

Термодинамически сопряжённым параметром для  $q$  является дисперсия  $\sigma^2$  локального внеш. магн. поля  $h$ , причём статич. реакция функция  $\chi = \partial q / \partial \sigma^2$ , выражающаяся через величину восприимчивость  $\chi^{(2)} = \partial m / \partial h^2$ , имеет расхождение при  $T = T_f$ .

В случае, когда  $m = 0$  (идеальное С. с.), вместо  $q$  вводятся два параметра порядка  $q_1$  и  $q_2$ , описывающие анизотропию С. с., в случае кластерного или миктомагнитного (см. *Миктомагнетизм*) С. с. в качестве параметров порядка используется набор корреляц. ф-ций  $\langle m_i m_j \rangle_{i \neq j}$ , характеризующих ближний магн. порядок. Применяются и др. определения параметра порядка, существенно опирающиеся на неэргодичность С. с., напр. «однородного» типа  $q' = \lim_{t \rightarrow \infty} \overline{\langle m_i(0) m_i(t) \rangle} = (1/N) \sum_{\alpha} P_{\alpha} \sum_i (m_i^{\alpha})^2$

[параметр Эдвардса — Андерсона (S. F. Edwards, P. W. Anderson), 1975], а также «двухдолинного» типа  $q_{\alpha\beta} = (1/N) \sum_i m_i^{\alpha} m_i^{\beta}$  [параметр Паризи

(G. Parisi), 1983], учитывающий перекрытие (корреляцию) двух долин  $\alpha$  и  $\beta$ .

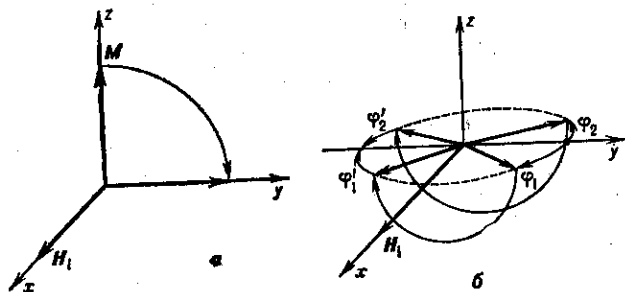
Теоретич. описание свойств С. с. весьма далеко от завершения, несмотря на значит. число аналитич. и компьютерных расчётов. Термодинамич. свойства С. с. изучены достаточно хорошо в рамках модели Шеррингтона — Киркпатрика [ШК-модель (D. Sherrington, S. Kirkpatrick), 1975], представляющей собой среднего поля приближение для Изинга модели с дальнедействием. Обменный интеграл в этой модели не зависит от расстояния и является гауссовой случайной величиной с ненулевым ср. значением. В рамках ШК-модели даётся качественно правильное при малых  $H$  описание поведения  $\chi(T)$ ,  $m(T)$  и  $q(T)$ . Де Альмейда и Д. Таулес (De Almeida, D. Thouless, 1978) установили границу устойчивости решения ШК-модели [линия  $T(H) \sim H^{2/3}$  в фазовой плоскости  $(H, T)$ ]; Паризи (G. Parisi, 1980) усовершенствовал метод реплик, учтя переходы между долинами, и получил решение, пригодное во всей плоскости  $(T, H)$ . Существует много обобщений ШК-модели на случай учёта разл. типов анизотропии, размерности решётки или параметра порядка, а также радиуса взаимодействия; при этом широко используются Ландау теория и метод ренормализационной группы. Динамич. свойства С. с. получили теоретич. описание как в рамках традиц. подходов стохастич. динамики для индивидуальных спинов, так и с помощью зависящего от времени континуального интеграла, позволяющего избежать введения метода реплик.

Состояние С. с. не только проявляет необычные магн. свойства, но и служит хорошей моделью для ряда интересных задач в смежных областях науки, напр. для локальных калибровочных полей Янга — Миллса в теории элементарных частиц, для нек-рых комбинаторных задач теории графов, теории оптимизации и организации параллельных вычислений в компьютерных сетях. Большой интерес С. с. представляет в связи с введённой на его основе моделью действия нейронных сетей при организации нелокальной памяти, устойчивой к дефектам структуры и обладающей точностью и быстротой обработки информации.

