

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

## Заметки о фазовых переходах и роли спиновых флуктуаций

С.М. Стишов

*Рассматриваются свойства двух киральных магнитных систем ( $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  и  $\text{MnSi}$ ) с локализованными и делокализованными спинами. Делается вывод, что продольные флуктуации магнитного момента не оказывают существенного влияния на качественную картину фазового перехода и магнитную фазовую диаграмму киральных систем.*

**Ключевые слова:** киральные магнитные системы, фазовые переходы, продольные флуктуации магнитного момента

PACS numbers: 75.10.-b, 75.10.Lp, 75.30.Kz

DOI: 10.3367/UFNr.2016.04.037781

Модель Гейзенберга, основанная на концепции обменного взаимодействия в системе локализованных спинов, смогла объяснить природу магнитного упорядочения диэлектрических и ряда металлических кристаллов [1]. Спиновые возбуждения или флуктуации, свойственные гейзенберговским магнетикам, представляют собой спиновые волны, повороты спинов (спин-флип) и критические флуктуации [2]. Магнитные фазовые переходы, как правило, являются фазовыми переходами второго рода, как это следует из симметрии по отношению к обращению времени. В связи с коротким радиусом взаимодействия обменных сил флуктуационные эффекты в случае магнитных фазовых переходов являются ярко выраженными и служат предметом многочисленных исследований [3, 4].

Позднее Стонер показал, что обменное взаимодействие в системе коллективизированных электронов при определённых условиях (высокая плотность состояний на уровне Ферми, d-металлы) приводит к расщеплению системы электронов на две подзоны с противоположно направленными спинами, содержащие разное число электронов (majority and minority bands) [5]. Очевидно, что последнее приводит к возникновению магнитного момента. Магнитный момент в такой системе исчезает в точке Кюри ( $T_C$ ) в результате тепловых индивидуальных спин-фlop-возбуждений (переворотов спина или стонерских возбуждений [6]).

Главное различие двух моделей ферромагнетика заключается в том, что в модели Стонера магнитные моменты полностью исчезают при  $T_C$ , в то время как в модели Гейзенберга магнитные моменты продолжают существовать при температурах выше  $T_C$ . В последнем

случае макроскопический магнитный момент исчезает в связи с потерей дальнего порядка в системе.

Ввиду отсутствия свободных магнитных моментов магнитная восприимчивость немагнитной фазы в модели Стонера не описывается законом Кюри. Модель Стонера также предсказывает слишком высокую температуру Кюри. Эти выводы теории Стонера невозможно согласовать с экспериментальными наблюдениями.

Прорыв наступил в 1972 г., когда Мурата и Дониэйч [7] показали в рамках скалярной модели, что учёт магнитных флуктуаций позволяет существенно приблизить теоретическое описание магнитных металлических систем к экспериментальным наблюдениям. По заключению авторов [7] фазовый переход в слабых металлических ферромагнетиках происходит в результате взаимодействия флуктуирующих мод. В рамках разложения Ландау это должно означать отрицательный знак члена четвёртого порядка, что, соответственно, приводит к осуществлению магнитного фазового перехода посредством фазового перехода первого рода. По-видимому, независимо Мориа и Кавабата [8] модифицировали модель Стонера, включив в рассмотрение поперечные спиновые флуктуации, что привело к понижению температуры Кюри и приближённому выполнению закона Кюри – Вейса для магнитной восприимчивости.

Лонзарич и Тайлифер [9], используя формализм Гинзбурга и Ландау, построили количественную модель, описывающую магнитные свойства слабых ферромагнитных металлов. Модель [9] учитывает векторную природу параметра порядка, испытывающего как поперечные, так и продольные флуктуации (см. также [10]). Роль поперечных флуктуаций (флуктуаций ориентации) магнитного момента в металлических магнетиках вполне ясна, их учёт приводит к потере магнитного порядка при температуре, существенно более низкой, чем температура исчезновения магнитных моментов вообще, как это происходит в модели Стонера.

Что касается продольных флуктуаций магнитного момента, то их роль является весьма существенной в случае слабых зонных магнетиков, таких как  $\text{MnSi}$ .

С.М. Стишов. Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе 14, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация  
E-mail: sergei@hphi.troitsk.ru

Статья поступила 29 декабря 2015 г.,  
после доработки 8 марта 2016 г.

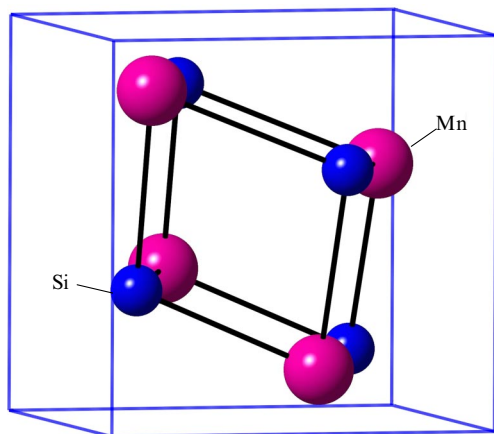


Рис. 1. Кристаллическая структура кирального магнетика MnSi [14].

