

СОЛИТОННЫЙ РЕЖИМ СПИНОВОЙ ДИФФУЗИИ В БИСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Г.Б.Тейтельбаум

Показано, что переход от одной стационарной намагниченности к другой в условиях бистабильности, вызванной радиочастотной (РЧ) накачкой, осуществляется за счет распространения солитоноподобного фронта намагниченности.

В парамагнитных спиновых системах с S -образной зависимостью амплитуды РЧ намагниченности от величины РЧ поля (характеристикой) возможны два устойчивых стационарных состояния с различными значениями намагниченности ¹. Такое поведение характерно, например, для ядерных спин-систем с динамическим сдвигом частоты ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ^{2,3}. На их примере мы покажем как осуществляется перевод намагни-

ченности из одного стационарного состояния в другое в условиях нелинейной спиновой диффузии.

Рассмотрим ядерные спины с динамическим сдвигом частоты ЯМР, обусловленным их косвенным взаимодействием через электронные спины. В легкоплоскостных антиферромагнетиках такие сдвиги в широком диапазоне температур могут значительно превышать ширину линии ЯМР³. Пусть ось z совпадает с направлением постоянного магнитного поля, а поле накачки лежит в плоскости $xу$. Если принять, что поперечная намагниченность (в случае антиферромагнетиков относящаяся к одной подрешетке) $m_{\pm}(t) = \bar{m}_{\pm} e^{\mp i\omega t}$, то медленно меняющиеся амплитуды и продольная намагниченность \bar{m}_{\pm} подчиняются модифицированным уравнениям Блоха

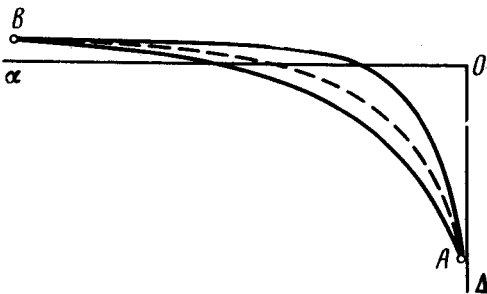
$$\dot{\bar{m}}_{\pm} = \pm i(\omega - \omega_s + \omega_p) \frac{m_z}{m_0} \pm \frac{i}{T_2} \bar{m}_{\pm} \pm i\gamma m_z h_{\pm}, \quad (1)$$

$$m_z = \frac{\gamma}{2i} (\bar{m}_- h_+ - \bar{m}_+ h_-) + \frac{m_0 - m_z}{T_1}. \quad (2)$$

Здесь h_{\pm} — амплитуды усиленного за счет сверхтонкого взаимодействия поля частоты ω , ω_s — частота спинового резонанса, ω_p — параметр динамического сдвига частоты, m_0 — равновесная ядерная намагниченность, γ — ядерное гироманнитное отношение. В случае, когда поперечное и продольное времена релаксации связаны традиционным соотношением $T_2 \ll T_1$, можно использовать адиабатическое приближение и получить для продольной намагниченности уравнение ($x = m_z / m_0$)

$$T_1 \dot{x} = 1 - x - \alpha v^2 x [v^2 + (\Delta + x)^2]^{-1}. \quad (3)$$

Это по существу уравнение баланса для мощностей, поглощаемой спинами и отдаваемой решетке. Здесь $\alpha = \gamma^2 h^2 T_1 T_2$ — параметр насыщения, $v = (T_2 \omega_p)^{-1}$, $\Delta = (\omega_s - \omega) / \omega_p$ — ширина линии и расстройка в единицах сдвига. Отсюда следует, что при $v \ll 1$ для некоторых α , Δ имеются бистабильные состояния. На плоскости α, Δ (см. рисунок) им отвечают точки, лежащие внутри бумерангообразной области, ограниченной линиями абсолютной неустойчивости стационарных состояний x_1 и x_2 (поперечные компоненты однозначно задаются соответствующими x_i). В окрестности своеобразных критических точек A ($\frac{8}{3\sqrt{3}}v; \sqrt{3}v - 1$) и B ($\frac{27}{64v^2}, \frac{1}{8}$) эти линии даются уравнениями $\frac{3}{4}\delta\alpha = \delta\Delta \pm 2^{1/2} 3^{-5/4} v^{-1/4} (\delta\Delta)^{3/2}$ вблизи A и $v^2 \delta\alpha = -\frac{9}{4}\delta\Delta \pm (-2\delta\Delta)^{3/2}$ вблизи B , где $\delta\alpha$ и $\delta\Delta$ — отклонения от критических значений α_c и Δ_c .



Фазовая диаграмма стационарной намагниченности на плоскости мощность накачки — расстройка. Сплошные линии окружают область бистабильности. Пунктир — линия равновесия фаз. A и B — критические точки

Переход между стационарными значениями намагниченности происходит через намагниченность, отвечающую растущему участку зависимости $m_z(h)$, на котором однородное состояние неустойчиво. Такой переход может быть вызван большой флуктуацией или стиму-

лирован внешним воздействием. В результате формируется переходной фронт, геометрия которого определяется флуктуациями с наибольшим инкрементом нарастания. Для описания распространения неоднородной намагниченности учтем в уравнениях (1) – (3) спиновую диффузию с коэффициентом D , осуществляемую за счет секулярной части сул-накамуровского взаимодействия. Анализ этих уравнений совместно с уравнениями Максвелла в магнитостатическом приближении дает, что наибольшим инкрементом обладают возмущения, неоднородные вдоль постоянного магнитного поля. Дело в том, что только они не вызывают возмущений поперечного магнитного поля, которые подавляют неустойчивость. Это позволяет свести задачу к одномерной. Заметим, что подобная картина отличается от ситуации в полупроводниках, где S -образная вольт-амперная характеристика приводит к появлению токовых шнуров, а не слоев ⁴.

