01,07

Магнитные фазовые переходы в $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с топологическими особенностями электронной структуры

© А.А. Повзнер, И.Д. Манько

Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, Россия

E-mail: a.a.povzner@urfu.ru

Поступила в Редакцию 14 сентября 2026 г.
В окончательной редакции 19 октября 2026 г.
Принята к публикации 19 октября 2026 г.

Исследуются концентрационные спиновые флуктуации при фазовых переходах в твердых растворах $Mn_{1-x}Rh_xSi$, изоструктурных киральному ферромагнетику MnSi и топологическому полуметаллу RhSi. С учетом результатов первопринципного моделирования топологических особенностей тонкой структуры плотности электронных состояний (точка перегиба с положительной кривизны на отрицательную) и топологических точек электронного спектра показано, что уже при малых концентрациях Rh появляется отрицательная межмодовая связь, приводящая к аномальному возрастанию температуры фазового перехода в парамагнитное состояние. При дальнейшем росте концентрации Rh температурно-концентрационная смена знака параметра мода–мода, промодулированная сдвигом химического потенциала, приводит к замене температурного фазового перехода первого рода (наблюдаемого в стехиометрическом MnSi) на фазовый переход второго рода. Показано, что это является причиной наблюдаемого исчезновения характерного „плеча‘ на температурных зависимостях магнитной восприимчивости.

Ключевые слова: спиновые спирали, межмодовое взаимодействие, фазы Берри, киральность, магнитная восприимчивость.

DOI: 10.61011/FTT.2026.10.64082.10656

1. Введение

Ферромагнетики с нецентросимметричной кубической структурой типа B20 (MnSi, FeGe, MnGe) и их твердые растворы являются прототипами спинтронных материалов с киральным ферромагнетизмом, при котором, благодаря уникальному сочетанию ферромагнитного обмена и взаимодействия Дзялошинского–Мории (ДМ), возникают нетривиальные конфигурации — спиновые спирали [1–4].

Важной особенностью является возникновение наблюдаемой на эксперименте по малоугловому рассеянию нейтронов [2,3] вблизи температуры магнитного фазового перехода первого рода в MnSi фазы флуктуаций спиновых спиралей. Данная промежуточная фаза наблюдалась в виде диффузных колец брэгговских рефлексов, обусловленных стохастическими направлениями волновых векторов спиновых спиралей $\mathbf{q}_0$.

При этом значительно влияние на флуктуационную фазу оказывают концентрационные флуктуации при отклонении от стехиометрического состава изучаемого образца [5]. Ранее в работе, посвященной изучению магнитных особенностей MnSi [6], было показано, что отклонение состава от стехиометрического MnSi (дефицит марганца) на 10 % приводит к возрастанию температурного диапазона промежуточной флуктуационной фазы на порядок, что подтверждается данными экспериментальной работы [5].

Однако наблюдаемое в $Mn_{1-x}Rh_xSi$ скачкообразное возрастание температурного диапазона флуктуационной фазы не удается объяснить только влиянием концентрационных флуктуаций MnSi. Данную особенность для $Mn_{1-x}Rh_xSi$, наблюдаемую на эксперименте [7], демонстрируют фазовые диаграммы MnSi и $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с $x = 0.025$ [2,7], представленные на рис. 1.

С другой стороны, согласно работам [8,9], на магнитные свойства материалов группы B20 оказывают значительное влияние топологические особенности электронной структуры. Так, в данных работах вблизи уровня энергии Ферми наблюдались энергетические области с кривизной Берри и отрицательной кривизной плотности электронных состояний (которая выражается как вторая производная от плотности электронных состояний по энергии).

В настоящей работе рассматривается влияние концентрационных флуктуаций на возникновение в $Mn_{1-x}Rh_xSi$ эффектов, связанных с топологическими особенностями электронной структуры. Получено, что в результате концентрационного сдвига химического потенциала резко возрастает температура фазового перехода в парамагнитную фазу T_S, возникающего при $x < x_c = 0.032$, являющаяся температурной границей для фазового перехода первого рода. При $x > x_c$ происходит концентрационный топологический электронный переход, в результате которого температурный фазовый переход первого рода сменяется фазовым переходом второго рода, и флуктуационная фаза исчезает.

