

О СЛУЧАЕ СИЛЬНОГО АВ-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТЕОРИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ

При всех недостатках теории молекулярного поля Вейсса она продолжает широко применяться при интерпретации экспериментальных данных [1]. Применение этой теории заметно расширилось с развитием методов исследования, основанных на ядерном магнитном резонансе и эффекте Мессбауэра. Эти два метода позволяют получить при благоприятных обстоятельствах довольно точные данные о характере температурной зависимости намагниченностей подрешеток исследуемых систем. Тем самым снимается неопределенность, обычная при использовании одних лишь данных о результирующей намагниченности образца.

Однако с помощью ядерного магнитного резонанса или эффекта Мессбауэра не удается получить абсолютные значения магнитных моментов. В такой ситуации особое значение приобретает анализ формы кривых температурной зависимости намагниченностей подрешеток. Именно форма этих кривых содержит в себе информацию о характере обменных взаимодействий, определяющих особенности магнитного порядка в системе спинов. При наличии заметного междуподрешеточного взаимодействия (чаще всего доминирующего) формы кривых оказываются взаимосвязанными.

В настоящей заметке мы предлагаем простой подход при обработке экспериментальных данных в случае двухподрешеточных ферритов с доминирующим междуподрешеточным взаимодействием в рамках теории молекулярного поля.

Основные выводы о характере обменных взаимодействий в подрешетках A и B феррита можно в ряде случаев сделать в результате сравнения кривых намагниченности σ , нормированных на единицу, в функции от приведенной температуры τ . Простота такого рассмотрения обеспечивается тем, что в предельном случае полного отсутствия обменных взаимодействий внутри подрешеток кривые $\sigma^A(\tau)$ и $\sigma^B(\tau)$ вполне определенным образом располагаются относительно кривых $\sigma(\tau)$, описываемых функцией Бриллюэна для соответствующих значений спина.

Покажем это на примере феррита, у которого каждая из подрешеток содержит магнитноактивные ионы только одного сорта (не обязательно одинаковые для обеих подрешеток).

Если внутриподрешеточные взаимодействия пренебрежимо малы в сравнении с АВ-взаимодействием, приведенные намагниченности могут быть записаны в виде

$$\sigma^A = B_{SA} \left(\xi^{BA} \frac{\sigma^B}{\tau} \right), \quad \sigma^B = B_{SB} \left(\xi^{AB} \frac{\sigma^A}{\tau} \right). \quad (1)$$

Здесь $B_S(x)$ — функция Бриллюэна для спина S , $\tau = T/T_c$ — приведенная температура, ξ^{BA} и ξ^{AB} — параметры, характеризующие обменное взаимодействие между подрешетками (рассматриваемый случай эквивалентен условию $\alpha = \beta = 0$ в обозначениях Нееля [2]). Будем считать, что соотношения (1) справедливы во всем интервале значений τ при неизменных параметрах ξ^{BA} и ξ^{AB} .

Очевидно, что для любого τ найдутся такие значения τ_A и τ_B (рис. 1, а), при которых

$$\begin{aligned} \sigma^A(\tau) &= B_{SA} \left(\frac{3S^A}{S^A + 1} \frac{\sigma^A}{\tau_A} \right), \\ \sigma^B(\tau) &= B_{SB} \left(\frac{3S^B}{S^B + 1} \frac{\sigma^B}{\tau_B} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Согласно (1) и (2),

$$\xi^{BA} \frac{\sigma^B}{\tau} = \frac{3S^A}{S^A + 1} \frac{\sigma^A}{\tau_A} \quad \text{и} \quad \xi^{AB} \frac{\sigma^A}{\tau} = \frac{3S^B}{S^B + 1} \frac{\sigma^B}{\tau_B}.$$

Перемножение этих равенств дает

$$\frac{\xi^{BA} \cdot \xi^{AB}}{\tau^2} = \frac{3S^A}{S^A + 1} \frac{3S^B}{S^B + 1} \frac{1}{\tau_A \tau_B},$$

откуда

$$\xi^{BA}, \xi^{AB} = \frac{3S^A}{S^A + 1} \frac{3S^B}{S^B + 1} \quad (3)$$

и

$$\tau = \sqrt{\tau_A \tau_B}, \quad (4)$$

поскольку $\tau_A \rightarrow 1$ и $\tau_B \rightarrow 1$ при $\tau \rightarrow 1$.

