

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ КЮРИ МАГНЕТИТА: МЕТОД СЛУЧАЙНЫХ ПОЛЕЙ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Белоконь В.И.¹, Дьяченко О.И.², Городников О.А.², Бурцев А.Д.²

¹*Дальневосточный федеральный университет, институт наукоемких технологий и передовых материалов, г. Владивосток*

²*Владивостокский государственный университет, инженерная школа, г. Владивосток*

E-mail: belokon.vi@dvfu.ru, diachenko.oi@vvsu.ru, gorodnikov.o@vvsu.ru,

Anatoliy.Burtsev@vvsu.ru

Аннотация: В статье рассмотрено влияние давления на температуру Кюри магнетита с использованием метода случайных полей обменного взаимодействия. Показано, что сжатие кристаллической решётки приводит к увеличению перекрытия электронных облаков, что усиливает обменное взаимодействие и вызывает рост температуры Кюри. Построена параметрическая модель зависимости температуры Кюри от давления, учитывающая магнитный параметр Грюнайзена и изотермическую сжимаемость. Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, демонстрируя линейный характер зависимости температуры Кюри от давления. Модель может быть использована для анализа влияния литостатического и ударного давления на магнитные свойства магнетита и родственных минералов, что имеет важное значение для корректной интерпретации палеомагнитных данных.

Ключевые слова: магнетит; титаномагнетит; температура Кюри; давление; обменное взаимодействие; метод случайных полей; палеомагнетизм.

INFLUENCE OF PRESSURE ON THE CURIE TEMPERATURE OF MAGNETITE:

RANDOM EXCHANGE INTERACTION FIELD METHOD

Belokon V.I.¹, Dyachenko O.I.², Gorodnikov O.A.², Burtsev A.D.²

¹*Far Eastern Federal University, Institute of High Technology and Advanced Materials, Vladivostok, Russia*

²*Vladivostok State University, School of Engineering, Vladivostok, Russia*

E-mail: belokon.vi@dvfu.ru, diachenko.oi@vvsu.ru, gorodnikov.o@vvsu.ru,

Anatoliy.Burtsev@vvsu.ru

Abstract: The article examines the influence of pressure on the Curie temperature of magnetite using the random exchange interaction field method. It is shown that lattice compression increases the overlap of electron clouds, thereby enhancing exchange interactions and raising the Curie temperature. A parametric model of the Curie temperature dependence on pressure is developed, taking into account the magnetic Grüneisen parameter and isothermal compressibility. The obtained theoretical results are in good agreement with experimental data, demonstrating a linear

increase of the Curie temperature with pressure. The proposed model can be applied to analyze the effect of lithostatic and shock pressure on the magnetic properties of magnetite and related minerals, which is essential for the correct interpretation of paleomagnetic data.

Введение

Титаномагнетит (и, в частности, магнетит) представляет собой минерал, который хранит информацию о древнем магнитном поле Земли. Именно благодаря ему мы можем восстанавливать напряжённость геомагнитного поля в прошлом, исследуя термоостаточную намагниченность. Следует отметить, что термоостаточная намагниченность появляется в процессе остывания лавы, когда она охлаждается ниже точки Кюри. В этот момент давление практически отсутствует. Но в дальнейшем возможны процессы погружения пород, например, при наложении сверху мощных толщ осадков. В таком случае давление может возрастать, и это отразится на магнитных свойствах минерала. Поэтому важно понять, как именно давление влияет на точку Кюри и на намагниченность титаномагнетита, и каким образом это сказывается на искажениях при интерпретации палеомагнитных данных, особенно когда речь идёт о глубинных процессах или ударных воздействиях. В данной статье мы сосредоточимся на магнетите, поскольку имеются достаточно надежные экспериментальные данные, приведенные в работе [Samara, Giardini, 1969]. Авторы измеряют влияние давления до ≈ 45 кбар на температуру Нееля магнетита. Ими установлено, что температура Нееля линейно возрастает в этом диапазоне с наклоном $\partial T_N / \partial p = 2,05 \pm 0,10^0 \text{К/кбар}$. В исследовании [Schult, 1970] авторы также наблюдают линейный рост температуры Кюри уже титаномагнетита при измерении давления до 60 кбар. Свой вклад в развитие исследования этого явления вносят работы Афремова [Афремов, Панов, 2008; Афремов, Панов, 2004] и Максимочкин [Максимочкин, Целебровский, 2015; Максимочкин, Целебровский, 2019; Максимочкин, 2022; Максимочкин, Грачев, 2022;].