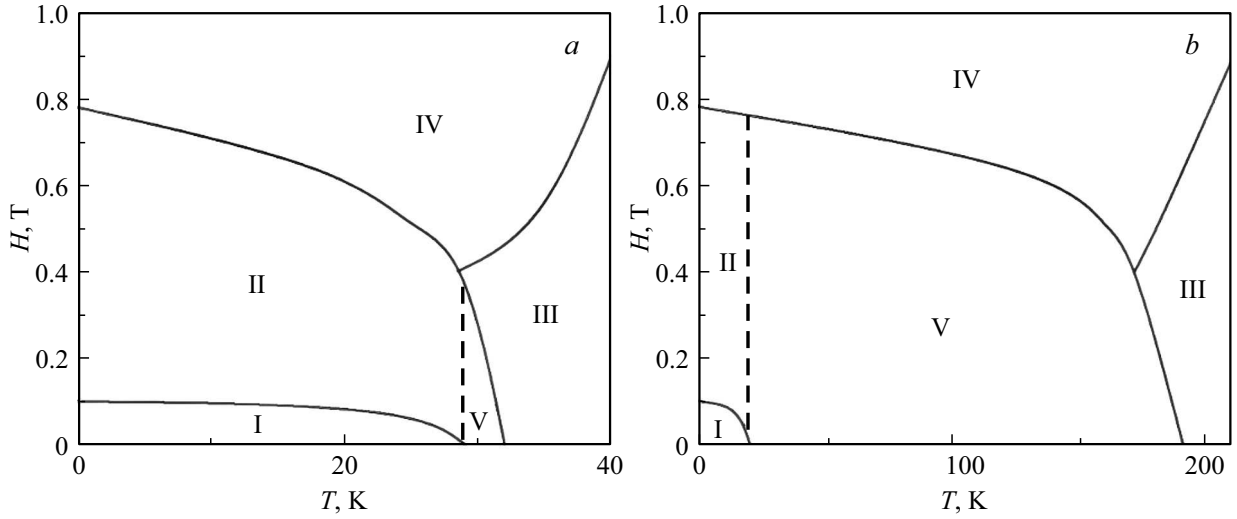


Рис. 1. *a*) Схематическое изображение фазовой диаграммы MnSi по экспериментальным данным работы [2]. I — фаза с плоскими спиновыми спиралями; II — фаза с коническими спиралями; III — парамагнитная фаза; IV — фаза ферромагнетизма; V — флуктуационная фаза. *b*) Схематическое изображение фазовой диаграммы $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с $x = 0.025$ по экспериментальным данным работы [7] (здесь фаза V получена по результатам численного расчета в настоящей работе).

2. Модель

Дополним выражение для функционала Гинзбурга–Ландау MnSi, полученное ранее в работе [6] разложением термодинамического потенциала системы коллективизированных d-электронов по степеням параметров зарядовых $\eta_{\mathbf{q}}$ (зарядовые корреляции) и обменных (параметр порядка) полей $\xi_{\mathbf{q}}$ на узлах кристаллической решетки ν в $\mathbf{q}$-представлении:

$$\Psi(\xi_{\mathbf{q}}) = \sum_{\mathbf{q}} \left[(1 + U\chi_{\mathbf{q}}^{(0)})|\eta_{\mathbf{q}}|^2 + D^{-1}\mathbf{q}^2|\xi_{\mathbf{q}}|^2 \right]$$

$$+ \kappa^0 \sum_{\sum_i \mathbf{q}_i = 0} \left[\xi_{\mathbf{q}_1}\xi_{\mathbf{q}_2}\xi_{\mathbf{q}_3}\xi_{\mathbf{q}_4} - \frac{3}{4}\xi_{\mathbf{q}_1}\xi_{\mathbf{q}_2}\xi_{\mathbf{q}_3}\xi_{\mathbf{q}_4} + \eta_{\mathbf{q}_1}\eta_{\mathbf{q}_2}\eta_{\mathbf{q}_3}\eta_{\mathbf{q}_4} \right]$$

$$- id \sum_{\mathbf{q}} \mathbf{q}[\xi_{\mathbf{q}} \times \xi_{-\mathbf{q}}]. \qquad (1)$$

Здесь T — температура в энергетических единицах; d — параметр ДМ-взаимодействия; D — фактор Стонера; $\chi_{\mathbf{q}}^{(0)}$ — функция Линдхарда, κ — параметр межмодового взаимодействия.

В работах [6,9] посвященных зонной теории кирального ферромагнетизма MnSi, в которых было показано, что функционал (1) включает параметр мода–мода κ^0, который определяется энергетической зависимостью тонкой структурой плотности электронных d-состояний и ее производными [9], зависящими от химического потенциала μ.

Для киральных ферромагнетиков на основе сплавов переходных металлов выражение (1) нужно дополнить концентрационными спиновыми флуктуациями (концентрационные зарядовые флуктуации маловероятны, так как энергетически не выгодны). В частном случае $Mn_{1-x}Rh_xSi$ такие концентрационные спиновые флуктуации возникают на узлах кристаллической решетки ν при возрастании концентрации немагнитного Rh. Для их учета нужно выполнить замену для параметра порядка ξ_ν на $\xi_\nu p_\nu$, при которой вводится случайная переменная p_ν, равная единице на узле, занятом магнитным атомом Mn, и равная нулю на узле, занятом немагнитным атомом Rh.

