

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ „ПОРЯДОК – НЕСОИЗМЕРИМЫЙ БЕСПОРЯДОК”

*А.А.Коваленко, Э.Л.Нагаев*

При фазовых переходах первого рода (ФП1) в магнетиках с взаимодействием высших порядков по спину вектор ближнего порядка выше точки перехода может быть несоизмерим с вектором дальнего порядка ниже точки перехода. Этот теоретический результат объясняет эксперименты по UAs. Указаны другие материалы, где возможен такой эффект.

Принято считать, что после разрушения в кристалле дальнего порядка в нем остается ближний порядок того же типа, каким был дальний порядок. Подобное допущение справедливо для систем, в которых как дальний, так и ближний порядок обусловлены одним и тем же взаимодействием. Если, однако, имеются два (или более) конкурирующих взаимодействия одного порядка величины, но стремящихся установить упорядочения разных типов и по-разному зависящих от температуры, то становится возможной ситуация, когда дальний порядок до перехода и ближний порядок после него определяются разными взаимодействиями. В этом случае может происходить фазовый переход (ФП), после которого ближний порядок оказывается иного типа, чем был дальний порядок до перехода. Такой переход назван в [1] переходом „порядок – чужой беспорядок”, в отличие от обычных переходов „порядок – беспорядок”, при которых тип ближнего порядка соответствует разрушенному дальнему порядку и которые естественно назвать переходами „порядок – свой беспорядок” [1]. Отметим, что ФП порядок – чужой беспорядок обязательно первого рода.

Если ниже температуры перехода  $T_0$  существовал дальний порядок с волновым вектором  $Q_{LO}$ , то выше  $T_0$  появится ближний порядок с волновым вектором  $Q_{SO}$ , определяемым из условия, что при нем достигает максимума восприимчивость  $\chi(Q)$ . В [1] был рассмотрен частный случай ФП порядок – чужой беспорядок: переход „антиферромагнитный (АФ) дальний порядок – ферромагнитный (ФМ) ближний порядок”, соответствующий соизмеримым  $Q_{LO} = (\pi/a)(1, 1, 1)$  и  $Q_{SO} = (2\pi/a)(1, 1, 1)$ . Поскольку в изотропных магнетиках парамагнитная (ПМ) температура Кюри  $\Theta \sim < S_0 S_\Delta >$ , то при таком переходе знак  $\Theta$  оказывается положительным, а не отрицательным.

В настоящей работе доказывается возможность ФП порядок – чужой беспорядок более общего типа, когда вектор дальнего порядка  $Q_{LO}$  и вектор ближнего порядка  $Q_{SO}$  несоизмеримы друг с другом. Используется модель, которая может быть применена к UAs, экспериментальные данные по которому обсуждены ниже. Принципиальной чертой модели является наличие, кроме двуспинового, еще и многоспинового взаимодействия. Его влияние на магнитное упорядочение при  $T = 0$  сравнимо с двуспиновым, но с ростом температуры его роль быстро убывает. Магнетик представляется как совокупность ФМ плоскостей с изинговским обменом ( $P$ ) внутри них. Далее, обменное взаимодействие с соседями из первой по дальности плоскости складывается из ФМ изинговского ( $J$ ) и АФ четырехспинового анизотропного ( $K$ ) обменов. Кроме того учитывается АФ обмен со вторыми по дальности плоскостями ( $V$ ). Таким образом гамильтониан системы имеет вид

$$\mathcal{H} = -1/2 J \sum (S_{gn}^z S_{g \pm 1, n}^z) - 1/2 P \sum (S_{gn}^z S_{g, n + \delta}^z) - 1/2 V \sum (S_{gn}^z S_{g \pm 2, n}^z) - \\ - 1/2 K \sum_{\delta \neq \pm \delta'} \left\{ (S_{gn}^z S_{g \pm 1, n}^z) (S_{g, n + \delta}^z S_{g, n + \delta'}^z) + (S_{g \pm 1, n}^z S_{gn}^z) (S_{g \pm 1, n + \delta}^z S_{g \pm 1, n + \delta'}^z) \right\}, \quad (1)$$

где  $n$  – номер атома в плоскости,  $g$  – номер плоскости,  $\delta$  и  $\delta'$  нумеруют ближайших соседей в плоскости. Вычисления проводятся в приближении самосогласованного поля. Получено в согласии с [2], что при учете четырехспинового взаимодействия ФП порядок – беспорядок может быть первого рода. Так, при  $k = z(z - 2)|K|S^2/J = 0, 7$ ,  $v = |V|/J = 0, 51$ ,  $p = z_e P/2J = 0, 5$  имеет место ФП1 из АФ в ПМ состояние при  $\tau_0 = T_0/2JS^2 = 0, 07$ . Парамагнитная восприимчивость  $\chi(Q)$  выражается через спиновые корреляторы формулой Кубо

$$\chi(Q) = \frac{1}{T} \sum_{g \neq 0} \langle S_0^z S_g^z \rangle \exp(-iQg), \quad Q = (0, 0, Q_z). \quad (2)$$