Эксперименты с другими магнитными материалами, изложенные в статьях [Gilder et al., 2002; Agarwal, Alva-Valdivia, 2019; Dang Ngoc-Toan, 2023; Valenta et al., 2021; Olmos et al., 2023], показывают, что давление играет универсальную роль — оно управляет обменными взаимодействиями и изменяет критическое поведение системы.

Основная цель нашей работы заключается в том, чтобы рассчитать зависимость температуры Кюри от давления в рамках метода случайных полей обменного взаимодействия [Belokon, Semkin, 1993; Belokon, Nefedev, 2001; Belokon et al., 2020]. Мы предполагаем, что сжатие решётки приводит к увеличению перекрытия электронных

облаков и, как следствие, усиливает обменное взаимодействие. Это, в свою очередь, повышает температуру Кюри.

Метод случайных полей обменного взаимодействия

Метод случайных полей обменного взаимодействия, предложенный Белоконем В.И. [Belokon, Semkin, 1993; Belokon, Nefedev, 2001; Belokon et al., 2020], обобщает теорию молекулярного поля, заменяя эффективное поле H_{eff} на случайную величину с заданным распределением $W(H)$. В свою очередь, это позволяет учесть флуктуации обменных интегралов J_{ij} из-за неоднородности структуры, а также влияние давления P через зависимость $J_{ij}(P)$.

В рамках этого метода распределение случайных полей обменного взаимодействия для спинов Изинга выглядит следующим образом:

$$W(H) = \frac{1}{\sqrt{\pi}B} \exp\left(-\frac{[H-H_0M]^2}{B^2}\right), \quad (1)$$

где $H_0 = p z J_{ij}$ - среднее поле, $B = \sqrt{2p z J_{ij}^2}$ - определяет дисперсию поля, p - концентрация магнитных ионов, z - число ближайших соседей. Условие самосогласованности для намагниченности M :

$$M = \int \operatorname{th}\left[\frac{mH}{kT}\right] W(H, M) dH, \quad (2)$$

где m - магнитный момент, k - константа Больцмана. Для упрощения расчетов используется приближение прямоугольного распределения:

$$M = \frac{1}{2B} \int_{-B}^B \operatorname{th}\left[\frac{m(H+H_0M)}{kT}\right] dH. \quad (3)$$

Критическая температура T_c в методе случайных полей обменного взаимодействия определяется из выражения:

$$\frac{H_0}{B} \operatorname{th}\left[\frac{mB}{kT_c}\right] = 1. \quad (4)$$

Модель титаномагнетита в методе случайных полей обменного взаимодействия

Титаномагнетит ($\text{Fe}_{3-x}\text{Ti}_x\text{O}_4$) – это разновидность магнетита, обогащенная титаном. Материал лежит между конечными членами: магнетитом при концентрации титана $x = 0$ (Fe_3O_4) (ферримагнетик) и ульвошпинелем при $x = 1$ (Fe_2TiO_4) (антиферромагнетик). Имеет гранецентрированную решетку.