Форма записи ξ_ν ($\xi_{\mathbf{q}}$ в квазиимпульсном представлении) с учетом флуктуаций спиновой и зарядовой плотности, которые описываются в модели [9], и концентрационных флуктуаций сведется к виду

$$\xi_\nu = x(\xi_\nu - \mathbf{M}_\nu) + (p_\nu - x)\xi_\nu, \qquad (2)$$

где $x = N_0^{-1}\sum\limits_\nu p_\mu$ (N_0 — число узлов кристаллической решетки);

$$\mathbf{M}_\nu = Z^{-1}\int \xi_\nu d\xi_\nu;$$

$$Z = \int \exp(-\Psi(\xi_\nu))d\xi_\nu.$$

Ввиду релятивистской малости взаимодействия ДМ, воспользуемся приближением среднего поля:

$$\sum_{\nu_1,\nu_2} p_{\nu 1}p_{\nu 2}\mathbf{q}_{\nu 1,\nu 2}[\xi_{\nu 1} \times \xi_{\nu 2}] \approx idx \sum_{\mathbf{q}} \mathbf{q}[\mathbf{M}_{\mathbf{q}} \times \mathbf{M}_{-\mathbf{q}}]. \qquad (3)$$

Уравнение магнитного состояния такой системы можно получить, учитывая связь $\mathbf{M}_{\mathbf{q}}$ и внешнего магнитного поля $\mathbf{h}_{\mathbf{q}}$ через соотношение $\mathbf{M}_{\mathbf{q}}^{(\gamma)} = (U^{-1})\xi_{\mathbf{q}}^{(\gamma)} - \mathbf{h}_{\mathbf{q}}^{(\gamma)}$ в виде

$$\left\langle \partial\Psi(\mathbf{M}_{\mathbf{q}}, \xi_{\mathbf{q}})/\partial\mathbf{M}_{\mathbf{q}0}^{(\gamma)} \right\rangle = M_{\mathbf{q}0}^{(\gamma)}(D + A\mathbf{q}_0^2)$$

$$+ \kappa M_{-\mathbf{q}0}^{(\gamma)}(\mathbf{M}_{\mathbf{q}0})^2 \pm x^2 d|\mathbf{q}_0|M_{-\mathbf{q}0}^{(\gamma)} = 0, \qquad (4a)$$

$$\left\langle T\partial\Psi(\mathbf{M}_\mathbf{q},\xi_\mathbf{q})/\partial\mathbf{M}_0^{(z)}\right\rangle = TM_0^{(z)}(D+\kappa|M_{\mathbf{q}0}^{(z)}|^2) = \mathbf{h}_\mathbf{q}, \tag{4b}$$

$$\left\langle \partial\Psi(\mathbf{M}_\mathbf{q},\xi_\mathbf{q})/\partial\mathbf{M}_{\mathbf{q}0}^{(z)}\right\rangle = M_{\mathbf{q}0}^{(z)}(D+A\mathbf{q}_0^2) + 1/2\kappa M_{-\mathbf{q}0}^{(z)}(\mathbf{M}_{\mathbf{q}0})^2 + \kappa M_0^{(z)2}M_{\mathbf{q}0}^{(z)} = 0. \tag{4c}$$

В котором $|\mathbf{q}_0| = x^2d/2A$ отвечает максимуму модуля локальной намагниченности,

$$D = \tau + (D)^{-1}\kappa\Big(x|\mathbf{M}_{\mathbf{q}0}|^2 + 2x\mathbf{M}_0^2 + \langle\delta M^2\rangle + M_p^2\Big), \tag{5a}$$

$$\kappa = \kappa^0\,\frac{1-(\kappa^0M_p^2)^2}{1+(\kappa^0M_p^2)^2} \tag{5b}$$

— перенормированные среднеквадратическими флуктуациями фактор Стонера и параметр межмодового взаимодействия,

$$M_p^2 = N_0^{-1}\sum_\nu(p_\nu - x)|\mathbf{M}_\nu|^2$$

— концентрационные флуктуации;

$$\langle\delta M^2\rangle = \sum_\mathbf{q}\langle|\xi_\mathbf{q} - \mathbf{M}_\mathbf{q}|^2\rangle$$

— флуктуации спиновой и зарядовой плотности.

