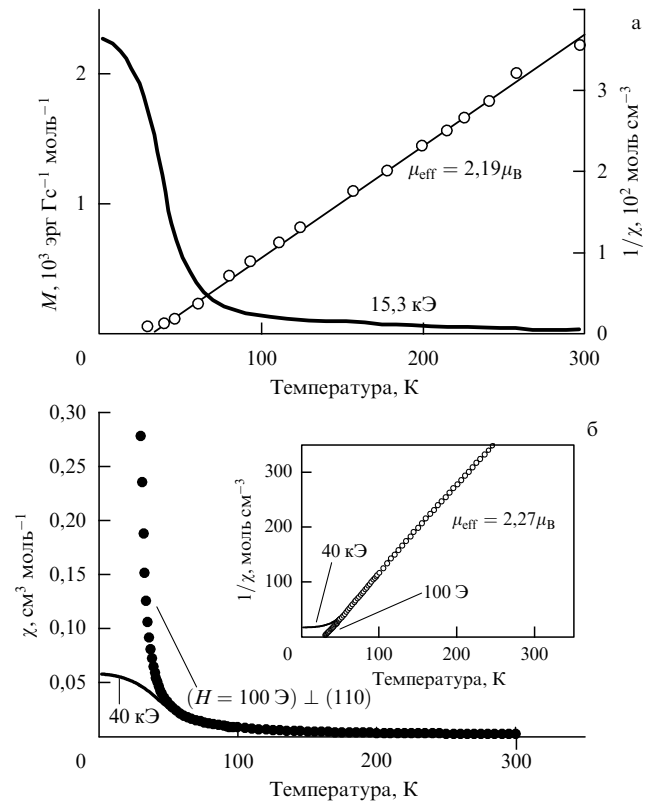


Рис. 4. Намагниченность и магнитная восприимчивость MnSi: (а) данные [22], (б) данные [27] (результаты при $H = 40$ кЭ получены Дж. Томсоном).

магнитной восприимчивости называют λ -аномалией, что, вообще говоря, не соответствует действительности. Форма аномалии, представленной на вставке рис. 5, может рассматриваться как результат скачкообразного повышения магнитной восприимчивости в точке фазового перехода. В отсутствие подобного скачка кривая магнитной восприимчивости выглядела бы как стандартная зависимость $\chi(T)$, свойственная типичному антиферромагнитному фазовому переходу.

На рисунке 6 приведена магнитная фазовая диаграмма MnSi по данным [28–30]. Из диаграммы сле-

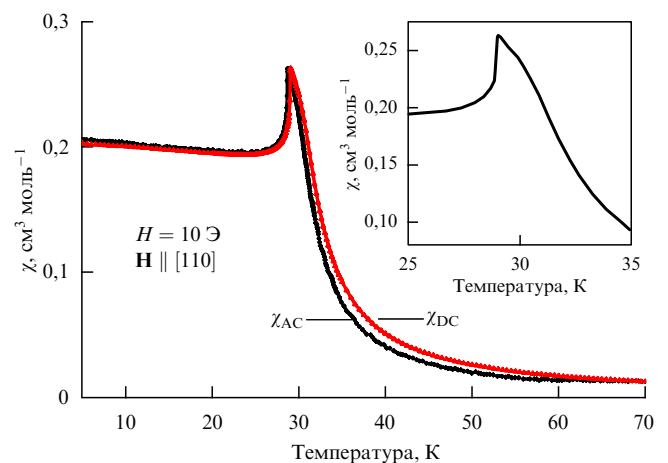


Рис. 5. Магнитная восприимчивость MnSi в окрестности фазового перехода [27] (χ_{AC} и χ_{DC} — магнитные восприимчивости, измеренные соответственно в переменном и постоянном поле).

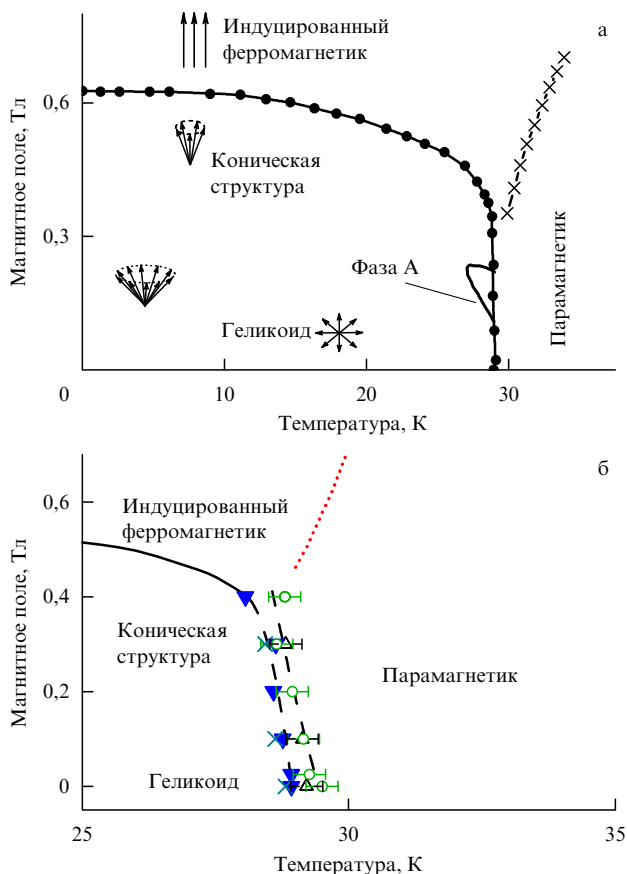


Рис. 6. Магнитная фазовая диаграмма MnSi: (а) по данным ультразвуковых исследований (●) [28] и фаза А по данным [29]; (б) по данным измерений теплового расширения (▼) и теплоёмкости (○) [30]. Видно, что на рис. б, в отличие от данных [28], представленных на рис. а, граница между геликоидальной и парамагнитной фазами как функция магнитного поля всё же имеет конечный наклон.

дует, что приложение магнитного поля вначале переводит геликоидальную спиновую структуру в коническую, а затем ориентирует все спины в одном направлении, формируя индуцированную полем ферромагнитную фазу.

Примечательно, что в магнитных полях величиной до 4 кЭ температура фазового перехода мало зависит от поля (см. рис. 6), что, по-видимому, указывает на конечное значение параметра порядка в точке фазового перехода. Этот факт свидетельствует в пользу интерпретации магнитного фазового перехода в MnSi как фазового перехода первого рода. Некоторая разница в поведении фазовой границы как функции магнитного поля на рис. 6а и б не меняет характера сделанных заключений.

Дальнейшие исследования магнитной фазовой диаграммы MnSi привели к открытию так называемой фазы А, образующей карман в $H-T$ -области стабильности геликоидальной фазы (рис. 6а). Физическая природа А-фазы до сих пор является предметом дискуссии, хотя и появились веские аргументы в пользу её "скирмионной" природы [9]. В дальнейшем мы вернёмся к обсуждению этого вопроса (см. приложение I).

3.2. Теплоёмкость

Теплоёмкость MnSi измерялась на кристаллах различного качества в целом ряде работ с помощью различной техники [23, 26, 31]. Первые измерения теплоёмкости 3 УФН, т. 181, № 11

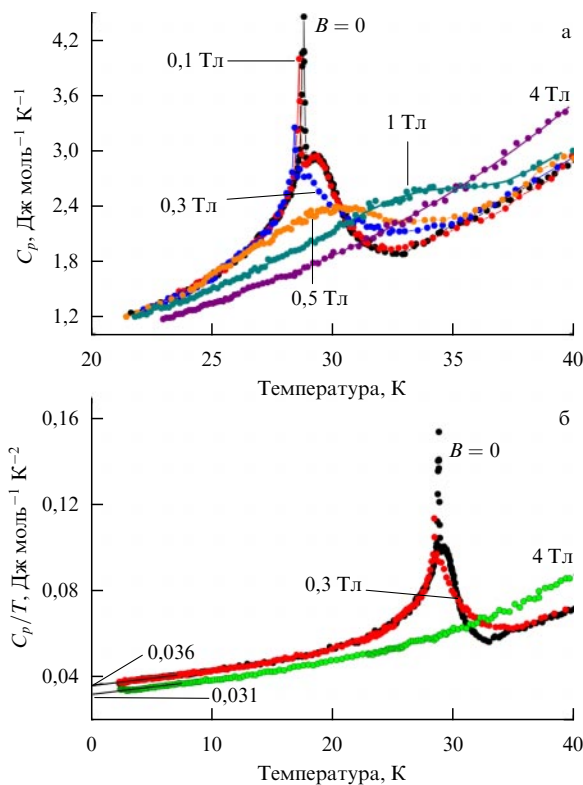


Рис. 7. Теплоёмкость MnSi в магнитных полях: (а) теплоёмкость в области фазового перехода, (б) отношение C_p/T как функция температуры.