У магнетита в октаэдрических позициях имеются катионы только с валентностью $3+$, а в тетраэдрических позициях катионов получается в два раза больше, и они имеют валентность как $2+$, так и $3+$. Катионы распределены по подрешеткам А и В в соответствии с рисунком 1. Изначально при магнетите в А-подрешетке были только катионы Fe^{3+} , а в В-подрешетке катионы Fe^{2+} и Fe^{3+} . Онное замещение $2\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+} + \text{Ti}^{4+}$, указывает, что

остающийся Fe-катион должен изменить валентность от Fe^{3+} к Fe^{2+} для каждого нового (вошедшего в решетку) Ti^{4+} -катаона [Батлер, 1998]. Таким образом, титан, имеющий 4 электрона, замещает Fe^{3+} в B-подрешетке, при этом у него остается 1 нескомпенсированный электрон, для энергетического баланса осуществляется переход Fe^{3+} в Fe^{2+} либо в A-подрешетке, либо в B-подрешетке, зависит от того, что ему энергетически выгоднее.

Рис. 1. Расположение атомов железа в титаномагнетите.

Распределение ионов железа по группам будет определяться концентрацией x ионов титана:

1. в ячейке 1 - Fe^{2+} с концентрацией x ;
2. в ячейке 2 - Fe^{3+} с концентрацией $1 - x$;
3. в ячейке 3 - Fe^{2+} с концентрацией 1;
4. в ячейке 4 - Fe^{3+} с концентрацией $1 - x$.

Примем магнитный момент Fe^{3+} равным $5\mu_0$, $Fe^{2+} - 4\mu_B$, $\mu_0 = 9.27 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс – магнетон Бора, $k = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К, J - обменный интеграл, характеризующий взаимодействие между подрешетками, число ближайших соседей $z = 8$, x - концентрация титана, значения H и B между атомами железа с учетом их позиций в подрешетках можно найти по формулам (изменение валентности Fe^{3+} означает переход Fe^{3+} из группы 2 в Fe^{2+} группы 1) из метода случайных полей обменного взаимодействия [Белоконь, Дьяченко, 2020]:

$$H_{013} = 4\mu_0 J_{13} z, H_{014} = 5\mu_0 J_{14}(1 - x)z, H_{023} = 4\mu_0 J_{23} z, H_{024} = 5J_{24}(1 - x)z\mu_0, \quad (5)$$

$$H_{031} = 4J_{13}xz\mu_0, H_{032} = 5(1 - x)J_{24}z\mu_0, H_{041} = 4J_{14}xz\mu_0, H_{042} = 5J_{24}(1 - x)z\mu_0, \quad (6)$$

$$B_1 = \sqrt{2z(4J_{13}\mu_0)^2 + 2(1 - x)z(5J_{14}\mu_0)^2}, B_2 = \sqrt{2z(4J_{23}\mu_0)^2 + 2(1 - x)z(5J_{24}\mu_0)^2}, \quad (7)$$

$$B_3 = \sqrt{2xz(4J_{13}\mu_0)^2 + 2(1 - x)z(5J_{32}\mu_0)^2}, B_4 = \sqrt{2xz(4J_{14}\mu_0)^2 + 2(1 - x)z(5J_{24}\mu_0)^2}. \quad (8)$$

Относительные магнитные моменты M_1, M_2, M_3, M_4 , соответствующие каждой ячейке можно вычислить, используя форму:

$$M_1 = \frac{1}{2B_1} \int_{-B_1}^{B_1} \operatorname{th} \left[\frac{m_1}{kT} (H_1 + M_3 H_{013} + M_4 H_{014}) \right] dH_1, \\ M_2 = \frac{1}{2B_2} \int_{-B_2}^{B_2} \operatorname{th} \left[\frac{m_2}{kT} (H_2 + M_3 H_{023} + M_4 H_{024}) \right] dH_2, \quad (9)$$

$$M_3 = \frac{1}{2B_3} \int_{-B_3}^{B_3} \operatorname{th} \left[\frac{m_3}{kT} (H_3 + M_1 H_{031} + M_2 H_{032}) \right] dH_3,$$

$$M_4 = \frac{1}{2B_4} \int_{-B_4}^{B_4} \operatorname{th} \left[\frac{m_4}{kT} (H_4 + M_1 H_{041} + M_2 H_{042}) \right] dH_4$$