Решения уравнений магнитного состояния получаем для определения температурно-концентрационой зависимости химического потенциала следует дополнить условием электронейтральности для суммарной концентрации $s(p)$- и d-электронов:

$$n = 2\int d\varepsilon\big(g_{s,p}(\varepsilon) + g(\varepsilon)\big)f(\varepsilon-\mu) - 2U^2g^{(1)}\Big(\langle\delta M^2\rangle + M_p^2 + \langle m^2\rangle\Big), \tag{6}$$

здесь n — суммарная концентрация s-, p- и d-электронов; $\langle m^2\rangle$ — средний квадрат амплитуды тепловых флуктуаций, определяемый из флуктуационно-диссипативной теоремы [9].

3. Флуктуационная фаза

Можно показать несколько возможных сценариев магнитных фазовых переходов в киральных ферромагнетиках, выбор которых зависит от знака параметров D и κ.

Если параметр κ является положительным, а D — отрицательным, уравнения магнитного состояния описывают геликоидальную спираль, следующую из теории Янсена–Бака [10] и характеризующую киральный геликоидальный порядок:

$$M^{(x)} \cong M_\mathrm{S}\cdot\cos(\mathbf{q}_0\mathbf{r}_\nu),\ M^{(y)} \cong M_\mathrm{S}\cdot\sin(\mathbf{q}_0\mathbf{r}_\nu), \tag{7a}$$

где M_S — амплитуда локальной намагниченности.

Если параметр κ принимает отрицательное значение, уравнения магнитного состояния (4) дают решения для множества спиральных мод, содержащих также параметр φ — разность фаз Берри [9], принимающий стохастическое значение:

$$M^{(x)} \cong M_\mathrm{S}\cdot\cos(\mathbf{q}_0\mathbf{r}_\nu+\varphi),\ M^{(y)} \cong M_\mathrm{S}\cdot\sin(\mathbf{q}_0\mathbf{r}_\nu+\varphi). \tag{7b}$$

В этом случае M_S совпадает со среднеквадратической амплитудой концентрационных и термодинамических флуктуаций:

$$M_\mathrm{S} \approx \langle\delta M^2\rangle^{1/2} \approx |\kappa|^{-1}(D^2 + x^2d|\mathbf{q}_0|^2)^{1/2}. \tag{8}$$

В выражениях (7a) и (7b) $\mathbf{r}_\nu$ — радиус-вектор узла кристаллической решетки с индексом ν; $\mathbf{q}_0$ — волновой вектор, перпендикулярный плоскостям спиралей, модуль которого пропорционален соотношению параметров ДМ и обменного взаимодействий d/U и связан с периодом спиновой спирали $\lambda = 2\pi/|\mathbf{q}_0|$.

Из уравнений магнитного состояния (4) можно определить проекции $\mathbf{q}_0$ на оси координат:

$$|M_{\mathbf{q}0}|^2\mathbf{q}_0^{(x)} \cong |\mathbf{q}_0|(M_{\mathbf{q}0}^{(+)}M_{-\mathbf{q}0}^{(-)})^{1/2}\mathrm{Re}M_{\mathbf{q}0}^{(z)};$$

$$|M_{\mathbf{q}0}|^2\mathbf{q}_0^{(y)} \cong |\mathbf{q}_0|(M_{\mathbf{q}0}^{(+)}M_{-\mathbf{q}0}^{(-)})^{1/2}\mathrm{Im}M_{\mathbf{q}0}^{(z)};$$

$$|M_{\mathbf{q}0}|^2\mathbf{q}_0^{(z)} \cong |\mathbf{q}_0|M_{\mathbf{q}0}^{(+)}M_{-\mathbf{q}0}^{(-)}. \tag{9}$$

При этом, вследствие термодинамических и концентрационных флуктуаций, из выражений (4) и (9) следует, что проекции $\mathbf{q}_0$, как и разность фаз Берри различных фрагментов спиновых спиралей, меняются стохастически.

4. Магнитные фазовые переходы

Для анализа фазовых переходов в рамках модели функционала Гинзбурга–Ландау. воспользуемся результатами моделирования по теории функционала плотности (DFT) электронной структуры MnSi [9]. При этом оценки параметров функционала (1) проведем с учетом тонкой структуры плотности электронных состояний $g(\varepsilon)$ $Mn_{1-x}Rh_xSi$ для малых x.

DFT-моделирование электронной структуры MnSi было выполнено в программном пакете Quantum Espresso [11] с обменно-корреляционным функционалом в форме GGA [12]. Используемая при моделировании энергия обрезания плоских волн для электронных волновых функций и зарядовой плотности/потенциала составляла 100 и 400 Ry соответственно, а сетка в k-пространстве — $10\times10\times10$.