Таким образом, если обменные взаимодействия внутри подрешеток достаточно малы, температура τ есть среднее геометрическое соответствующих температур τ_A и τ_B . Это и позволяет говорить о вполне определенном расположении кривых $\sigma^A(\tau)$ и $\sigma^B(\tau)$ относительно кривых $\sigma(\tau)$, описываемых функцией Бриллюэна в случае резко преобладающего AB -взаимодействия.

Наличие хотя бы в одной из подрешеток обменного взаимодействия неизбежно приведет к нарушению условий (3) и (4). Характер этого нарушения может указать на ферро- или антиферромагнитный характер обменного взаимодействия в подрешетках.

Действительно, в общем случае, когда обменными взаимодействиями внутри подрешеток пренебрегать нельзя, приведенные намагниченности можно записать в виде

$$\begin{aligned} \sigma^A &= B_{SA} \left(\xi^{BA} \frac{\sigma^B}{\tau} + \xi^{AA} \frac{\sigma^A}{\tau} \right), \\ \sigma^B &= B_{SB} \left(\xi^{AB} \frac{\sigma^A}{\tau} + \xi^{BB} \frac{\sigma^B}{\tau} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Введение обменных параметров ξ^{AA} и ξ^{BB} соответствует вкладам в обменное поле, которые обусловлены AA - и BB -взаимодействиями. Обычному случаю антиферромагнитного взаимодействия в подрешетках феррита отвечает отрицательный знак этих параметров. Поэтому, если, например, $\tau > \sqrt{\tau_A \tau_B}$, можно думать, что по крайней мере в одной из подрешеток имеет место положительное обменное взаимодействие.

Нетрудно показать, что обменные параметры могут быть сведены к обычным коэффициентам молекулярного поля, которые введены Неелем, причем

$$\begin{aligned} \frac{\xi^{AA}}{\xi^{AB}} \frac{g^B}{g^A} \frac{S^B}{S^A} &= \alpha, \\ \frac{\xi^{BB}}{\xi^{BA}} \frac{g^A}{g^B} \frac{S^A}{S^B} &= \beta, \\ \frac{\xi^{BA}}{\xi^{AB}} &= \frac{N^B}{N^A} \end{aligned}$$

(N^A и N^B — число магнитноактивных ионов в A - и B -подрешетках, g^A и g^B — их g -факторы).

Последнее равенство вместе с (3) позволяет по известному катионному распределению вычислить параметры ξ^{BA} и ξ^{AB} для случая пренебрежимо малых взаимодействий внутри подрешеток, а следовательно, и рассчитать кривые $\sigma^A(\tau)$ и $\sigma^B(\tau)$ для этого случая (рис. 1,а).