В первом приближении по M_k вблизи точки фазового перехода намагниченность принимает вид:

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{1}{B_1} \operatorname{th} \left[\frac{m_1 B_1}{kT} \right] (M_3 H_{013} + M_4 H_{014}), \\ M_2 &= \frac{1}{B_2} \operatorname{th} \left[\frac{m_2 B_2}{kT} \right] (M_3 H_{023} + M_4 H_{024}), \\ M_3 &= \frac{1}{B_3} \operatorname{th} \left[\frac{m_3 B_3}{kT} \right] (M_1 H_{031} + M_2 H_{032}), \\ M_4 &= \frac{1}{B_4} \operatorname{th} \left[\frac{m_4 B_4}{kT} \right] (M_1 H_{041} + M_2 H_{042}). \end{aligned} \quad (10)$$

Определитель системы уравнений относительно M_k равен:

$$|A| = \begin{vmatrix} 1 & 0 & -\frac{H_{013}}{B_1} \operatorname{th} \left[\frac{m_1 B_1}{kT} \right] & -\frac{H_{014}}{B_1} \operatorname{th} \left[\frac{m_1 B_1}{kT} \right] \\ 0 & 1 & -\frac{H_{023}}{B_2} \operatorname{th} \left[\frac{m_2 B_2}{kT} \right] & -\frac{H_{024}}{B_2} \operatorname{th} \left[\frac{m_2 B_2}{kT} \right] \\ -\frac{H_{031}}{B_3} \operatorname{th} \left[\frac{m_3 B_3}{kT} \right] & -\frac{H_{032}}{B_3} \operatorname{th} \left[\frac{m_3 B_3}{kT} \right] & 1 & 0 \\ -\frac{H_{041}}{B_4} \operatorname{th} \left[\frac{m_4 B_4}{kT} \right] & -\frac{H_{042}}{B_4} \operatorname{th} \left[\frac{m_4 B_4}{kT} \right] & 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (11)$$

При $T = T_c$ определитель обращается в 0.

В статье Белоконя, Дьяченко [Белоконь, Дьяченко, 2020] по реперным точкам были найдены значения обменных интегралов. Так, для реперной точки ульвошпинели при концентрации титана $x = 1$, $T_c = 123$ К обменный интеграл получился $J_{13} = 1.7 \times 10^{24} \text{ Гс}^2/\text{эрг}$. Для маггемита при $x = 0.5$, $T_c = 948$ К обменный интеграл составил $J_{24} = 6.51 \times 10^{24} \text{ Гс}^2/\text{эрг}$. Для магнетита при $x = 0$, $T_c = 853$ К и предыдущих обменных интегралах значение получилось $J_{14} = J_{23} = 4.8 \times 10^{24} \text{ Гс}^2/\text{эрг}$.

Параметрическая модель зависимости температуры Кюри от давления

Обменный интеграл J_{ij} задаёт силу взаимодействия между ионами i и j . Его величина зависит от межатомных расстояний r , так как обмен определяется перекрытием электронных волновых функций. Под давлением P объём образца V уменьшается, что

приводит к уменьшению r , и, следовательно, величина J_{ij} меняется [Söllinger et al, 2010; Gomes et al., 2019].

Влияние давления на обменные интегралы можно учесть через обменный параметр Грюнайзена (лог-чувствительность) γ_{ij} и изотермическую сжимаемость κ_T . Величина γ_{ij} показывает, на сколько процентов изменится J_{ij} при относительном изменении объёма. Такой же приём используют для описания чувствительности частот фононов (обычный параметр Грюнайзена) и для обмена — «магнитный параметр Грюнайзена» [Gomes et al., 2019; Soares et al., 2025]:

$$\gamma_{ij} = -\frac{\partial \ln J_{ij}}{\partial \ln V}. \quad (12)$$

Изотермическая сжимаемость

$$\kappa_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T, \quad \kappa_T = \frac{1}{K_T}, \quad (13)$$

где K_T — изотермический модуль объемного сжатия. Для малых приращений $dV/V = -\kappa_T dP$.