Из нее следует, что при выбранных нами значениях параметров  $\chi(Q)$  максимальна при  $Q_{SO}$ , удовлетворяющем соотношению  $\cos(Q_{SO}a) = -K_{01}/4K_{02}$ , где  $K_{0i} = \langle S_0^z S_i^z \rangle$ , что дает  $Q_{SO} \approx (\pi/a)(0; 0; 3)$ . Следовательно, имеет место ФП порядок – чужой беспорядок с несоизмеримыми  $Q_{LO}$  и  $Q_{SO}$  („несоизмеримый беспорядок“).

Такая ситуация наблюдается экспериментально при критическом диффузном рассеянии нейтронов на монокристалле UAs [3], обладающем высокой магнитной анизотропией. Обнаружено уникальное явление: при приближении к  $T_N$  со стороны высоких температур резко возрастает интенсивность рассеяния при  $q = (2\pi/a)(1; 1; 0, 3)$ , как если бы в UAs начинал устанавливаться магнитный порядок с  $Q_{SO} = (2\pi/a)(0; 0; 7)$ . Однако, до того как дальний порядок с этим  $Q$  успевает установиться, появляется пик при  $q = (2\pi/a)(1; 1; 0)$  и происходит переход в АФ структуру с  $Q_{LO} = (2\pi/a)(0; 0; 1)$ . Эти результаты интерпретированы в [3] как существование виртуальной тройной точки Лифшица, однако в работе [4] показано, что в UAs не выполнены условия, необходимые для существования точки Лифшица, и наблюдаемое в [3] явление не может быть связано с точкой Лифшица. Результаты работы [3] означают, по существу, что в UAs наблюдается ФП порядок – несоизмеримый беспорядок.

В пользу того, что ФП порядок – чужой беспорядок в UAs обусловлен многоспиновым взаимодействием говорят следующие факты. Во-первых, в точке Нееля не обнаружены искажения

решетки [5], т. е. такой ФП вызван чисто магнитными взаимодействиями. Во-вторых, при понижении температуры после прохождения точки Нееля происходит еще один ФП от двухподрешеточного (АФ2) к четырехподрешеточному АФ упорядочению (АФ4). Других механизмов для объяснения низкотемпературных ФП порядок – порядок, кроме многоспинового обмена, сейчас, по-видимому, не существует [6]. В принципе, обе структуры АФ2 и АФ4 с ФП между ними и последующим ФП порядок – чужой беспорядок могут быть получены в рамках модели (1), но нам не удалось найти такие значения параметров обмена, чтобы фазы АФ4 и АФ2 получались в правильной последовательности. Однако усложнение структуры гамильтониана (1), например, введением в него четырехспинового обмена и для вторых по дальности соседей, позволяет эту трудность преодолеть.

Следует подчеркнуть, что ФП порядок – чужой беспорядок ни в коей мере не связан с изинговским характером взаимодействия между атомами: он может реализоваться и в изотропных магнетиках с обменом высших порядков (не обязательно четырехспиновым), примером которых является EuSe. Можно ожидать, что переход порядок – чужой беспорядок типичен для материалов с магнитным полиморфизмом (например, для твердого  $^3\text{He}$ ). Но полиморфизм не обязателен для таких ФП: судя по характеру температурной зависимости щели  $E_g$  в спектре оптического поглощения установленной в [7], ФП с  $Q_{SO} \neq Q_{LO}$  происходит в MnO, обмен в котором, как известно, сильно отличается от гейзенберговского [6]. Этот материал обнаруживает ФП1, и ниже точки перехода  $dE_g/dT$  отрицательна, как и должно быть у АФ, а выше точки перехода она в некотором интервале температур положительна, что типично для ФМ ближнего порядка [8]. Необходимы нейтронографические исследования для однозначного установления типа ближнего порядка в MnO и в материалах с ФП порядок – беспорядок.

#### Литература

1. Нагаев Э.Л., Коваленко А.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 540; ЖЭТФ, 1980, 79, 907.
2. Матвеев В.М., Нагаев Э.Л. ФТТ, 1972, 14, 492.
3. Sinha S., Lander Y., Shapiro S., Vogt S., Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1028.
4. Shapira Y., Becerra C., Oliveira F., Jr., Chang T. Phys. Rev. B, 24, 2780.
5. Rossat-Mignod J., Burlet P., Quezel S., Vogt O. Physica, 1980, 102B, 237.
6. Нагаев Э.Л. УФН, 1982, 136, вып. 1.
7. Chon H., Fan H. Phys. Rev. B, 1974, 10, 901.
8. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, ГРФМЛ, 1979, 432.