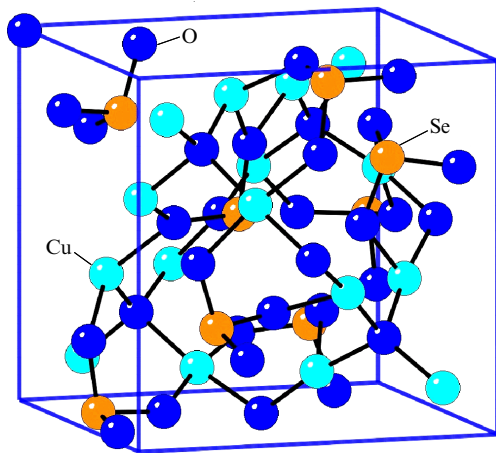


Рис. 2. Кристаллическая структура кирального магнетика  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$ . Видно, что ионы Cu образуют трёхмерную сеть искажённых тетраэдров. (Детали см. в статье [16].)

Согласно Мории [11] насыщение продольных магнитных флуктуаций является ответственным за формальное выполнение закона Кюри – Вейса в парамагнитной фазе слабых ферромагнетиков. Слабые флуктуации магнитных моментов происходят также и в гейзенберговских магнетиках, однако их природа, по-видимому, отлична от таковой в зонных магнетиках (см., например, [11 – 13]).

Вместе с тем влияние продольных магнитных флуктуаций на физические свойства вещества недостаточно освещено в литературе. В частности, неясно, какую роль играют продольные флуктуации при магнитных фазовых переходах. К счастью, сейчас появилась возможность хотя бы отчасти выяснить этот вопрос, сравнивая особенности поведения двух киральных магнетиков: MnSi и  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  [14, 15] (рис. 1, 2). Оба указанных вещества кристаллизуются в пространственной группе  $P2_13$ , не обладающей центром симметрии, что обуславливает возникновение члена Дзялошинского – Мории в энергии соответствующих систем. В результате магнитные структуры MnSi и  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  представляют собой спирали с периодами 180 Å и 616 Å соответственно.  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  является диэлектриком и представляет собой магнетик с локализованными спинами, в то время как MnSi — слабый зонный (itinerant) магнетик. В последнем случае

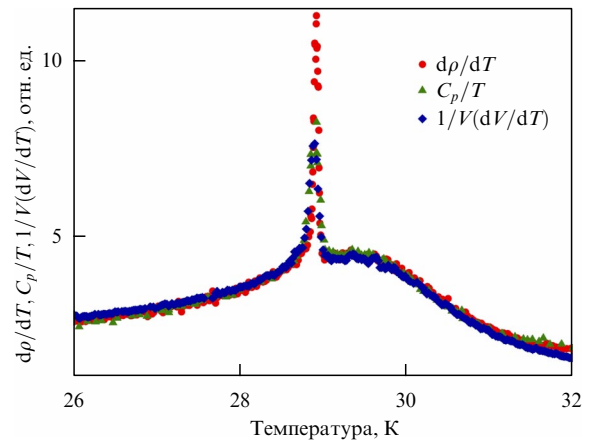


Рис. 3. Зависимость температурного коэффициента электрического сопротивления, теплоёмкости и коэффициента теплового расширения при фазовом переходе в MnSi в приведённых единицах [14].