Учитывая влияние на химический потенциал μ ($\mu(0) = E_\mathrm{F}$; E_F — энергетический уровень Ферми) концентрационных флуктуаций M_p^2 и флуктуаций спиновой и зарядовой плотности $\langle\delta M^2\rangle$, повысим (по сравнению с предыдущими расчетами для MnSi [9]) точность шага

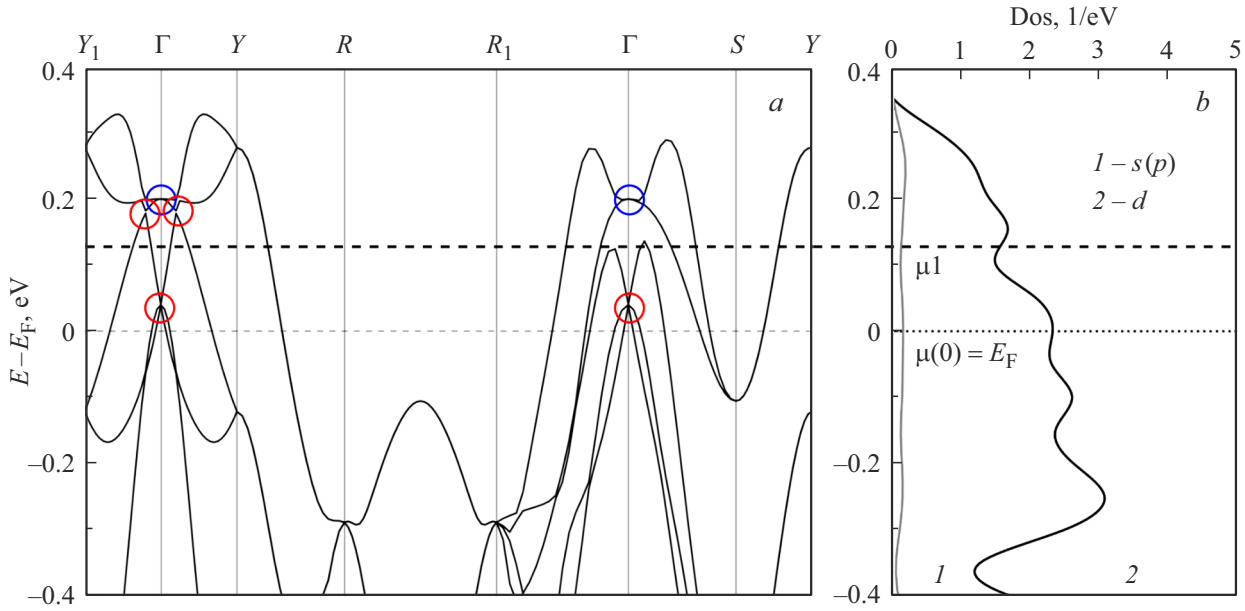


Рис. 2. *a*) Электронный энергетический спектр MnSi. *b*) Электронный энергетический спектр (кривая *1* — $s(p)$-, *2* — d-электронов) MnSi с уровнем энергии Ферми $\mu(0)$. Жирной пунктирной линией показан уровень энергии Ферми для $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x = 0.025$, $\mu 1$).

построения плотности электронных состояний на шкале энергий до 0.01 eV.

Электронный спектр и кривая плотности электронных состояний, рассматриваемых сплавов приведены на рис. 2, *a* и *b*.

В результате численного анализа получаем, что концентрационные флуктуации M_p^2, вызванные замещением MnSi на RhSi ($x = 0.025$), в рамках модели жесткой полосы дают значительное смещение химического потенциала μ $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x = 0.025$) на 0.116 eV по шкале энергии относительно химического потенциала MnSi на полученной ранее в работе [9] плотности электронных состояний, если параметр хаббардовского обмена U, как и в случае MnSi, считать равным 0.93 eV.

При этом можно видеть, что в энергетической области, ограниченной энергией смещения химического потенциала концентрационными флуктуациями (диапазон $= \mu 1 \pm 0.116$ eV) попадают такие особенности электронного спектра, как сближения (синие кружки) и пересечения (красные кружки) линий электронного спектра (рис. 2, *a*).

Рассмотрим численно возможные фазовые переходы в $Mn_{1-x}Rh_xSi$ на примере составов с $x = 0.025$ и $x = 0.15$. При расчетах воспользуемся параметрами аппроксимации функции Линдхарда из работы [9].

Численная оценка параметра межмодового взаимодействия κ (5b) в рамках полученной плотности электронных состояний показывает, что вблизи основного состояния κ отрицателен при концентрации Rh $0 < x < x_c$.