MnSi, по-видимому, на образце невысокого качества проведены Фоссетом и др. [23]. Тем не менее, экстраполируя к нулю величину C_p/T , Фоссет получил правильное по современным меркам значение коэффициента электронной теплоёмкости: $\gamma = 0,038$ Дж моль⁻¹ К⁻². Однако важная особенность (острый пик) на кривой теплоёмкости MnSi в области фазового перехода не была обнаружена. В результате в физическом сообществе закрепилось представление о фазовом переходе в MnSi как о фазовом переходе второго рода, при этом игнорировались выводы экспериментальных работ [28, 29] и теоретическое заключение [32].

Новые измерения теплоёмкости на кристаллах высокого качества в магнитных полях величиной до 4 Тл проведены в работах [27, 30] (рис. 7). Как видно из рис. 7, кривая теплоёмкости $C_p(T)$ при $B = 0$ характеризуется острым пиком при $T \approx 28,8$ К, соответствующим фазовому переходу, с отчётливо выраженным "плечом" на его высокотемпературной стороне. Увеличение магнитного поля вплоть до 0,3 Тл только незначительно понижает температуру фазового перехода и практически не влияет на теплоёмкость магнито-упорядоченной фазы, что, по-видимому, свидетельствует об определённой жёсткости магнитной структуры и, следовательно, о конечном значении параметра порядка в точке фазового перехода в MnSi. Магнитное поле величиной около 0,5 Тл переводит систему в индуцированное полем ферромагнитное состояние и уничтожает фазовый переход (см. в связи с этим рис. 6).

Рисунок 7б, иллюстрирующий поведение отношения C_p/T , позволяет определить величину коэффициента электронной теплоёмкости: $\gamma = 36$ мДж моль⁻¹ К⁻² при

$B = 0$ и $\gamma = 31$ мДж моль⁻¹ К⁻² при $B = 4$ Тл. Значение γ при $B = 0$ хорошо согласуется с ранней оценкой (в которой исправлена очевидная ошибка в порядке величины) [23]. Высокое значение γ говорит о значительной величине эффективной электронной массы в MnSi. Грубая оценка, проведённая в [30], даёт значение эффективной массы $m^*/m \approx 36$.

Полученное значение γ использовалось в [33] при анализе поведения магнитного вклада в теплоёмкость MnSi, обнаружившего существование отрицательных вкладов в теплоёмкость и энтропию при $T > T_c$ (подробнее см. приложение II).

В заключение этого раздела укажем, что в настоящее время получены экспериментальные и расчётные данные, позволяющие надёжно рассчитать фоновый вклад в теплоёмкость MnSi (см. [33] и приложение II). Тем не менее полный анализ поведения теплоёмкости MnSi, включающий в себя выделение магнитного вклада, затруднён в связи с существованием обширной аномалии в области фазового перехода. Последняя не описывается в рамках стандартных моделей фазового перехода — её описание требует нетривиального подхода. Укажем также, что в работах [34, 35] получены указания на существование в MnSi геликоидальных магнонов со специфической формой дисперсии.

3.3. Тепловое расширение

Впервые тепловое расширение MnSi измерялось в работе [23], в которой была обнаружена обширная

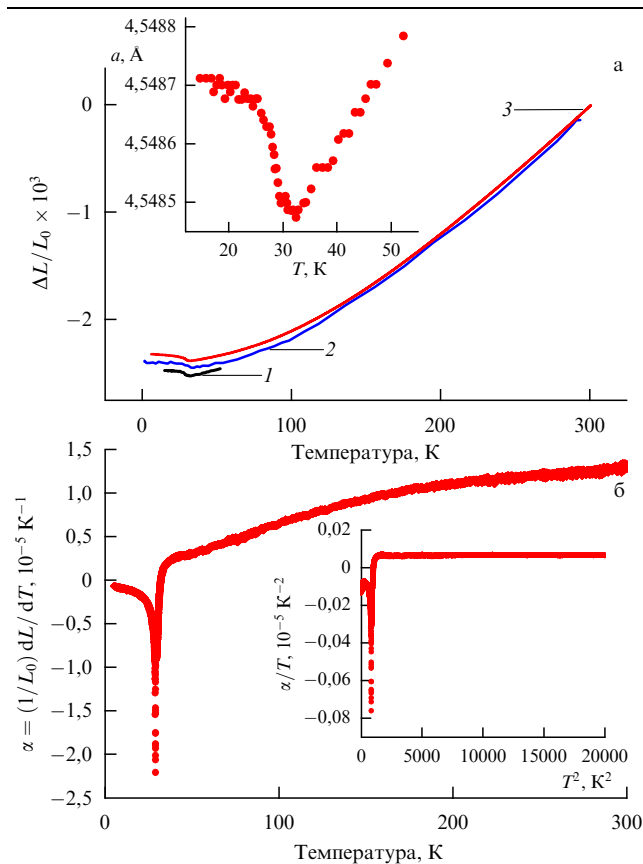


Рис. 8. Тепловое расширение MnSi [27, 30]: (а) линейное тепловое расширение, данные рентгеновской (кривая 1) и нейтронной (кривая 2) дифракции, дилатометрические данные (кривая 3); (б) коэффициент теплового расширения; на вставке приведена иллюстрация линейного поведения коэффициента теплового расширения.

отрицательная аномалия коэффициента теплового расширения в области фазового перехода. В работе [36], по видимому также впервые, наблюдалась сложная структура аномалии (отмеченной ранее на примере теплоёмкости), характеризующаяся, помимо основного отрицательного пика в точке фазового перехода, побочным минимумом (плечом) при температуре, примерно на 2 К превышающей T_c .

Детальные исследования теплового расширения MnSi проведены в работах [27, 30], результаты которых представлены на рис. 8, 9.

На рисунке 8а отображено поведение линейного теплового расширения MnSi по данным, полученным с помощью ёмкостного дилатометра и рентгеновской и нейтронной дифракции. Все результаты находятся в качественном согласии, однако с количественной точки зрения предпочтение следует отдавать рентгеновским данным. С другой стороны, данные о поведении коэффициента теплового расширения основываются исключительно на результатах дилатометрических измерений, поскольку ни рентгеновская, ни нейтронная дифракция не обладают достаточным разрешением для исследования деталей теплового расширения MnSi в области фазового перехода.

На рисунке 8б представлена зависимость линейного коэффициента теплового расширения $\alpha = (1/L_0) dL/dT$ MnSi от температуры. Видно, что поведение α в области температур 0–35 К определяется магнитоупругими и флуктуационными эффектами, возникающими в результате упорядочения магнитных моментов. Представление результатов в виде α/T как функции T^2 не выявляет заметного решёточного вклада в тепловое расширение MnSi, но обнаруживает линейное повышение коэффициента теплового расширения α в температурном диапазоне 35–150 К (см. вставку на рис. 8б).

Рисунок 9 иллюстрирует влияние магнитного поля на коэффициент теплового расширения MnSi. Снова, как и в случае теплоёмкости, умеренное магнитное поле величины вплоть до 0,4 Тл практически не влияет на тепловое расширение геликоидальной фазы, но существенно ска-

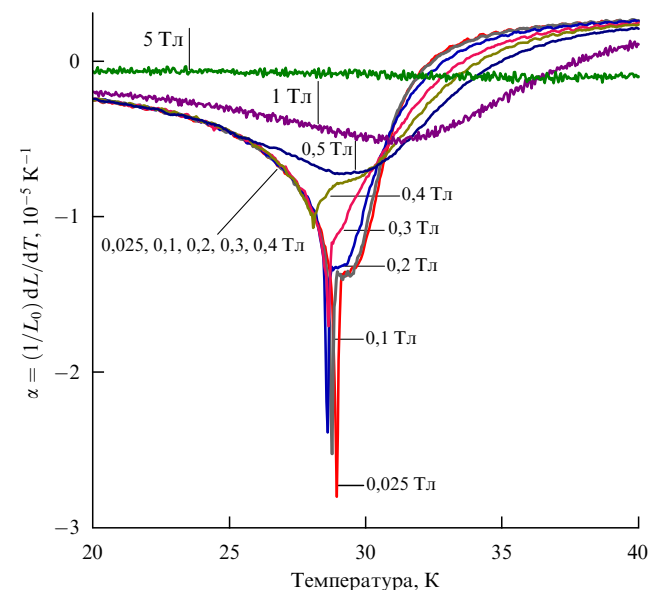


Рис. 9. Тепловое расширение MnSi в окрестности фазового перехода [27].

зывается на поведении парамагнитной фазы. Обращает на себя внимание то, что побочный минимум (плечо) исчезает скорее, чем основной минимум, знаменующий фазовый переход. В любом случае, поведение коэффициента теплового расширения MnSi подтверждает сделанное ранее заключение о конечности параметра порядка в точке фазового перехода, что очевидным образом противоречит представлению о его непрерывности. Заметим также, что быстрая деградация фазового перехода при значениях магнитного поля между 0,4 и 0,5 Тл свидетельствует о формировании индуцированной ферромагнитной спиновой структуры в MnSi.

