

При $K_2 < 0$ фаза III является неустойчивой и температурные области существования фаз I и II перекрываются. С точки зрения симметрии, непосредств. непрерывный переход I \rightleftharpoons II невозможен, т. к. для непрерывного перехода необходимо, чтобы группа магн. симметрии одной из фаз, участвующей в переходе, была подгруппой симметрии другой фазы, что для фаз I и II не выполняется. Следовательно, непосредств. переход I \rightleftharpoons II может осуществляться только скачкообразно (фазовый переход 1-го рода) при $T = T_c$, где T_c определяется условиями равенства термодинамич. потенциалов обеих фаз: $\Phi(\theta = 0) = \Phi(\theta = \pi/2)$, т. е. $K_1(T_c) + K_2 = 0$. Темп-ры T_1 и T_2 , определяемые уравнениями $K_1(T_2) = 0$ и $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$, есть границы областей существования метастабильных фаз (в предположении, что переход I \rightleftharpoons II происходит однородно по образцу). Разложение Φ по $\eta = \theta$ (либо $\eta = \pi/2 - \theta$) приводит к выражению (2), где $\beta = 4K_2 < 0$, что, согласно теории Ландау, является признаком фазового перехода 1-го рода. На рис. 3(б) изображена зависимость $\theta(T)$ для этого случая.

Внеш. магн. поле $H_{вн}$ оказывает существенное влияние на О. ф. п., подавляя их или, наоборот, способствуя их возникновению. Поле $H_{вн}$ может также индуцировать О. ф. п. Напр., в целом ряде антиферромагнетиков при достаточно большом (критическом) значении магн. поля H_c , приложенного вдоль оси антиферромагнетизма, происходит переориентация спинов, и намагниченность магн. подрешётки устанавливается перпендикулярно направлению действующего магн. поля [3] (см. *Спин-флип переход*). Индуцированные полем О. ф. п. наблюдались также в слабых ферромагнетиках, в частности в редкоземельных ортоферритах, для к-рых были исследованы разнообразные фазовые диаграммы $H_c - T$ [4].

Лит.: 1) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; 3) Борова И. К., Романов А. С., Антиферромагнетизм, в кн.: Итоги науки. Сер. Физ.-мат. науки, в. 4, М., 1962. А. М. Кадолицева.

ОРИЕНТИРОВАННЫЕ ЯДРА — совокупность атомных ядер с упорядоченной пространственной ориентацией их спинов. Проекция m спина I ядра на заданную ось может принимать $2I + 1$ дискретных значений от $m = -I$ до $m = +I$ с интервалом, равным 1. Спиновую упорядоченность относительно такой оси можно характеризовать набором вероятностей W_m реализации всех возможных значений m . Для спиново-неупорядоченной совокупности ядер все m равновероятны [$W_m = 1/(2I + 1)$]. В противном случае у совокупности ядер имеется нек-рая спиновая упорядоченность (ядра ориентированы).

Для полного описания ориентационного состояния совокупности ядерных спинов достаточно задать $2I$ значений

W_m , т. к. $\sum_{m=-I}^I W_m = 1$. Практически для этой цели более

удобными оказываются не W_m , а эквивалентный им набор $2I$ величин, построенных определ. образом на основе W_m . В качестве таких величин обычно используют т. н. параметры ориентации f_i ($i = 1, 2, \dots, 2I$), являющиеся полиномами от ср. значений степеней m :

$$\overline{m^k} = \sum_{m=-I}^{m=+I} W_m m^k. \quad (1)$$

Полиномы f_i таковы, что для спиново-неупорядоченной совокупности ядер все $f_i = 0$, а для полностью спиново-упорядоченной совокупности ядер ($W_{-I}, \dots, W_{I-1} = 0, W_I = 1$) все $f_i = 1$. Нечётные параметры (f_1, f_3, \dots) содержат только $\overline{m^k}$ с нечётными k и характеризуют ориентацию спинов в заданном направлении. Чётные параметры (f_2, f_4, \dots) содержат только $\overline{m^k}$ с чётными k и характеризуют ориентацию спинов вдоль заданной прямой, безотносительно к направлению на неё.