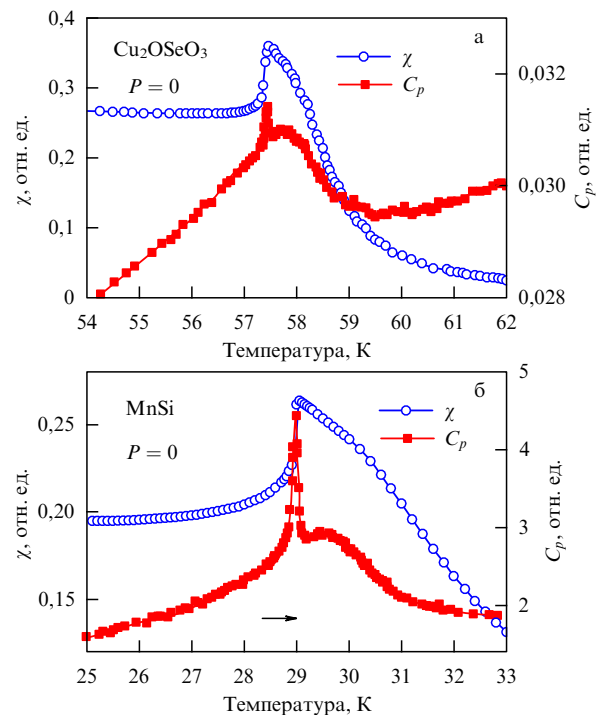
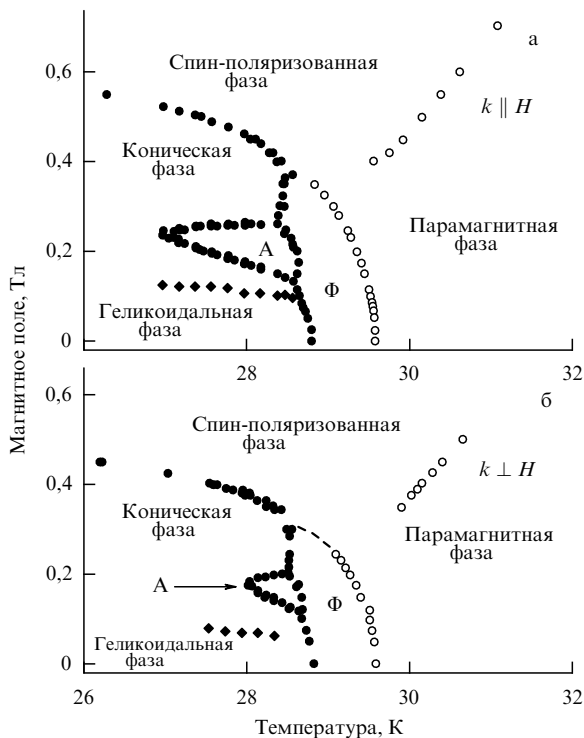


Рис. 4. Магнитная восприимчивость  $\chi$  и теплоёмкость  $C_p$   $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  (а) и MnSi (б) в области фазового перехода [19].

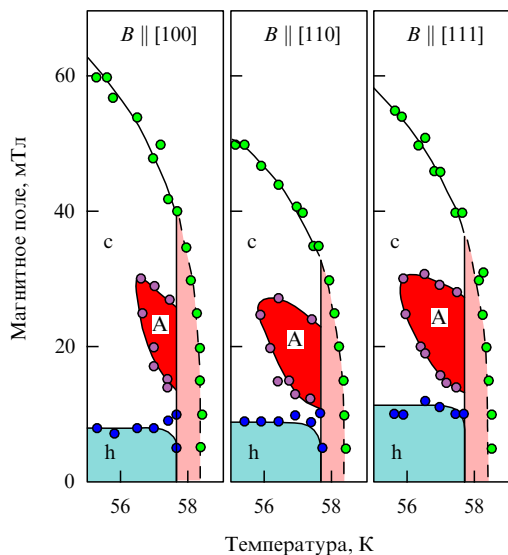
мы вправе ожидать проявления эффектов продольных спиновых флуктуаций.

Напомним, что MnSi представляет собой модельный геликоидальный магнетик и его свойства достаточно хорошо изучены [14]. Рисунок 3 иллюстрирует некоторые свойства MnSi в окрестности фазового перехода. Наличие пика (дельта-функции) на кривых теплоёмкости, коэффициента теплового расширения и теплового коэффициента электросопротивления является характерной чертой фазового перехода в MnSi, свидетельствующей в пользу фазового перехода первого рода.

Другая знаковая черта фазового перехода в MnSi — это наличие плеча или небольшого максимума, расположенного справа от пика на рис. 3. Как следует из ре-



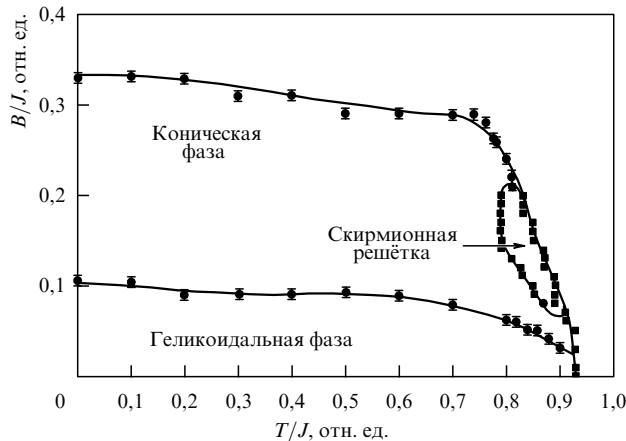
**Рис. 5.** Магнитная фазовая диаграмма MnSi по данным ультразвуковых исследований [20], А — скирмионная фаза, Ф — область сильных киральных флуктуаций. Различие диаграмм на рис. а и б связано с разным размагничивающим фактором, обусловленным геометрией образца.