3.4. Упругие свойства и затухание ультразвука

В работе [37] исследовались упругие свойства и затухание ультразвука в MnSi с использованием импульсной цифровой техники измерений [38]. Результаты этой работы в графическом виде представлены на рис. 10 (избранные численные данные см. в табл. 2). Как видно из рис. 10а, магнитный фазовый переход в MnSi сопровождается глубокой аномалией (смягчением) упругих модулей и их комбинаций, определяющих распространение продольных ультразвуковых волн. В то же время сам магнитный фазовый переход проявляется как небольшой

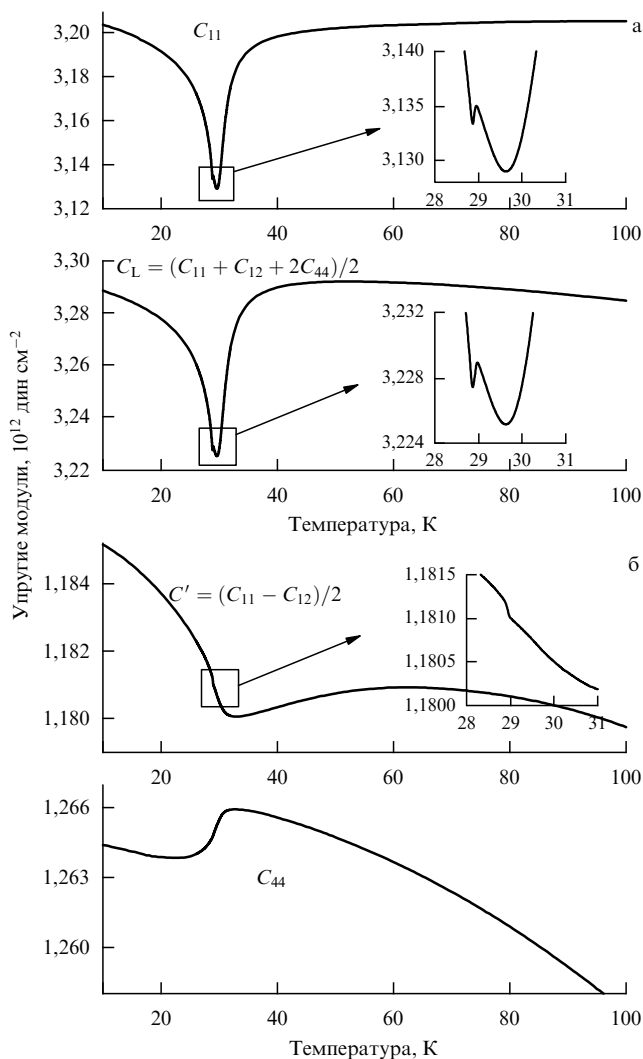


Рис. 10. Поведение упругих модулей при фазовом переходе в MnSi [37].

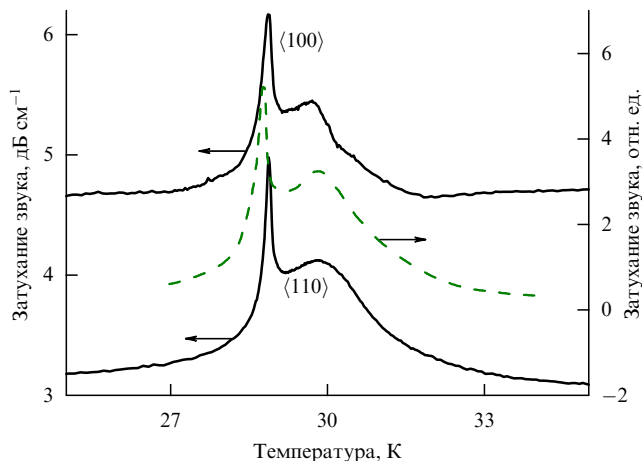


Рис. 11. Поглощение ультразвука при фазовом переходе в MnSi: сплошные кривые — данные [37], штриховая кривая — данные [39].

скачок упругих модулей, локализованный на низкотемпературной стороне аномалий. Заметим, что обе эти черты прекрасно коррелируют с поведением теплоёмкости, коэффициента теплового расширения и температурного коэффициента электрического сопротивления (см. раздел 3.5), за исключением того, что острые максимумы и минимумы этих термодинамических и транспортных свойств в точке фазового перехода замещаются скромными скачками упругих модулей. Именно такого поведения упругих модулей следует ожидать при слабом фазовом переходе первого рода [37].

В отличие от "продольных" модулей, сдвиговые модули меняются весьма мало, следуя главным образом за объёмной деформацией, возникающей при магнитном упорядочении (рис. 10б). Столь существенное различие в поведении продольных и поперечных упругих характеристик, по-видимому, отражает малую роль взаимодействия ионной и электронной подсистем при магнитном фазовом переходе в MnSi, одновременно подчёркивая зонную природу магнетизма в этом веществе.

Обратимся далее к рис. 11, иллюстрирующему затухание ультразвуковых волн. Любопытно, что общая структура кривых затухания (главный пик и побочный максимум) представляет собой почти совершенную копию соответствующих кривых, характеризующих поведение теплоёмкости, коэффициента теплового расширения (с обратным знаком) и температурного коэффициента электрического сопротивления (см. раздел 3.5). В [37] отмечается, что главный пик на кривых затухания, по-видимому, обусловлен нарушением адиабатичности, вызванным конечным изменением энтропии при фазовом переходе первого рода в MnSi.

Наряду с этим исследование [37] обнаруживает весьма важный факт, отчётливо демонстрирующий, что магнитный фазовый переход при $T = 28,8$ К в MnSi представляет собой всего лишь одну из черт глобального превращения, сопровождаемого появлением аномалий физических величин с экстремумами, расположенными при температурах, несколько более высоких, чем температура фазового перехода. Природа этого превращения всё ещё не вполне ясна.

3.5. Электрическое сопротивление

В этом разделе мы коснёмся только поведения электрического сопротивления MnSi в окрестности фазового

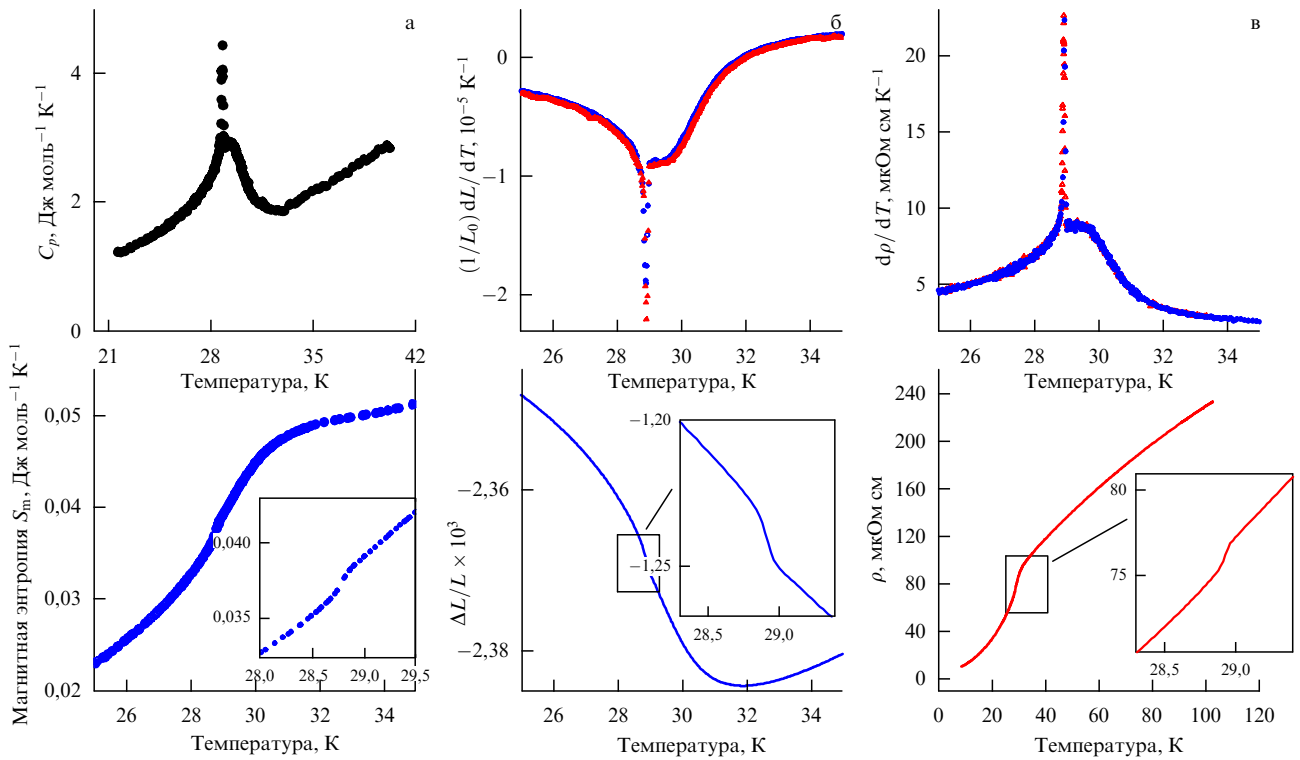


Рис. 12. Поведение термодинамических величин и электрического сопротивления при фазовом переходе в MnSi (по материалам [3, 27]). Для наглядности из данных, приведённых на вставке рис. 12б, вычтена фоновая составляющая.