Тогда, используя формулы (12) и (13) можно записать

$$d \ln J_{ij} = -\gamma_{ij} d \ln V = \gamma_{ij} \kappa_T dP. \quad (14)$$

Откуда следует

$$J_{ij}(P) = J_{ij}(0) \exp[\gamma_{ij} \kappa_T P]. \quad (15)$$

Если аргумент экспоненты мал, то ряд в экспоненте дает линейное приближение:

$$J_{ij}(P) \approx J_{ij}(0)(1 + \gamma_{ij} \kappa_T P). \quad (16)$$

Для магнетита в статьях современные рентгеноструктурные/ультразвуковые измерения приводят K_T порядка $K_T \approx 180 - 220$ ГПа. Это соответствует $\kappa_T \sim (4.5 - 5.6) \times 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$ [Siersch et al., 2023; Ricolleau, Fei, 2016].

Для магнетита из статей [Samara, Giardini, 1969; Schult, 1970] оценка при $T_c = 853$ К дает $\gamma_{ij} = 2.8$.

В рамках нашей модели под действием давления P имеем следующие формулы для расчета обменных интегралов:

$$J_{13}(P) = J_{13}(0)(1 + \gamma_{ij} \kappa_T P), \quad J_{14}(P) = J_{14}(0)(1 + \gamma_{ij} \kappa_T P), \quad J_{24}(P) = J_{13}(0)(1 + \gamma_{ij} \kappa_T P), \quad (17)$$

где $J_{13}(0) = 1.7 \times 10^{24} \text{ Гс}^2/\text{эрг}$, $J_{24}(0) = 6.51 \times 10^{24} \text{ Гс}^2/\text{эрг}$, $J_{14}(0) = J_{23}(0) = 4.8 \times 10^{24} \text{ Гс}^2/\text{эрг}$, $\gamma_{ij} = 2.8$, $\kappa_T = 5 \times 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$. Соответственно,

$$\begin{aligned} H_{013}(P) &= 4\mu_0 J_{13}(P)z, \quad H_{014}(P, x) = 5\mu_0 J_{14}(P)(1-x)z, \quad H_{023}(P) = 4\mu_0 J_{23}(P)z, \\ H_{024}(P, x) &= 5J_{24}(P)(1-x)z\mu_0, \quad H_{031}(P, x) = 4J_{13}(P)xz\mu_0, \quad H_{032}(P) = 5(1-x)J_{24}(P)z\mu_0, \\ H_{041}(P, x) &= 4J_{14}(P)xz\mu_0, \quad H_{042}(P, x) = 5J_{24}(P)(1-x)z\mu_0, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
B_1(P, x) &= \sqrt{2z(4J_{13}(P)\mu_0)^2 + 2(1-x)z(5J_{14}(P)\mu_0)^2}, \\
(P, x) &= \sqrt{2z(4J_{23}(P)\mu_0)^2 + 2(1-x)z(5J_{24}(P)\mu_0)^2} \\
B_3(P, x) &= \\
&\sqrt{2xz(4J_{13}(P)\mu_0)^2 + 2(1-x)z(5J_{32}(P)\mu_0)^2}, \\
B_4(P, x) &= \sqrt{2xz(4J_{14}(P)\mu_0)^2 + 2(1-x)z(5J_{24}(P)\mu_0)^2}.
\end{aligned} \tag{19}$$