Будем считать, что атомы родия случайно размещены по узлам:

$$\overline{(\delta p_\nu \delta p_{\nu'})} = x(1-x)\delta p_{\nu,\nu'}.$$

Тогда концентрационные флуктуации M_p^2, возникающие с ростом x в $Mn_{1-x}Rh_xSi$, ведут к изменению температурного интервала существования флуктуационной фазы, который определяется выражениями

$$T_C = T_C^{(0)}\big(1 + (1-x)d|\mathbf{q}_0| - 2\kappa M_S^2(1 + x(1-x))\big) \Big/ \big(1 + (1-x)d|\mathbf{q}_0| - \kappa M_S^2(1 + x(1-x)) - \kappa\big), \quad (10a)$$

$$T_S = T_C\big(1 + (1-x)d|\mathbf{q}_0| + 2M_S^2(1 + x(1-x))\big). \quad (10b)$$

Из температурной зависимости $|\kappa|$ (5b) для $x = 0$ и $x = 0.025$ получаем, что соотношение величин $\Delta|\kappa|$ (соответствующих изменению $|\kappa|$ при $\Delta T = 1$ K) для киральной флуктуационной фазы $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x = 0.025$) и MnSi равно 8.

С другой стороны, оценивая по (8) температурную зависимость локальной намагниченности MS $Mn_{1-x}Rh_xSi$, получаем, что при $x = 0.025$ его значение превышает по амплитуде MS для MnSi более чем в 8 раз.

Воспользовавшись полученными соотношениями, при помощи выражений (10a) и (10b) находим, что температурный диапазон флуктуационной фазы $Mn_{1-x}Rh_xSi$ при $x = 0.025$ составляет 180 K, а температура перехода в парамагнитную фазу $T_S = 190$ K, что сопоставимо по величине с температурой перехода в парамагнитную фазу ($= 180$ K), полученную из эксперимента по определению температурной зависимости магнитной восприимчивости в [7].

Расчетную температурную зависимость магнитной восприимчивости можно получить из уравнений магнитного состояния (4)

$$\chi = 2U^{-1}\big(1 - (D^{-1} + 2\kappa M_S^2)^{-1}\big). \quad (11)$$

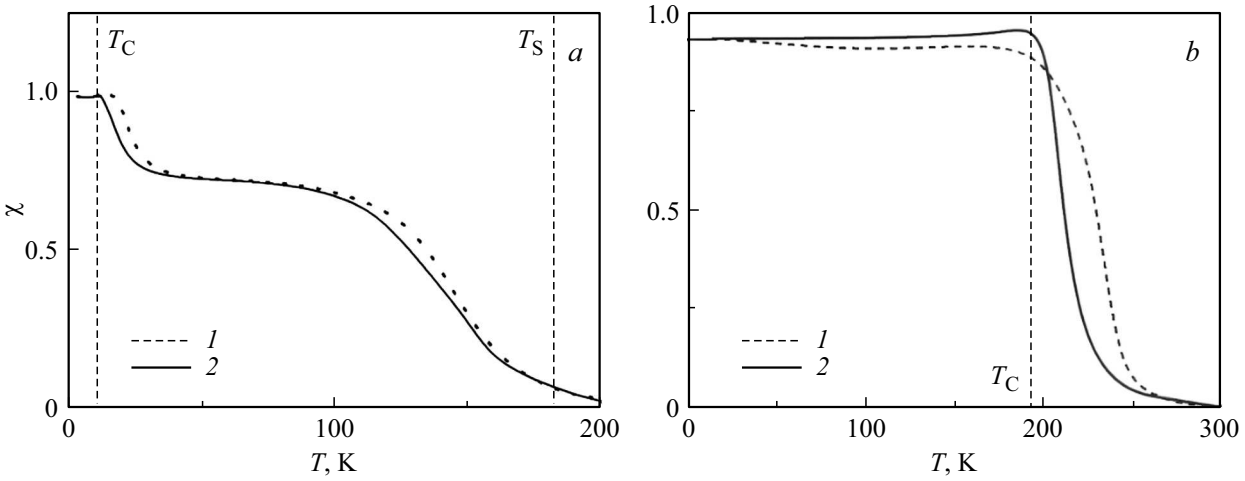


Рис. 3. *a*) Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x = 0.025$). *b*) Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x = 0.15$). Кривые *1* — экспериментальные данные [7], *2* — расчет в настоящей работе.

Для $Mn_{1-x}Rh_xSi$ при $x < x_c$ зависимость $\chi(T)$ неплохо согласуется к экспериментальными данными [7] (при $x = 0.025$) (рис. 3).