перехода при атмосферном давлении по данным работы [27] (рис. 12в). Как видно из рисунка, электрическое сопротивление MnSi монотонно возрастает, демонстрируя тенденцию к насыщению при температурах, превышающих T_c . В самой точке фазового перехода наблюдается небольшой ($\approx 1,6\%$), слегка размытый скачок. Производная $d\rho/dT$ имеет вид широкого максимума с острым пиком, ассоциирующимся с размытой δ -функцией. Поучительно сравнить общий вид функции $d\rho/dT$ с соответствующими кривыми, характеризующими поведение теплоёмкости и теплового расширения (см. рис. 12).

3.6. Природа фазового перехода в MnSi

Параметром порядка в MnSi служит медленно изменяющаяся в пространстве спиновая плотность $\mathbf{S}(\mathbf{r}) = S_1 \cos(\mathbf{q}\mathbf{r}) - S_2 \sin(\mathbf{q}\mathbf{r})$, где $S_1 \perp S_2$, \mathbf{q} — волновой вектор спирали. Разложение свободной энергии MnSi по степеням спиновой плотности не содержит нечётных членов благодаря симметрии по отношению к обращению времени, что означает возможность реализации магнитного фазового перехода в MnSi как фазового перехода второго рода [32, 40]. Тем не менее ренорм-групповой анализ, проведённый в работе [32], привёл её авторов к заключению о скачкообразной природе фазового перехода в MnSi, индуцированной флуктуациями. Это заключение в своё время поддерживалось экспериментальными данными, полученными при исследовании магнитной фазовой диаграммы MnSi [28, 29].

Современные данные, суммированные на рис. 12, демонстрируют острые пики на кривых теплоёмкости, коэффициента теплового расширения, температурного коэффициента электрического сопротивления и слегка размытые скачки на соответствующих интегральных кривых, что позволяет интерпретировать фазовый переход в MnSi как слабый фазовый переход первого рода.

Ультразвуковые исследования, обнаружившие скачки ряда упругих постоянных в точке фазового перехода, вполне согласуются с этим утверждением (рис. 10а).

Однако ситуация в целом не так проста. Дело в том, что, как видно из рис. 11 и 12, на кривых, характеризующих поведение теплоёмкости, коэффициента теплового расширения, температурного коэффициента электрического сопротивления и затухания звука при фазовом переходе в MnSi, помимо острого пика, соответствуют пологие максимумы или минимумы в случае коэффициента теплового расширения. Удивительно, что поведение указанных величин в области фазового перехода может быть представлено в виде единой приведённой

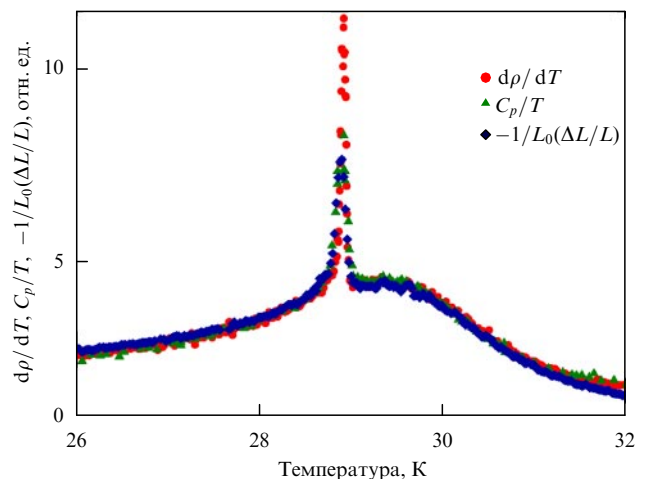


Рис. 13. Приведённые величины теплоёмкости, коэффициента теплового расширения и температурного коэффициента электрического сопротивления MnSi в области фазового перехода [3].

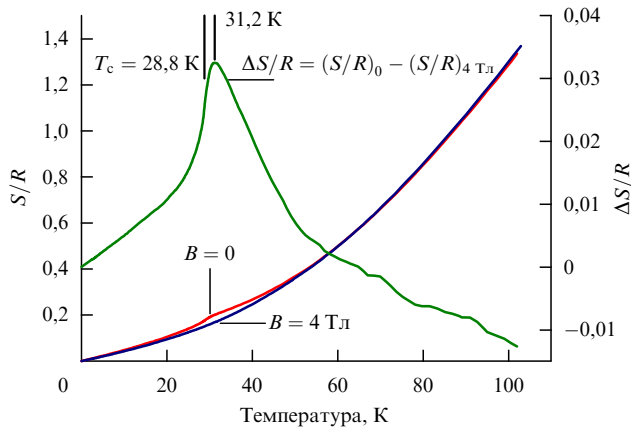


Рис. 14. Энтропия MnSi, рассчитанная по данным измерений теплоёмкости при $B = 0$ и $B = 4$ Тл [30, 33]. Дифференциальная кривая $\Delta S/R$ демонстрирует, что падение энтропии происходит при температурах, несколько более высоких, чем температура фазового перехода.

кривой (рис. 13). Последнее, впрочем, не позволяет уяснить природу пологих экстремумов, упомянутых выше.

Полезная информация может быть получена из рис. 14. Как видно, существенное падение энтропии происходит начиная с температуры 31,2 К, которая близка температуре соответствующих экстремумов. В связи с этим уместно вспомнить идеи о возможном расщеплении фазового перехода в киральных магнитных системах на два перехода: магнитный и киральный, разделённых некоторым интервалом температур [41, 42]. Следует указать также на работы [6, 43], связывающие наблюдаемые эффекты при $T > T_c$ с формированием скирмионов.

4. Фазовая диаграмма и исследования MnSi при высоких давлениях

4.1. Фазовая диаграмма

Первые эксперименты по влиянию высоких давлений на температуру магнитного фазового перехода T_c в MnSi описаны в работе [3]. Как оказалось, T_c понижается при увеличении давления, стремясь к нулю при значении давления $\approx 1,4$ ГПа, что обещало возможность наблюдения квантовых критических явлений.

В последующем появилось большое количество работ, подтверждающих это наблюдение [24, 44–48]. Одна из этих работ, а именно [44], сыграла особую роль в последующих исследованиях MnSi (см. также [45]). В работе [44] на основании измерений магнитной восприимчивости утверждалось, что на линии фазового перехода в MnSi существует трикритическая точка с координатами (≈ 12 К, $\approx 1,2$ ГПа). Основанием для подобного заключения послужил характер эволюции магнитной восприимчивости MnSi в окрестности фазового перехода, наблюдаемый в экспериментах [44, 45], при изменении давления (рис. 15). Авторы полагают, что вырождение пика магнитной восприимчивости указывает на изменение рода фазового перехода. Позднее была развита теория, декларирующая неизбежность прерывистого характера ферромагнитного фазового перехода при низких температурах [49].

Новые исследования магнитной фазовой диаграммы MnSi, важной особенностью которых явилось использо-

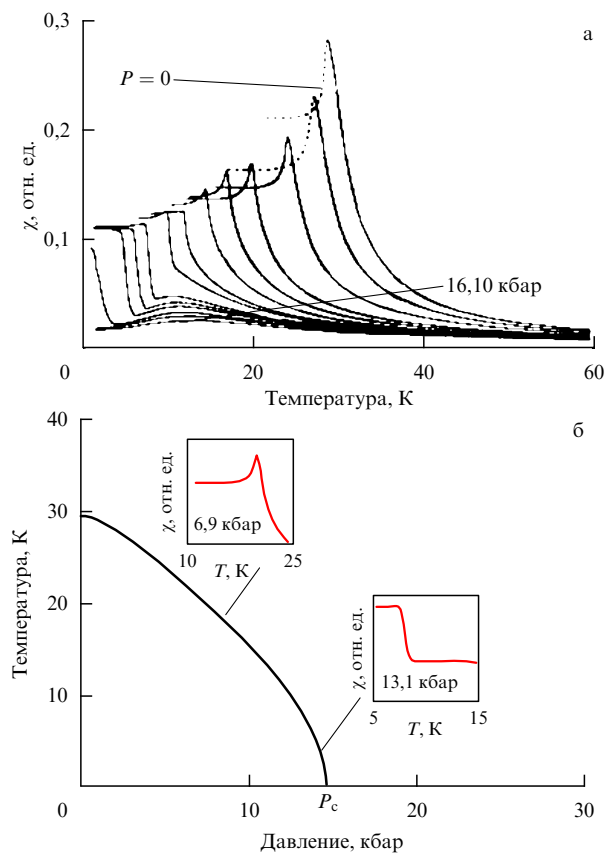


Рис. 15. Магнитная восприимчивость (а) и фазовая диаграмма (б) MnSi по данным [44, 45].