Приравнивая дискриминант

$$\begin{vmatrix}
1 & 0 & -\frac{H_{013}(P)}{B_1(P,x)} \tanh \left[\frac{m_1 B_1(P,x)}{kT} \right] & -\frac{H_{014}(P,x)}{B_1(P,x)} \tanh \left[\frac{m_1 B_1(P,x)}{kT} \right] \\
0 & 1 & -\frac{H_{032}(P,x)}{B_3(P,x)} \tanh \left[\frac{m_3 B_3(P,x)}{kT} \right] & -\frac{H_{023}(P)}{B_2(P,x)} \tanh \left[\frac{m_2 B_2(P,x)}{kT} \right] \\
-\frac{H_{031}(P,x)}{B_3(P,x)} \tanh \left[\frac{m_3 B_3(P,x)}{kT} \right] & -\frac{H_{032}(P,x)}{B_3(P,x)} \tanh \left[\frac{m_3 B_3(P,x)}{kT} \right] & -\frac{H_{023}(P)}{B_2(P,x)} \tanh \left[\frac{m_2 B_2(P,x)}{kT} \right] & -\frac{H_{024}(P,x)}{B_2(P,x)} \tanh \left[\frac{m_2 B_2(P,x)}{kT} \right] \\
-\frac{H_{041}(P,x)}{B_4(P,x)} \tanh \left[\frac{m_4 B_4(P,x)}{kT} \right] & -\frac{H_{042}(P,x)}{B_4(P,x)} \tanh \left[\frac{m_4 B_4(P,x)}{kT} \right] & 1 & 0 \\
-\frac{H_{041}(P,x)}{B_4(P,x)} \tanh \left[\frac{m_4 B_4(P,x)}{kT} \right] & -\frac{H_{042}(P,x)}{B_4(P,x)} \tanh \left[\frac{m_4 B_4(P,x)}{kT} \right] & 0 & 1
\end{vmatrix}$$

нулю, можно найти зависимость температуры Нееля $T = T_c$ от давления P для магнетита ($x = 0$).

На рисунке (2) приведена теоретическая кривая зависимости $T_c(P)$, рассчитанная в рамках метода случайных полей обменного взаимодействия с учётом линейных поправок давления к J_{ij} , H_0 и B (формулы (18)–(20)). Экспериментальные точки взяты из работ [Samara, Giardini, 1969; Schult, 1970], оси — P в ГПа, T в К. Полученная теоретическая кривая демонстрирует линейный рост T_c с давлением P и хорошо совпадает с экспериментами (см. рис. 2)

Рис. 2. Зависимость температуры Кюри магнетита T_c от давления P . Пунктирная линия — результат расчета с использованием известного из экспериментальных данных $\frac{dT_c}{dP} = 12\text{К/Гпа}$. Точками показаны экспериментальные данные: красные кружки — Samara & Giardini [Samara, Giardini, 1969], синие кружки — Schult [Schult, 1970].

Обсуждение и результаты

Основанная на методе случайных полей обменного взаимодействия параметрическая модель зависимости точки Кюри от давления достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными. По-видимому, главным фактором здесь выступает усиление обменного взаимодействия при уменьшении межатомных расстояний, что коррелирует с результатами, приведенными в работе [Klotz et al., 2008], в которой с использованием нейтронного рассеяния зафиксированы изменения в распределении магнитных моментов по подрешёткам. Это даёт возможность использовать её для анализа влияния литостатического и ударного давления на магнетит и родственные минералы. Такой учёт важен в палеомагнитных исследованиях, где корректная интерпретация

остаточной намагниченности напрямую зависит от понимания того, как внешние условия отражаются на магнитных свойствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Samara G.A., Giardini A.A. Effect of Pressure on the Magnetic Ordering of Magnetite // *Phys. Rev.* 1969. V. 186. P. 577–580.

Schult A. The effect of pressure on the Curie temperature of titanomagnetites // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1970. V. 2. No. 4. P. 341–347.

Афремов Л.Л., Панов А.В. Влияние механических напряжений на остаточную намагниченность насыщения системы наночастиц // *Физика металлов и металловедение.* 2008. Т. 106. № 3. С. 248–256.