Важно отметить, что возникновение в фазе флуктуаций спиновых спиралей (7b) хаотически меняющихся разностей фаз Берри φ, приводит возникновению спиновой киральности фрагментов спиновых спиралей. При обходе узлов спиновых корреляций с суперпозицией трех соседних спиральных мод находим киральный заряд:

$$\chi_C = \sum_{\nu_1,\nu_2,\nu_3} \langle M_{\nu_1}[M_{\nu_2} \times M_{\nu_3}] \rangle = \langle \delta M^2 \rangle^{1/2} M_0. \qquad (12)$$

Особенность возникновения χ_C эквивалентна включению магнитного поля **b**, приводящего к холловскому отклонению, обнаруженному ранее на эксперименте в MnSi [13]

$$\mathbf{b} = \sum_{\nu_1,\nu_2,\nu_3} \langle \mathbf{M}_{\nu_1}[\mathbf{M}_{\nu_2} \times \mathbf{M}_{\nu_3}]\mathbf{n}_{\nu_1,\nu_2,\nu_3} \rangle, \qquad (13)$$

где $\mathbf{n}_{\nu_1,\nu_2,\nu_3}$ — единичный вектор. В таком случае киральный эффект Холла во флуктуационной фазе можно описать через сопротивление, содержащее киральный заряд:

$$\Delta\rho = R_0\chi_C. \qquad (14)$$

Здесь R_0 — константа постоянной нормального эффекта Холла.

Кроме того, температурный диапазон $\Delta\rho$ для $Mn_{1-x}Rh_xSi$ при $x = 0.025$ на порядок превышает температурный диапазон наблюдения флуктуационной фазы (и связанным с ней $\Delta\rho$) в MnSi (в относительных к температуре T_S единицах) (рис. 4).

При $x > x_c$ параметр мода–мода становится положительным, а флуктуационная фаза и киральный заряд исчезают. Поэтому расчетная температурная зависимость

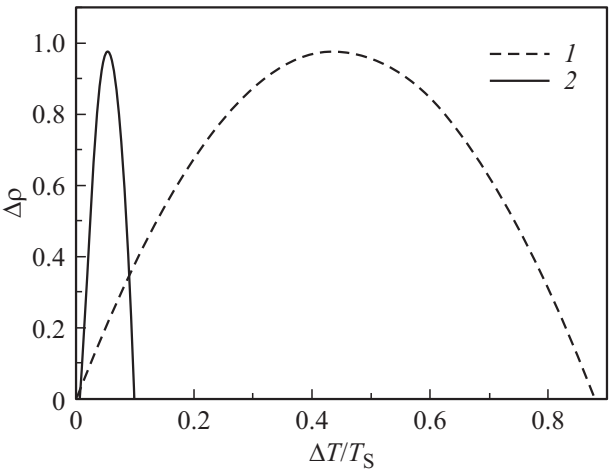


Рис. 4. Температурный диапазон кирального эффекта Холла $\Delta\rho$, возникающего во флуктуационной фазе в $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с $x = 0.025$ (кривая *1*, $T_S = 190$ K) и в MnSi (*2*, $T_S = 32$ K).

магнитной восприимчивости, как и при $x = 0.025$ за пределами флуктуационной фазы описывается законом Кюри–Вейсса. Последнее соответствует концентрационному топологическому электронному переходу, вследствие которого на температурной зависимости магнитной восприимчивости (рис. 3, *a*) исчезает температурное плечо. На рис. 3, *b* это продемонстрировано для температурной зависимости восприимчивости $Mn_{1-x}Rh_xSi$ при $x = 0.15$. Для составов с $x > x_c$ параметр κ становится положительным, а киральный эффект Холла $\Delta\rho$ исчезает.

Анализ температурного диапазона для флуктуационной фазы (10b) показывает, что в точке $x = x_c$ температурный интервал $T_C - T_S$ стремится к нулю и в предельном случае $T_C = T_S$. С другой стороны, из анализа выражений (5) и (8) следует, что в условиях положитель-

ного, но аномально малого κ вблизи знакопеременной точки имеет место мгновенное возрастание температуры Кюри–Нееля до величины, равной сумме температуры фазового перехода на концентрационной границе существования флуктуационной фазы $T_{C'}$ и температурного диапазона существовавшей в области отрицательных значений κ флуктуационной фазы $\Delta = T_{C'} - T_S$:

$$T_C = T_{C'} + \Delta.$$

5. Заключение

Таким образом, топологические особенности электронной структуры $Mn_{1-x}Rh_xSi$, (такие как тонкая структура плотности электронных состояний вблизи $\mu 1$ и ее производные) приводят к фазовому переходу первого рода в интервале концентраций $0 < x < x_c$, в котором вклад концентрационных флуктуаций обуславливает аномальное возрастание температуры перехода (почти на два порядка по сравнению с MnSi) в парамагнитное состояние в $Mn_{1-x}Rh_xSi$ при $x = 0.025$.