вание гелия в качестве среды, передающей давление, проведены в работе [50]. Результаты этих работ наглядно продемонстрировали (рис. 16), что магнитная восприимчивость MnSi чрезвычайно чувствительна к негидростатическим напряжениям, имеющим место даже в твёрдом гелии, и, следовательно, форма зависимости $\chi_{AC}(T)$ не может быть использована для суждений о характере фазового перехода. С другой стороны, результаты исследования поведения электрического сопротивления MnSi и его температурной производной dp/dT в окрестности фазового перехода при высоких давлениях не указывает на изменение характера фазового перехода (рис. 17а). Таким образом, учитывая данные, приведённые в разделе 3.6, можно предполагать, что магнитный фазовый переход в MnSi является фазовым переходом первого рода во всей области существования магнитной фазы. Тем не менее поведение температурной производной dp/dT трудно интерпретировать однозначно. Как видно из рис. 17а, острый пик dp/dT , соответствующий магнитному фазовому переходу, уширяется с увеличением давления, в то время как ширина аномалии, всё ещё неясного генезиса, сопровождающей фазовый переход, стремится к нулю (рис. 17б). Последнее заключение согласуется с результатами измерений теплового расширения MnSi [51]. Подчёркнём, что острый пик на кривых $\alpha(T)$ (см. рис. 8, 9) не мог быть разрешён в экспериментах [51] ввиду методических ограничений.

Поведение линейного теплового расширения MnSi $\Delta L/L$ в широком диапазоне давлений представлено на рис. 18. Видно, что интервал ΔT широкой аномалии $\Delta L/L$ сильно сужается при повышении давления, что создаёт

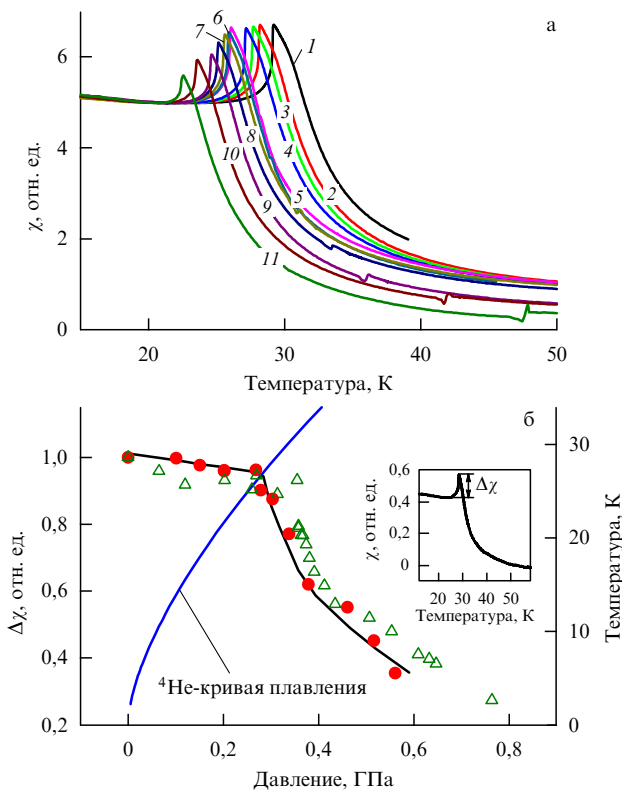


Рис. 16. Магнитная восприимчивость (а) и зависимость пика магнитной восприимчивости от давления (б) MnSi по данным [50]. Кривые 1–11 на рис. а соответствуют значениям давления: 0, 0,1, 0,15, 0,201, 0,268, 0,278, 0,303, 0,338, 0,379, 0,460 и 0,561 ГПа. Символы ● и △ на рис. б соответствуют двум разным сериям измерений. Как видно, пик магнитной восприимчивости резко уменьшается при кристаллизации гелия, служащего средой, передающей давление.

впечатление о скачкообразном изменении объёма ($\Delta L/L \sim 10^{-5}$) в MnSi при фазовом переходе при $T \rightarrow 0$ (рис. 19). Однако при этом остаётся неясным, что происходит с чрезвычайно малым скачком объёма ($\Delta L/L \sim 10^{-6}$), наблюдаемым при атмосферном давлении.

Возвращаясь к рис. 17а, заметим, что острый пик и широкая аномалия, по-видимому, сливаются в единый максимум, отображая в интегральном представлении то, что мы видим на рис. 18 и 19. Тем не менее общая ситуация является в высшей степени неопределённой и требует дополнительных исследований.

4.2. Неферми-жидкостное поведение

Результаты, изложенные в разделе 4.1, по-видимому, указывают, что квантовый фазовый переход в MnSi при $T \rightarrow 0$ является фазовым переходом первого рода, что, вообще говоря, исключает возникновение квантовых критических явлений и связанных с ними эффектов, таких как неферми-жидкостное поведение электрического сопротивления, логарифмическая расходимость теплоёмкости и т.д.

Как показали соответствующие исследования [3, 4], электрическое сопротивление MnSi в парамагнитной фазе при $P > P_c$ (≈ 15 кбар) и $T < 5$ К описывается степенной зависимостью $\Delta\rho \propto T^n$ с показателем $n = 1,5$ ($n = 2$ в случае ферми-жидкости, $n = 1$ в квантовой критической области) (рис. 12). Удивительно, что область неферми-жидкостного поведения простирается по

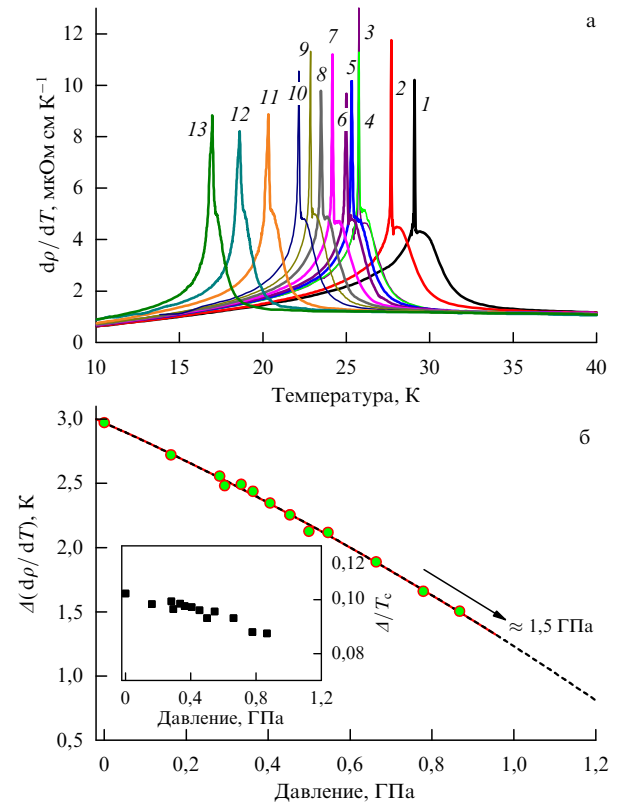


Рис. 17. (а) Зависимость температурного коэффициента электрического сопротивления MnSi $d\rho/dT$ от T при различных давлениях в области фазового перехода. (б) Зависимость ширины соответствующих пиков $\Delta(d\rho/dT)$, измеренной при $d\rho/dT = 3$ мкОм см K^{-1} , от давления [50]. Кривые 1–13 на рис. а соответствуют значениям давления: 0, 0,163, 0,281, 0,294, 0,334, 0,363, 0,405, 0,453, 0,5, 0,55, 0,664, 0,779 и 0,868 ГПа. На вставке рис. б показана зависимость отношения ширины пика к температуре фазового перехода от давления. Ширина пика экстраполируется к нулю при давлении, соответствующем квантовому фазовому переходу в MnSi при $T = 0$.

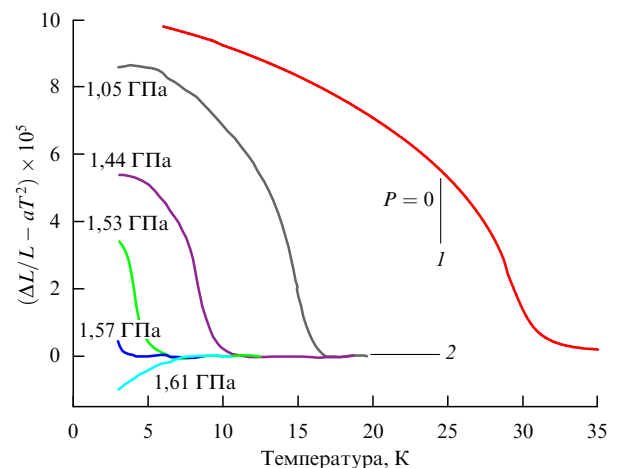


Рис. 18. Тепловое расширение MnSi, за вычетом фоновой составляющей (αT^2), при различных давлениях: кривая 1 — данные [30], кривые 2 — данные [51].

крайней мере до давления в 48 кбар ($\approx 3P_c$). При дальнейшем повышении давления показатель n увеличивается вплоть до 1,7 [53].