Афремов Л.Л., Панов А.В. Остаточная намагниченность ультрадисперсных магнетиков. Владивосток, 2004. 132 с.

Максимочкин В.И., Целебровский А.Н. Влияние химической намагниченности океанических базальтов на определение палеонапряженности геомагнитного поля методом Телье // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* 2015. № 6. С. 134–142.

Максимочкин В.И., Целебровский А.Н. Палеонапряженность геомагнитного поля по базальтам Красного моря // *Палеомагнетизм и магнетизм горных пород. Материалы XXV.* 2019. С. 156.

Максимочкин В.И. Свойства термоостаточной намагниченности, сформированной при повышенном давлении на базальте Красного моря // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* 2022. № 6. С. 74–81.

Максимочкин В.И., Грачев Р.А. Термоостаточная намагниченность, сформированная при повышенном давлении // *Проблемы Геокосмоса-2022.* 2022. С. 21–29.

Gilder S.A. et al. Novel high pressure magnetic measurements with application to magnetite // *Geophysical Research Letters.* 2002. V. 29. No. 10. P. 30-1–30-4.

Agarwal A., Alva-Valdivia L.M. Curie temperature of weakly shocked target basalts at the Lonar impact crater, India // *Earth, Planets and Space.* 2019. V. 71. No. 1. P. 141.

Dang Ngoc-Toan et al. High Pressure-Driven Magnetic Disorder and Structural Transformation in Fe // *Adv. Sci.* 2023. P. 2206842.

Valenta J. et al. Pressure-induced large increase of Curie temperature of the van der Waals ferromagnet VI₃ // *Physical Review B.* 2021. V. 103. No. 5. P. 054424.

Olmos R. et al. Pressure-dependent magnetic properties of quasi-2D Cr₂Si₂Te₆ and Mn₃Si₂Te₆ // *The Journal of Physical Chemistry C.* 2023. V. 127. No. 21. P. 10324–10331.

Belokon V., Semkin S. Random field method in the theory of ferromagnetism of binary alloys // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1993. V. 104. No. 5. P. 3784.

Belokon V., Nefedev K. Distribution function for random interaction fields in disordered magnets: Spin and macrospin glass // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2001. V. 93. No. 1. P. 136.

Belokon V.I., Dyachenko O.I., Lapenkov R.V., Chibiriak E.V. Variety of Types of Magnetic Ordering: The Method of Random Exchange Interaction Fields // Physics of Metals and Metallography. 2020. V. 121. No. 8. P. 729.

Батлер Р.Ф. Палеомагнетизм: От магнитных доменов до геологических террейнов. Электронное издание. 1998. 289 с.

Белоконь В.И., Дьяченко О.И. Дальний и ближний магнитный порядок в титаномагнетите // Физика Земли. 2020. № 6. С. 170–174.

Söllinger W. et al. Exchange interactions in europium monochalcogenide magnetic semiconductors and their dependence on hydrostatic strain // Physical Review B. 2010. V. 81. No. 15. P. 155213.

Gomes G.O. et al. Magnetic Grüneisen parameter for model systems // Physical Review B. 2019. V. 100. No. 5. P. 054446.

Soares S.M. et al. Universally nondiverging Grüneisen parameter at critical points // Physical Review B. 2025. V. 111. No. 6. P. L060409.

Siersch N.C. et al. Thermal equation of state of Fe_3O_4 magnetite up to 16 GPa and 1100 K // American Mineralogist. 2023. V. 108. No. 7. P. 1322–1329.

Ricolleau A., Fei Y. Equation of state of the high-pressure Fe_3O_4 phase and a new structural transition at 70 GPa // American Mineralogist. 2016. V. 101. No. 3. P. 719–725.

Klotz S. et al. Magnetism and the Verwey transition in Fe_3O_4 under pressure // Physical Review B. 2008. V. 77. No. 1. P. 012411.