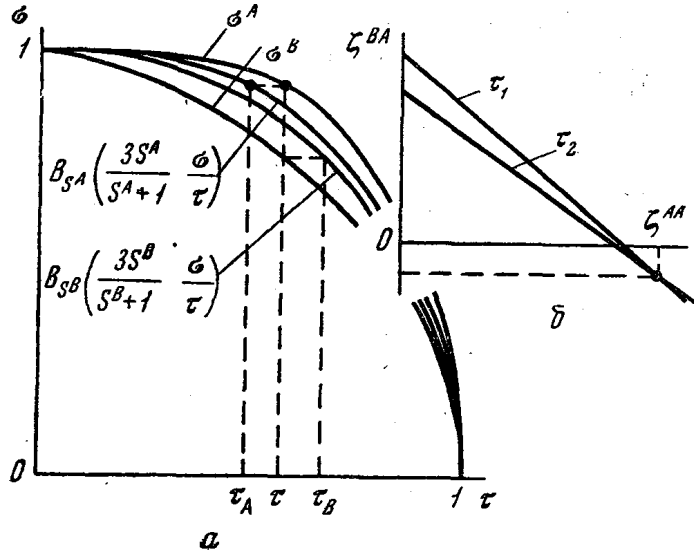


Рис. 1,а — случай пренебрежимо малых AA и BB -взаимодействий, б — к определению обменных параметров в общем случае ($\alpha \neq 0$, $\beta \neq 0$)

В общем случае для оценки обменных параметров в уравнениях (5) на основе экспериментальных данных можно воспользоваться «методом парных точек». Сущность метода иллюстрирует рис. 1, б на примере первого из уравнений (5). Известным значениям σ^A и σ^B при двух выбранных температурах, τ_1 и τ_2 , соответствуют две прямые на рис. 1, б, пересечение которых дает искомые параметры ξ^{BA} и ξ^{AA} .

Приношу благодарность И. К. Кикоину, К. П. Белову, Ф. И. Попову и С. А. Никитину за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. С м а р т Дж. Эффективное поле в теории магнетизма. М., «Мир», 1968.
2. Neel L. Ann de Phys., 3, 137, 1948.

Поступила в редакцию
26.3 1970 г.

Кафедра
общей физики

УДК 541.11

В. В. ГАЛЬЦЕВ, В. К. СЕМЕНЧЕНКО

О СТАТИСТИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ДЕТЕРМИНАНТА УСТОЙЧИВОСТИ

В теории термодинамической устойчивости [1—5], главным приложением которой являются анализ и классификация фазовых переходов, определяющую роль играет, как известно, детерминант устойчивости D_y , включающий все равновесные характеристики данной фазы и являющийся количественным выражением устойчивости ее относительно всех внешних воздействий.

Рассмотрим систему, молекулы которой имеют диполи постоянных электрических μ_e и магнитных μ_m моментов, помещенную во внешние статические электрическое \vec{E} и магнитное \vec{H} поля, и найдем статистическое выражение детерминанта устойчивости D_y .

В простейшем случае, когда электрическое и магнитное поля параллельны между собой, дифференциал внутренней энергии единицы объема системы равен

$$dU = T dS - p dV + E dD' + H dB', \quad (1)$$

где $D' = D/4\pi$, $B' = B/4\pi$ — электрическая и магнитная индукции. Термодинамическим потенциалом в переменных T , V , E и H является следующая функция:

$$\Phi = U - TS - ED' - HB', \quad (2)$$

для дифференциала которой (с учетом (1)) имеем

$$d\Phi = -S dT - p dV - D' dE - B' dH. \quad (3)$$

Поэтому

$$-4\pi \left(\frac{\partial \Phi}{\partial E} \right)_{T, V, H} = D, \quad -4\pi \left(\frac{\partial \Phi}{\partial H} \right)_{T, V, E} = B; \quad (4)$$

$$-4\pi \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial E^2} \right)_{T, V, H} = \left(\frac{\partial D}{\partial E} \right)_{T, V, H} = \chi^{T, V, H},$$

$$-4\pi \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial H^2} \right)_{T, V, E} = \left(\frac{\partial B}{\partial H} \right)_{T, V, E} = \mu^{T, V, E}, \quad (5)$$

$$-4\pi \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial E \partial H} \right)_{T, V} = \left(\frac{\partial D}{\partial H} \right)_{T, V, E} = \left(\frac{\partial B}{\partial E} \right)_{T, V, H} = \chi^{T, V};$$

здесь $\chi^{T, V, H}$ — изотермическая диэлектрическая проницаемость системы при $V = \text{const}$; $H = \text{const}$; $\mu^{T, V, E}$ — изотермическая магнитная проницаемость при $V = \text{const}$; $E = \text{const}$;