Однако данные [53] следует воспринимать с некоторой долей скептицизма, поскольку условия соответствующих измерений трудно назвать гидростатиче-

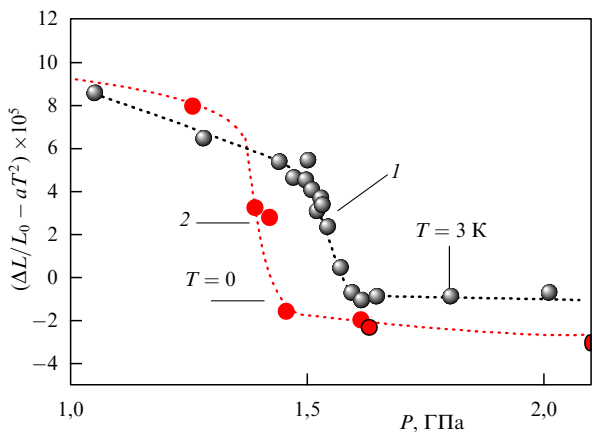


Рис. 19. Относительная вариация длины образца MnSi (1) [51] и параметра элементарной ячейки MnSi (2) [52] при низких температурах и высоких давлениях.

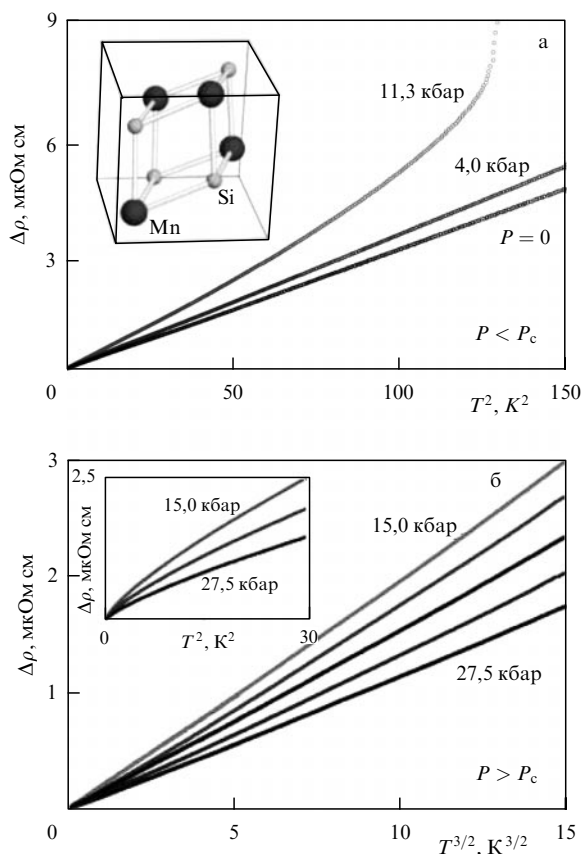


Рис. 20. Электрическое сопротивление MnSi как функция температуры при высоких давлениях [4]; $\Delta\rho = \rho - \rho_{T=0}$, P_c — давление квантового фазового перехода при $T = 0$.

скими. Тем не менее сам факт неферми-жидкостного поведения температурной зависимости электрического сопротивления MnSi в значительной области давлений $P > P_c$ не вызывает сомнений (рис. 20).

Характер проявлений неферми-жидкостного поведения в MnSi позволяет не связывать его с квантовой критичностью, что ставит вопрос о генезисе этого явления. В связи с этим напомним, что закон $\sim T^{3/2}$ для электрического сопротивления обнаруживается в аморфных металлах и спиновых стёклах [54]. Теория электрического сопротивления MnSi с учётом рассеяния электро-

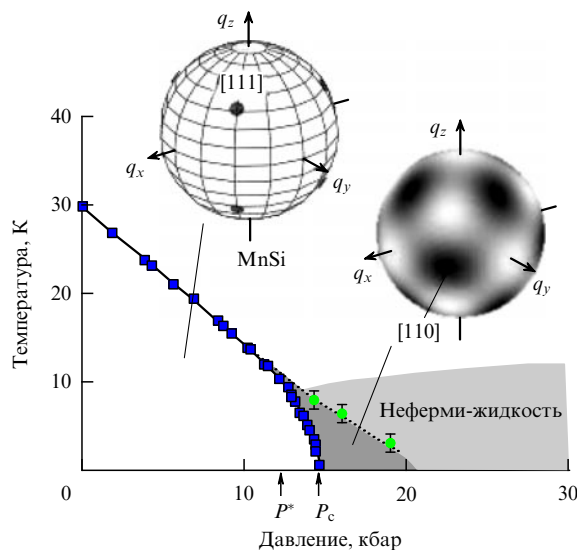


Рис. 21. Иллюстрация к малоугловому рассеянию нейтронов в MnSi при атмосферном и высоком давлении [5] (см. текст). Квадратами показана температура магнитного фазового перехода, кружками — температура кроссовера между парамагнитной фазой и состоянием частичного упорядочения. P^* — давление, соответствующее гипотетической трикритической точке, P_c — давление, соответствующее магнитному фазовому переходу при $T = 0$.

нов на скирмионах (о скирмионах см. приложение I), объясняющая закон $T^{3/2}$, предложена в [55].

4.3. "Частичный" геликоидальный порядок в неферми-жидкостной фазе MnSi

На рисунке 21 представлены результаты малоугловых нейтронно-дифракционных исследований магнитной сверхструктуры в MnSi при атмосферном и высоком давлении по данным работы [5]. Из рисунка следует, что брэгговские рефлексы с волновым вектором \mathbf{q} ($q = 0,037 \text{ \AA}^{-1}$), направленным вдоль [111], характеризующие магнитную спираль при атмосферном давлении, не исчезают бесследно в области неферми-жидкостной парамагнитной фазы. Измерения при $P > P_c$ и $T < T_0$ (рис. 21) обнаруживают существование рефлексов, соответствующих магнитной спирали с волновым вектором \mathbf{q} ($q \approx 0,043 \text{ \AA}^{-1}$), непрерывно распределённым в угловом пространстве, с максимумом в направлении [110]. Таким образом, согласно [5], магнитный фазовый переход при P_c фактически является ориентационным фазовым переходом и определяется наименьшей из трёх характеристических энергий (см. раздел 2), отвечающей за направление магнитной спирали в MnSi.

С другой стороны, мы хотели бы предостеречь читателей от некритического восприятия представленных результатов. Использование флюоринерта в качестве среды, передающей давление, при нейтронных исследованиях при высоких давлениях, не является оптимальным с точки зрения условий гидростатичности и иногда приводит к ошибочным заключениям.

4.4. Фазовое расслоение в MnSi при высоких давлениях

Фазовое расслоение, наблюдаемое в ряде магнитных систем, не всегда является индикатором фазового перехода первого рода, в то время как последний обязательно сопровождается расслоением.

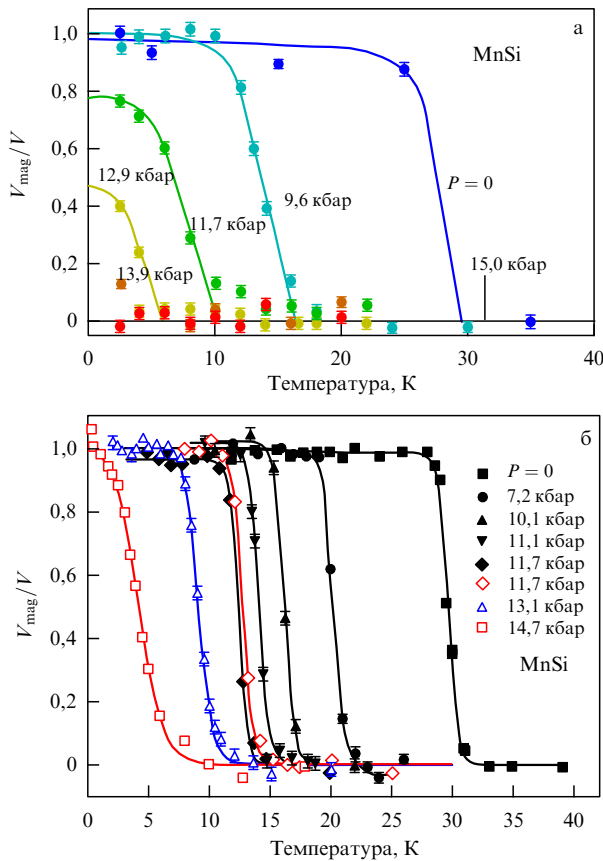


Рис. 22. Содержание магнитной фракции V_{mag}/V в MnSi как функция температуры при высоких давлениях: (а) данные [56], (б) данные [58].

В связи с этим представляет интерес исследование фазового расслоения в MnSi при высоких давлениях с помощью мюонной спектроскопии (μSR) [56, 58]. В работе [56] утверждается, что содержание магнитной фракции быстро убывает начиная с давления 11,7 кбар, что означает фазовое расслоение вне области фазового перехода первого рода (рис. 22а). В работе [56] этому факту придаётся специальное значение, не вполне понятное авторам настоящего обзора. Фазовая неоднородность в MnSi при высоких давлениях отмечалась также в [57].

Однако новые μSR -исследования MnSi [58] указывают на практически 100%-ное содержание магнитной фракции при давлениях вплоть до значения, соответствующего фазовому переходу (рис. 22б). Источник противоречия, по-видимому, лежит в нарушении условий гидростатичности в исследованиях при высоких давлениях (см. обсуждение в [58]).