Лит.: Хёрд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах, «УФН», 1984, т. 142, в. 2, с. 331; Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф., Спиновые стекла, М., 1984; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Кинцель В., Спиновые стекла как модельные системы для нейронных сетей, «УФН», 1987, т. 152, в. 1, с. 123; Гинабург С. Л., Необратимые явления в спиновых стеклах, М., 1989; Fischer K. H., Hertz I. A., Spin glasses, Camb., 1991; Доценко В. С., «УФН», 1993, в. 163, с. 1.

**СПИНОВОЕ ЭХО** — явление повторного возникновения сигнала ядерной или электронной магн. индукции, обусловленное фазировкой спиновых магн. моментов

под действием радиочастотных импульсов. Простейший вид С. э. открыт Э. Ханом (E. Hahn) в 1950. Образец, содержащий ядра со спином  $I \neq 0$  и гиромагн. отношением  $\gamma$ , помещают в пост. магн. поле  $H$  и подвергают действию радиочастотных импульсов линейно поляризованного магн. поля  $2H_1 \cos \omega t$ , удовлетворяющего условиям ядерного магнитного резонанса (ЯМР):  $H_1 \perp H$ ;  $\omega = \gamma H$ . Удобно перейти в систему координат, вращающуюся с частотой  $\omega$  вокруг оси  $z \parallel H$  в ту же сторону, что и ларморовская прецессия ядерных спинов. В этой системе координат циркулярно поляризованная в указанном направлении компонента радиочастотного поля становится статической и определяет направление оси  $x$ . Равновесная ядерная намагниченность  $M$ , первоначально направленная вдоль  $H$ , после включения поля  $H_1$  начинает прецессировать вокруг него с угл. частотой  $\gamma H_1$  и через время  $t_1 = \pi/2\gamma H_1$  оказывается направленной вдоль оси  $y$  (рис., а). В этот момент первый РЧ-поля ( $\pi/2$ -импульс) выключается.



Спиновое эхо в неоднородном магнитном поле (вращающаяся система координат): а — поворот намагниченности  $M$  под действием  $\pi/2$ -импульса; б — расфазировка спинов, имеющих различные частоты прецессии, и их повторная фазировка после  $\pi$ -импульса.

Последующая прецессия вектора  $M$  вокруг  $H$  в плоскости  $xz$  наводит в приёмной катушке спектрометра ЯМР сигнал свободной индукции. Со временем этот сигнал затухает (поперечная релаксация), т. к. ядерные спины находятся в разных локальных магн. полях и, как следствие, имеют различающиеся частоты прецессии. Это связано как с неоднородностью внеш. магн. поля  $H$ , так и с внутр. магн. полями, создаваемыми ядрами друг на друге. Эфф. время поперечной релаксации  $T_2^* \sim 1/\gamma \Delta H$ , где  $\Delta H$  — ширина линии ЯМР. Если

локальные поля постоянны во времени (напр., обусловлены неоднородностью поля  $H$ ), то прецессия спинов оказывается обратимой и возможно наблюдение С. э.

На рис. (б) показаны траектории движения двух ядерных спинов. Угл. частоты их прецессии отличаются от  $\omega$  на малые величины и равны соответственно  $\omega + \delta_1$  и  $\omega - \delta_2$ , поэтому во вращающейся системе координат они поворачиваются в плоскости  $xz$  за время  $t$  на углы  $\varphi_1 = \delta_1 t$  и  $\varphi_2 = -\delta_2 t$  от оси  $y$ . Если теперь подать на образец второй радиочастотный импульс, аналогичный первому, но с длительностью  $t_2 = 2t_1$  ( $\pi$ -импульс), то спины повернутся вокруг оси  $x$  на угол  $\pi$  и займут положения  $\varphi_1 = \pi - \varphi_1$  и  $\varphi_2 = \pi - \varphi_2$ . Двигаясь затем с прежними угл. скоростями и в том же направлении, оба спина спустя время  $t$  после второго импульса одновременно достигнут направления  $-y$ , т. е. произойдет фазировка ядерных магн. моментов и повторное появление сигнала индукции. Описанный механизм С. э. действует при условии  $t_1, t_2 \ll T_2^*$ , что эквивалентно требованию  $H_1 \gg \Delta H$ .

В действительности восстановление сигнала свободной индукции методом С. э. не может быть полным; потери обусловлены зависящими от времени внутр.