Смена знака параметра межмодового взаимодействия κ на положительный при $x > x_c$ приводит к исчезновению флуктуаций спиновых спиралей, происходит срыв затянутого по температуре фазового перехода первого рода в $Mn_{1-x}Rh_xSi$ и возникает фазовый переход второго рода. При этом видим, что такое изменение рода температурного перехода сопровождается исчезновением выше температуры Кюри спиновой киральности, описываемой киральным эффектом Холла.

Дальнейшее исследование семейства $Mn_{1-x}Rh_xSi$ должно ответить на вопрос о возникновении в нем высокотемпературного аномального топологического эффекта Холла. Ответ на этот вопрос представляет интерес для разработки новых спинтронных материалов.

Финансирование работы

Результаты получены в рамках задания Министерства науки и высшего образования, контракт № FEUZ-2026-0013.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Е.В. Алтынбаев, Н.М. Чубова, С.В. Григорьев. Кристаллография **67**, *1*, 130 (2022). https://doi.org/10.31857/S0023476122010027 [E.V. Altynbaev, S.V. Grigoriev, N.M. Chubova. Crystallogr. Rep. **67**, *1*, 118 (2022).]

[2] M. Janoschek, M. Garst, A. Bauer, P. Krautscheid, R. Georgii, P. Boni, C. Pfleiderer. Phys. Rev. B **87**, *13*, 134407 (2013). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.134407

[3] C. Pappas, E. Lelièvre-Berna, P. Bentley, P. Falus, P. Fouquet, B. Farago. Phys. Rev. B **83**, *22*, 224405 (2011). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.224405

[4] N. Nagaosa, Y. Tokura, Nature Nanotechnol. **8**, *12*, 899 (2013). https://doi.org/10.1038/nnano.2013.243

[5] N. Potapova, V. Dyadkin, E. Moskvin, H. Eckerlebe, D. Menzel, S. Grigoriev. Phys. Rev. B **86**, *6*, 060406(R) (2012). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.060406

[6] А.А. Повзнер, А.Г. Волков. ФТТ **61**, *7*, 1258 (2019). https://doi.org/10.21883/FTT.2019.07.47834.387 [A.A. Povzner, A.G. Volkov. Phys. Solid State **61**, *7*, 1199 (2019).]

[7] V.N. Krasnorussky, A.V. Bokov, Z.N. Volkova, A.P. Gerashchenko, N.M. Chtchelkatchev, M.V. Magnitskaya, D.O. Skanchenko, E.V. Altynbaev, I.V. Alferev, D.A. Salamatin, V.A. Sidorov, A.V. Semeno, V.V. Brazhkin, A.V. Tsvyashchenko. Phys. Rev. Mater. **8**, *12*, 124405 (2024). https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.8.124405

[8] M.A. Wilde, M. Dodenhöft, A. Niedermayr, A. Bauer, M.M. Hirschmann, K. Alpin, A.P. Schnyder, C. Pfleiderer. Nature **594**, *7863*, 374 (2021). https://doi.org/10.1038/s41586-021-03543-x

[9] A.A. Povzner, I.D. Manko, T.A. Nogovitsyna. J. Surf. Investigation X-ray Synchrotron and Neutron Techniques **19**, *S1*, S145 (2026). https://doi.org/10.1134/S1027451026700199

[10] P. Bak, M.H. Jensen. J. Phys. C **13**, *31*, L1881 (1980). https://doi.org/10.1088/0022-3719/13/31/002

[11] P. Giannozzi, O. Andreussi, T. Brumme, O. Bunau, M. Buongiorno Nardelli, M. Calandra, R. Car, C. Cavazzoni, D. Ceresoli, M. Cococcioni, N. Colonna, I. Carnimeo, A.D. Corso, S. de Gironcoli, P. Delugas, R.A. DiStasio Jr, A. Ferretti, A. Floris, G. Fratesi, G. Fugallo, R. Gebauer, U. Gerstmann, F. Giustino, T. Gorni, J. Jia, M. Kawamura, H.Y. Ko, A. Kokalj, E. Küçükbenli, M. Lazzeri, M. Marsili, N. Marzari, F. Mauri, N.L. Nguyen, H.-V. Nguyen, A. Otero-de-la-Roza, L. Paulatto, S. Poncé, D. Rocca, R. Sabatini, B. Santra, M. Schlipf, A.P. Seitsonen, A. Smogunov, I. Timrov, T. Thonhauser, P. Umari, N. Vast, X. Wu, S. Baroni. J. Phys. **29**, *46*, 465901 (2017). https://doi.org/10.1088/1361-648X/aa8f79

[12] J. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof. Phys. Rev. Lett. **77**, *18*, 3865 (1996). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3865

[13] A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P.G. Niklowitz, P. Böni. Phys. Rev. Lett. **102**, *18*, 186602 (2009). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.186602

Редактор Е.В. Толстякова