5. Заключение

Итак, отметим две проблемы, требующие, на наш взгляд, особого внимания.

1. Как подчёркивается в обзоре, теплоёмкость, коэффициент теплового расширения, температурный коэффициент электрического сопротивления, упругие модули и коэффициент затухания звука при фазовом переходе в MnSi обнаруживают пологие максимумы (или минимумы в случае коэффициента теплового расширения) при температуре, несколько превышающей T_c (см. раздел 3). В ряде случаев эта особенность оказалась столь ярко

выраженной (см., например, поведение упругих модулей на рис. 10), что заставляет говорить о некоторой глобальной трансформации в спиновой подсистеме MnSi, природа которой всё ещё не ясна. На фоне этой впечатляющей особенности фазовый переход при $T \approx 29$ К кажется лишь незначительным событием. Поведение энтропии (см. рис. 14) прекрасно иллюстрирует эту ситуацию.

По-видимому, выяснение природы указанной трансформации и её взаимосвязь с фазовым переходом являются одной из первостепенных задач.

2. Из результатов измерений теплового расширения MnSi при высоких давлениях (см. рис. 18) следует, что обширная объёмная аномалия, соответствующая полному минимуму коэффициента теплового расширения, сильно сужается при увеличении давления, что, возможно, говорит о скачкообразном изменении объёма в MnSi при фазовом переходе в пределе $T \rightarrow 0$. Это наблюдение согласуется с данными, приведёнными на рис. 17а, где острый пик $d\rho/dT$, соответствующий магнитному фазовому переходу, уширяется с увеличением давления, в то время как ширина пологой аномалии неясного генезиса, сопровождающей фазовый переход, стремится к нулю (рис. 17б).

Создаётся впечатление, что острый пик и широкая аномалия, по-видимому, сливаются в единый максимум, формируя своего рода квантовую тройную точку, как это показано на гипотетической фазовой диаграмме (рис. 23).

Таким образом, окрестность квантового фазового перехода в MnSi при давлении $P_c \approx 15$ кбар представляет собой своеобразный "остров сокровищ", карта которого испещрена значками с названиями: "скирмионы", "частичный спиновый порядок", "неферми-жидкостная фаза", "квантовая трикритическая точка", "квантовая тройная точка" и т.д. Однако нет полной уверенности, что значки установлены правильно и их названия соответствуют действительности. Неясно также, существуют ли пути, связывающие эти значки в единую систему.

Таким образом, детальное исследование фазовой диаграммы MnSi при высоких давлениях и низких температурах в истинно гидростатических условиях представляется необходимым шагом для решения указанных проблем. Но в настоящее время подобные эксперименты представляются трудноосуществимыми ввиду крайне высокой чувствительности MnSi к негидростатическим

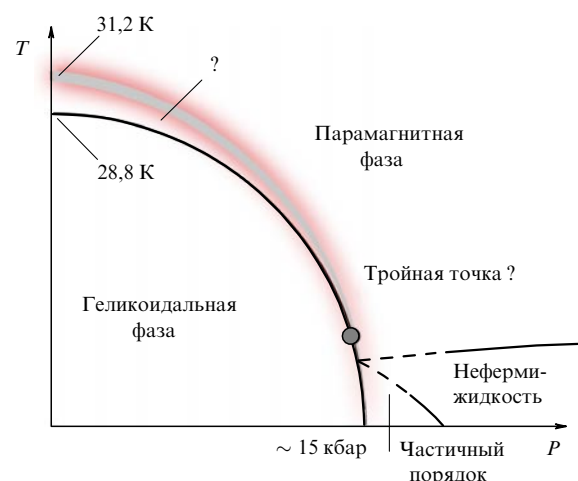


Рис. 23. Гипотетическая фазовая диаграмма MnSi.

напряжениям. Необходимо развивать новые подходы в низкотемпературной технике высоких давлений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00336).

6. Приложения

Приложение I. Природа фазы А и скирмионы

Как известно, волновой вектор магнитной спирали в MnSi в нулевом магнитном поле ориентирован в направлении пространственной диагонали куба [111]. Таким образом, при $T < T_c$ в MnSi формируются четыре домена, соответствующие четырём эквивалентным направлениям [111]. В случае низких температур приложении магнитного поля $B \approx 0,1$ Тл монодоменизирует образец, который приобретает коническую магнитную структуру и в конечном счёте переходит в индуцированное полем ферромагнитное состояние при $B \approx 0,6$ Тл [28]. Несколько иная ситуация возникает при температурах, близких к T_c . В этом случае, как было установлено исследованиями поглощения ультразвука, намагниченности и пр. [29], в магнитных полях величиной $\approx 0,120-0,200$ Тл при температурах от T_c до ≈ 27 К существует так называемая А-фаза, спиновая структура которой всё ещё является предметом дискуссий. Первоначально считалось, что А-фаза парамагнитна [29], но эксперименты по нейтронному рассеянию обнаружили существование магнитного порядка [59, 60].

Первые идеи о магнитной структуре А-фазы, основанные на нейтронных исследованиях, сводились к утверждению, что волновой вектор магнитной спирали в фазе А становится перпендикулярным направлению магнитного поля [61]. Однако недавние нейтронные исследования, выполненные в специальной геометрии, по мнению авторов [9], свидетельствуют в пользу скирмионной природы магнитного порядка в А-фазе. Фактически авторы [9] говорят о наблюдении двумерной решётки скирмионных вихрей, которую можно представить как суперпозицию трёх спиралей, выстроенных под углом 120° и расположенных в плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля [8, 62]. Соответствующие измерения твёрдых растворов $Mn_{1-x}Fe_xSi$, $Mn_{1-x}Co_xSi$, $Fe_{1-x}Co_xSi$, кристаллизующихся, так же как и MnSi, в структуре B20, привели ту же группу авторов к аналогичным заключениям [63]. Наконец, нужно указать на прямое наблюдение скирмионной решётки в $Fe_{1-x}Co_xSi$ и FeGe, проведённое с помощью лоренцовской электронной микроскопии [64, 65]. Тем не менее, как отмечается в [65], структурные данные не дают возможности выяснить, является ли спиновая структура, наблюдаемая в А-фазе, истинным скирмионным кристаллом. Утверждается, что исследование так называемого топологического эффекта Холла помогает решить эту проблему [66].

Следует отметить, что идеи о формировании скирмионов в спиновых системах с киральным спин-орбитальным взаимодействием впервые были высказаны в работах [67, 68].

Приложение II.

Теплоёмкость и энтропия MnSi при $T > T_c$

В работе [33] на основе экспериментальных и расчётных данных, характеризующих фонный спектр MnSi, про-

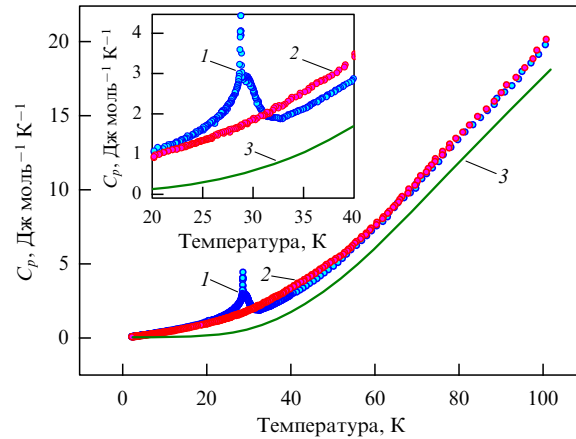


Рис. 24. Теплоёмкость MnSi при $B = 0$ (1) и $B = 4$ Тл (2) и расчётный фонный вклад в теплоёмкость MnSi (3).

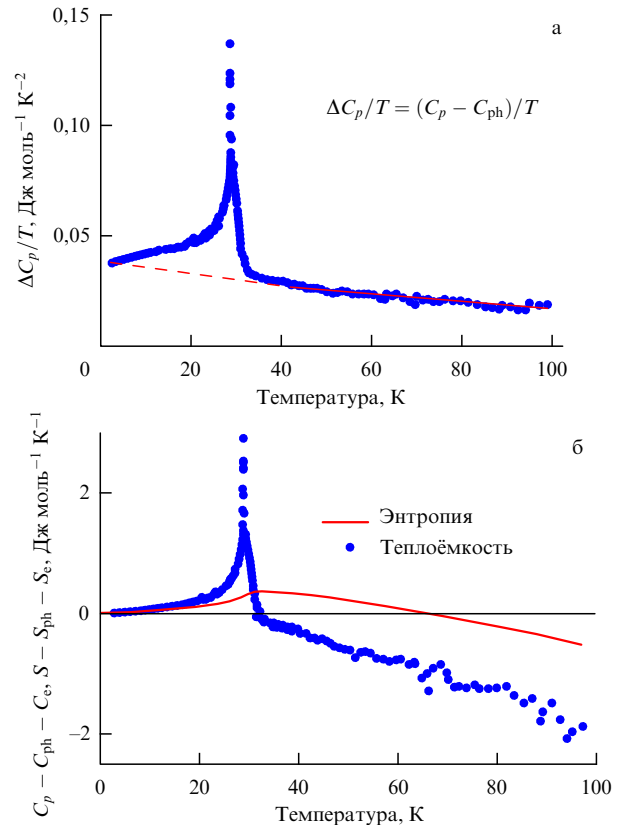


Рис. 25. Зависимость отношения $\Delta C_p/T = (C_p - C_{ph})/T$ (а) и "магнитной" теплоёмкости и энтропии (б) для MnSi от температуры; C_{ph} — фонный вклад.