Интересующие нас решения типа ударной волны зависят лишь от комбинации $\xi = z + vt$, где v – скорость движения в отрицательном направлении оси z . В соответствие с (3) стационарные распределения намагниченности в системе координат, движущейся со скоростью v , даются решениями уравнения

$$DT_1 \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} - vT_1 \frac{\partial x}{\partial \xi} - \frac{\delta F(x)}{\delta x} = 0. \quad (4)$$

В механике аналогичное уравнение описывает движение частицы массы DT_1 с трением $-vT_1$ в поле потенциала

$$U(x) = -F(x) = \frac{x^2}{2} - \frac{\alpha v^2}{2} \ln [(\Delta + x)^2 + v^2] + \\ + \alpha \Delta v \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{\Delta + x}{v} \right), \quad (5)$$

причем роль времени играет переменная ξ . Нас интересует решение, отвечающее движению частицы, бывшей при $\xi \rightarrow -\infty$ в точке x_1 и прибывающий в точку x_2 при $\xi \rightarrow \infty$. На фазовой плоскости $x, \partial x / \partial \xi$ ему соответствует сепаратрисса, идущая из седла x_1 в седло x_2 . Этот негрубый случай осуществляется при единственном значении бифуркационного параметра $v\tilde{T}_1$, которое и определяет скорость движения фронта. Вблизи критических точек A и B потенциал имеет простой вид

$$U(x) = \operatorname{const} + b \left[\tilde{h} \delta x + a_1 \frac{(\delta x)^2}{2} - \frac{(\delta x)^4}{2} \right], \quad (6)$$

а стационарные устойчивые значения $x_{1,2} = x_c \pm \sqrt{a_1}$. Здесь $\tilde{h} = \frac{4}{9} \lambda_c^2 \delta \Delta - v^2 (1 - \frac{2}{3} \lambda_c) \delta \alpha$; $b = (v^2 + \lambda_c^2 / 9)^{-1}$; $\lambda_c = \Delta_c + 1$; $a_1 = \frac{2}{3} \delta \Delta \lambda_c (3 - 4\lambda_c) / (3 - 2\lambda_c)$; $x_c = (1 - 2\Delta_c) / 3$. Для нахождения скорости приравняем изменение потенциальной энергии при переходе из x_1 в x_2 потерям на трение

$$2\tilde{h} \sqrt{a_1} = -v T_1 \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{d\xi} dx. \quad (7)$$

В линейном по \tilde{h} приближении, подставим сюда вычисленное при $\tilde{h} = 0$ значение $dx / d\xi = \sqrt{b / 2DT_1} [a_1 - (\delta x)^2]$ и получим

$$v = -3 \sqrt{Db / 2T_1} (\tilde{h} / a_1). \quad (8)$$

Видно, что при $\tilde{h} > 0$ происходит распространение намагниченности x_1 вдоль оси z и вытеснение намагниченности x_2 . При $\tilde{h} < 0$ картина обратная. Стандартными методами⁵⁻⁷ нетрудно показать, что подобные решения устойчивы во всей области бистабильности. Характерная длина пробега такого солитона $\sim \sqrt{v/w}$ определяется тем, какое расстояние он пройдет до встречи с антисолитоном. Здесь w — вероятность образования критического зордыша на единице длины в единицу времени.

На линии $\tilde{h} = 0$ (см. рисунок) имеет место равновесие фаз, что в пластинах толщины d , ориентированных параллельно постоянному магнитному полю, может привести к образованию доменной структуры с периодом $\sim \sqrt{r_0 d}$. Распределение намагниченности в доменной стенке дается

$$\delta x(z) = \sqrt{a_1} \operatorname{th} \left(\frac{z - z_0}{r_0} \right),$$

где $r_0 = \sqrt{2\omega T_1 / a_1 b}$ — ее толщина. Таким образом меняя мощность РЧ накачки или расстройку частоты можно переводить ядерную намагниченность из одного состояния в другое.

Эти состояния разнесены по частоте на расстояние, значительно превышающее ширину резонансной линии. Поэтому изменение относительной интенсивности соответствующих сигналов ЯМР во времени, характерное для перемещения фронта, может быть замечено при прохождении ЯМР дополнительным слабым полем. Другим способом наблюдения может быть исследование смещения частоты антиферромагнитного резонанса.

Образование подобных солитонов в среде, пространственно однородной в отсутствие РЧ накачки, характерно для любых парамагнитных систем с S -образной характеристикой.

Автор благодарен В.Л.Покровскому за полезные обсуждения

Литература

1. Teitelbaum G.B. Solid State Comm., 1982, 44, 1239.
2. De Gennes P.G., Pincus P., Hartmann-Boutron F., Winter J.M. Phys. Rev., 1963, 129, 1105.
3. Туров Е.А., Куркин М.И. Сб. "Проблемы магнитного резонанса", М.: Наука, 1978.
4. Волков А.Ф., Коган Ш.М. УФН, 1968, 96, 933.
5. Петухов Б.В., Покровский В.Л. ЖЭТФ, 1972, 63, 634.
6. Келдыш Л.В. Вестник Московского университета, сер. физ., астроном., 1978, 19, 86.
7. Büttiker M., Landauer R. Phys. Rev., 1981, 23A, 1397.