**Рис. 6.** Магнитная фазовая диаграмма Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> [15], h — геликоидальная фаза, c — коническая фаза, А — скирмионная фаза. Различие диаграмм при разном направлении магнитного поля связано с разным размагничивающим фактором.

зультатов нейтронных исследований, этот побочный максимум соответствует интенсивным киральным флуктуациям [17, 18].

На рисунке 4 сравниваются кривые теплоёмкости и магнитной восприимчивости Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub> и MnSi в области фазового перехода. Любопытно, что характерные черты, свойственные фазовому переходу в MnSi, практически



**Рис. 7.** Магнитная фазовая диаграмма трёхмерной системы классических спинов с киральным взаимодействием по данным моделирования методом Монте-Карло. В — магнитное поле, Т — температура, J — константа обменного взаимодействия [21].

полностью воспроизводятся в случае Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub>. Магнитные фазовые диаграммы также демонстрируют полное подобие. В частности, и в том и другом случаях обнаруживается скирмионная фаза (рис. 5 и 6). Подчеркнём, что магнитная фазовая диаграмма киральных систем, включая существование скирмионной фазы, воспроизводится при моделировании методом Монте-Карло классической системы локальных спинов (рис. 7).

Таким образом, по-видимому, продольные флуктуации магнитного момента не оказывают существенного влияния на качественную картину фазового перехода и магнитную фазовую диаграмму киральных систем. Однако количественный вклад продольных флуктуаций не может быть установлен из сравнительного анализа двух описанных выше систем ввиду их принципиального различия.

Автор благодарен Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 15-02-02040) и Программе президиума РАН "Материя при высоких давлениях".

**Список литературы**

1. Heisenberg W Z. *Phys.* **38** 411 (1926)
2. Blundell S *Magnetism in Condensed Matter* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2001)
3. Stanley H E *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena* (New York: Oxford Univ. Press, 1971)
4. Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* (М.: Наука, 1982); Пер. на англ. яз. 1-го русск. изд.: Patashinskii A Z, Pokrovskii V L *Fluctuation Theory of Phase Transitions* (Oxford: Pergamon Press, 1979)
5. Stoner E C *Proc. R. Soc. London A* **165** 372 (1938)
6. Semadeni F et al. *Physica B* **267–268** 248 (1999)
7. Murata K K, Doniach S *Phys. Rev. Lett.* **29** 285 (1972)
8. Moriya T, Kawabata A *J. Phys. Soc. Jpn.* **34** 639 (1973)
9. Lonzarich G G, Taillefer L *J. Phys. C* **18** 4339 (1985)
10. Mohn P *Magnetism in the Solid State, An Introduction* (Berlin: Springer, 2006)
11. Moriya T *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism* (Berlin: Springer-Verlag, 1985)
12. Bunker A, Landau D P *Phys. Rev. Lett.* **85** 2601 (2000)
13. Schweika W et al. *Europhys. Lett.* **60** 446 (2002)

14. Стишов С М, Петрова А Е *УФН* **181** 1157 (2011); Stishov S M, Petrova A E *Phys. Usp.* **54** 1117 (2011)
15. Adams T et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204 (2012)
16. Bos J-W G, Colin C V, Palstra T T M *Phys. Rev. B* **78** 094416 (2008)
17. Pappas C et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 197202 (2009)
18. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **81** 144413 (2010)
19. Sidorov V A et al. *Phys. Rev. B* **89** 100403(R) (2014)
20. Petrova A E, Stishov S M *Phys. Rev. B* **91** 214402 (2015)
21. Buhrandt S, Fritz L *Phys. Rev. B* **88** 195137 (2013)

### Notes on phase transitions and the role of spin fluctuations

**S.M. Stishov**

*L.F. Vereshchagin Institute of High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences,  
Kaluzhskoe shosse 14, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation  
E-mail: sergei@hppi.troitsk.ru*

The physical properties of two chiral systems with localized and delocalized magnetic moments,  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  and  $\text{MnSi}$ , are reviewed. It is concluded that the longitudinal fluctuations of magnetic moments affect little the qualitative picture of phase transitions and the magnetic phase diagrams of chiral systems.

**Keywords:** chiral magnetic systems, phase transitions, longitudinal fluctuations of the magnetic moment

PACS numbers: **75.10. -b**, 75.10.Lp, 75.30.Kz

Bibliography — 21 references

*Received 29 December 2015, revised 8 March 2016*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (9) 953–956 (2016)

*Physics–Uspekhi* **59** (9) (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.04.037781

DOI: 10.3367/UFNe.2016.04.037781