ведён анализ различных вкладов в его теплоёмкость. Рисунок 24 иллюстрирует поведение теплоёмкости MnSi в нулевом магнитном поле и поле $B = 4$ Тл. Видно, что магнитное поле подавляет фазовый переход, как это было продемонстрировано в разделе 2.2 (см. рис. 7, 9). С другой стороны, теплоёмкость MnSi в магнитном поле $B = 4$ Тл при $T > T_c$ оказывается выше теплоёмкости при $B = 0$, что представляется несколько странным, поскольку магнитное поле подавляет спиновые флуктуации.

На рисунке 25а представлена зависимость отношения $\Delta C_p/T = (C_p - C_{ph})/T$ от температуры, где C_{ph} — фон-

ная часть теплоёмкости. Из рисунка видно, что линейный (электронный) член γ в теплоёмкости MnSi имеет одинаковое значение при $T < T_c$ и $T > T_c$. Вычитая электронную и фононную составляющие из полной теплоёмкости, авторы [33] приходят к заключению о существовании отрицательных вкладов в теплоёмкость и энтропию MnSi при $T > T_c$ и $B = 0$ (рис. 25б). Напомним, что подобное поведение теплоёмкости было предсказано много лет назад как результат нелинейных эффектов в флуктуирующих спиновых системах [69]. Авторы [33] полагают, что падение парциальной энтропии означает возникновение некоторого упорядочения в спиновой подсистеме. Однако в настоящее время невозможно сказать, связано ли это падение с формированием вихревых текстур типа скирмионов или оно просто отражает тенденцию к локализации спинов.

Список литературы

- Borén B *Arkiv Kemi Min. Geol.* **11A** 1 (1933)
- Thompson J D, Fisk Z, Lonzarich G G *Physica B* **161** 317 (1989)
- Pfleiderer C, Julian S R, Lonzarich G G *Nature* **414** 427 (2001)
- Doiron-Leyraud N et al. *Nature* **425** 595 (2003)
- Pfleiderer C et al. *Nature* **427** 227 (2004)
- Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C *Nature* **442** 797 (2006)
- Binz B, Vishwanath A, Aji V *Phys. Rev. Lett.* **96** 207202 (2006)
- Tewari S, Belitz D, Kirkpatrick T R *Phys. Rev. Lett.* **96** 047207 (2006)
- Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
- Tanaka M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **54** 2970 (1985)
- Ishida M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **54** 2975 (1985)
- Williams H J et al. *J. Appl. Phys.* **37** 1256 (1966)
- Ishikawa Y et al. *Solid State Commun.* **19** 525 (1976)
- Dzyaloshinsky I *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241 (1958)
- Moriya T *Phys. Rev.* **120** 91 (1960)
- Kataoka M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **53** 3624 (1984)
- Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **81** 012408 (2010)
- Petrova A E et al. *Phys. Rev. B* **82** 155124 (2010)
- Jeong T, Pickett W E *Phys. Rev. B* **70** 075114 (2004)
- Pan Z J, Zhang L T, Wu J S *J. Appl. Phys.* **101** 033715 (2007)
- Mattheiss L F, Hamann D R *Phys. Rev. B* **47** 13114 (1993)
- Wernick J H, Wertheim G K, Sherwood R C *Mat. Res. Bull.* **7** 1431 (1972)
- Fawcett E, Maita J P, Wernick J H *Int. J. Magnetism* **1** 29 (1970)
- Thessieu C et al. *Solid State Commun.* **95** 707 (1995)
- Petrova A E et al. *Phys. Rev. B* **74** 092401 (2006)
- Pfleiderer C *J. Magn. Magn. Mater.* **226–230** 23 (2001)
- Stishov S M et al. *Phys. Rev. B* **76** 052405 (2007)
- Ishikawa Y, Komatsubara T, Bloch D *Physica B* **86–88** 401 (1977)
- Ishikawa Y, Arai M *J. Phys. Soc. Jpn.* **53** 2726 (1984)
- Stishov S M et al. *J. Phys. Condens. Matter* **20** 235222 (2008)
- Lamago D et al. *Physica B* **385–386** 385 (2006)
- Bak P, Jensen M H *J. Phys. C* **13** L881 (1980)
- Stishov S M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 236403 (2010)
- Belitz D, Kirkpatrick T R, Rosch A *Phys. Rev. B* **73** 054431 (2006)
- Janoschek M et al. *Phys. Rev. B* **81** 214436 (2010)
- Matsunaga M, Ishikawa Y, Nakajima T *J. Phys. Soc. Jpn.* **51** 1153 (1982)
- Petrova A E, Stishov S M *J. Phys. Condens. Matter* **21** 196001 (2009)
- Петрова А Е, Стишов С М *ИТЭ* (4) 173 (2009) [Petrova A E, Stishov S M *Instrum. Exp. Tech.* **52** 609 (2009)]
- Kusaka S et al. *Solid State Commun.* **20** 925 (1976)
- Nakanishi O et al. *Solid State Commun.* **35** 995 (1980)
- Diep H T *Phys. Rev. B* **39** 397 (1989)
- Plumer M L, Mailhot A *Phys. Rev. B* **50** 16113 (1994)
- Pappas C et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 197202 (2009)
- Pfleiderer C, McMullan G J, Lonzarich G G *Physica B* **206–207** 847 (1995)
- Pfleiderer C et al. *Phys. Rev. B* **55** 8330 (1997)
- Pfleiderer C et al. *Physica B* **230–232** 576 (1997)
- Thessieu C, Pfleiderer C, Flouquet J *Physica B* **239** 67 (1997)
- Thessieu C, Kitaoka Y, Asayama K *Physica B* **259–261** 847 (1999)
- Belitz D, Kirkpatrick T R, Vojta T *Phys. Rev. Lett.* **82** 4707 (1999)
- Petrova A E et al. *Phys. Rev. B* **79** 100401(R) (2009)
- Miyake A et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 044703 (2009)
- Pfleiderer C et al. *Science* **316** 1871 (2007)
- Pedrazzini P et al. *Physica B* **378–380** 165 (2006)
- Ford P J, Mydosh J A *Phys. Rev. B* **14** 2057 (1976)
- Kirkpatrick T R, Belitz D *Phys. Rev. Lett.* **104** 256404 (2010)
- Uemura Y J et al. *Nature Phys.* **3** 29 (2007)
- Yu W et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 086403 (2004)
- Andreica D et al. *Phys. Rev. B* **81** 060412(R) (2010)
- Lebech B, in *Recent Advances in Magnetism of Transition Metal Compounds* (Eds A Kotani, N Suzuki) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 167
- Lebech B et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 119 (1995)
- Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **73** 224440 (2006)
- Binz B, Vishwanath A *Phys. Rev. B* **74** 214408 (2006)
- Münzer W et al. *Phys. Rev. B* **81** 041203(R) (2010)
- Yu X Z et al. *Nature* **465** 901 (2010)
- Yu X Z et al. *Nature Mater.* **10** 106 (2011)
- Neubauer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602 (2009)
- Богданов А Н, Яблонский Д А *ЖЭТФ* **95** 178 (1989) [Bogdanov A N, Yablonskii D A *Sov. Phys. JETP* **68** 101 (1989)]
- Bogdanov A, Hubert A *J. Magn. Magn. Mater.* **138** 255 (1994)
- Murata K, Doniach S *Phys. Rev. Lett.* **29** 285 (1972)

Itinerant helimagnetic compound MnSi

S.M. Stishov, A.E. Petrova

L.F. Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences,
Kaluzhskoe shosse 14, 142190 Troitsk, Moscow region, Russian Federation
E-mail: sergei@hppi.troitsk.ru

Manganese silicide (MnSi), a model helimagnetic compound, crystallizes in the B20 structure, whose non-centrosymmetric space group $P2_13$ allows for a helical (chiral) magnetic structure. The magnetic phase transition temperature of MnSi (29 K at atmospheric pressure) decreases with pressure and approaches zero at about 1.4 GPa. This last fact, pointing to possible quantum critical phenomena, has prompted the high-pressure studies of MnSi that have revealed a number of fascinating phenomena, in particular the non-Fermi liquid behavior of electrical resistivity and the unusual spin state (partial ordering) in the paramagnetic phase. Experimental results characterizing the physical properties and the phase diagram of MnSi and forming the basis of the current ideas in the physics of strongly correlated chiral electron systems are discussed.

PACS numbers: **62.50.**–p, **75.30.**Kz, **75.40.**Cx, **77.80.**B–

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201111b.1157

Bibliography — 69 references

Received 28 February 2011, revised 6 April 2011

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **181** (11) 1157–1170 (2011)

Physics–Uspekhi **54** (11) (2011)