Наиболее важны и имеют простой смысл параметры f_1 и f_2 :

$$f_1 = \overline{m}/I, \quad (2)$$

$$f_2 = \frac{3}{I(2I-1)} \left[\overline{m^2} - \frac{I(I+1)}{3} \right].$$

Параметр f_1 , наз. **п о л я р и з а ц и е й**, характеризует преимуществ. ориентацию спинов в заданном направлении ($f_1 > 0$) или против него ($f_1 < 0$). Параметр f_2 , наз. **в ы с т р о е н н о с т ь ю**, характеризует преимуществ. ориентацию вдоль ($f_2 > 0$) или поперёк ($f_2 < 0$) выбранной оси (безотносительно к её направлению). Эти параметры достаточны для описания простейших процессов в системах ядер с произвольным спином, а для ядер с $I = 1/2$ или $I = 1$ дают полное описание ориентационного состояния.

В обычных условиях в веществах, встречающихся в природе, атомные ядра не ориентированы. Для получения О. я. разработаны спец. методы, основанные на наличии у ядер магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов, ориентационно жёстко связанных с ядерными спинами. При наложении на ядра магн. поля H взаимодействие поля с магн. моментом ядра μ будет стремиться ориентировать μ в направлении H , т. е. поляризовать систему ядер. Если ядра находятся в неоднородном электрич. поле, то его взаимодействие с квадрупольным электрич. моментом ядра Q будет приводить к выстраиванию ядерных спинов. Оба эти взаимодействия используются в статич. методах, когда ядерные спины находятся в тепловом равновесии с веществом образца. Если ср. энергия теплового движения превышает энергию взаимодействия ядерного момента с полем, то ориентирующее действие поля в значит. степени подавляется тепловым движением. В связи с малостью ядерных моментов значит. ориентацию ядерных спинов статич. методами удаётся получить лишь при очень низких темп-рах и в очень высоких полях. Так, при практически предельно достижимых $T \approx 10^{-2}$ К и $H \approx 10$ Тл поляризация и выстроенность ядер со ср. магн. моментом, равным 1 ядерному магнетону, составляют: $f_1 = 0,2$ и $f_2 = 0,1$.

Недостаточная величина ориентации ядер в этих условиях и трудности их реализации способствовали развитию косвенных методов ориентации ядерных спинов, в частности используют статич. ориентацию ядерных спинов во внутренних полях в веществе (электрич. и магнитных), к-рые в ряде случаев значительно превосходят достижимые внеш. поля. Так, на ядрах атомов нек-рых переходных элементов внутриатомные магн. поля достигают $H = 10^8$ Тл. В молекулах с сильноасимметричными оболочками электрич. поле на ядрах имеет большую неоднородность. Для ориентации ядерных спинов во внутр. полях необходимо обеспечить нужную пространств. ориентацию самих полей. В случае поляризации ядер во внутр. магн. полях ориентация этих полей достигается поляризацией (намагничиванием) электронных оболочек атома во внеш. магн. поле (это проще, чем получение ядерной поляризации, т. к. электронные магн. моменты более чем в 10^3 раз превосходят ядерные). Для выстраивания ядерных спинов в неоднородных внутр. электрич. полях используются монокристаллич. образцы, в к-рых асимметричные молекулы оказываются выстроенными. Этими методами при $T \sim 10^{-2}$ К удаётся получать высокие степени поляризации ядер лантаноидов и группы Fe, а также высокую выстроенность ядер атомов некоторых актинидов.

Для поляризации нек-рых ядер разработаны т. н. динамич. методы, когда тепловое равновесие ядерных спинов в веществе, находящемся в пост. магн. поле, нарушается путём возбуждения эл.-магн. полем переходов между зеемановскими подуровнями (см. *Ядерный магнитный резонанс*, *Электронный парамагнитный резонанс*). Обычно внеш. полем поляризуются электроны,