

© 1991

НЕЛИНЕЙНЫЙ СТАЦИОНАРНЫЙ ЯМР В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

М. И. Куркин

Обсуждается модель, предложенная для объяснения экспериментов по нелинейному стационарному ЯМР в MnCO_3 и CsMnF_3 , а также свойства сигналов такого ЯМР, которые предсказываются этой моделью, но экспериментально еще не исследовались.

В данной работе подводятся итоги теоретического исследования ЯМР в стационарном режиме, который проявляет нелинейные свойства в условиях существования ядерных спиновых волн [1-4]. Перечислены основные характеристики модели, предложенной в [3-5] для объяснения необычного поведения такого ЯМР, наблюдавшегося экспериментально в легкоплоскостных антиферромагнетиках MnCO_3 и CsMnF_3 [5, 6]. Особое внимание уделяется тем свойствам сигналов ЯМР, которые следуют из теории, но экспериментально еще не изучались.

1. Описание модели

Одной из характерных особенностей ядерных спинов в магнитоупорядоченных веществах (магнетиках) является косвенное взаимодействие между ними через колебания электронных спинов (спиновые волны или магноны) [1]. Это взаимодействие оказывается намного сильнее прямого дипольного взаимодействия ядерных магнитных моментов, поэтому эффекты, связанные с упорядочением ядерных спинов и корреляциями в их движении, в магнетиках проявляются при гораздо более высоких температурах, чем в слабомагнитных веществах. В частности, в легкоплоскостных антиферромагнетиках упорядоченные колебания ядерных спинов (ядерные спиновые волны) хорошо наблюдаются при гелиевых температурах [7]. Спектр ядерных спиновых волн в таких антиферромагнетиках описывается выражением

$$\bar{\omega}_n(k) = [\omega_n(\omega_n - \omega_p(k))]^{1/2}, \quad (1)$$

где ω_n — частота колебаний ядерных спинов в отсутствие корреляций; $\omega_p(k)$ — динамический сдвиг частоты (ДСЧ), обусловленный корреляциями; k — волновой вектор ядерной спиновой волны; величина $\omega_p(k)$ изменяется от $\omega_p(0) \equiv \omega_p$ (параметр ДСЧ) до нуля при $k \gg 1/r_0$ (где r_0 — радиус косвенного взаимодействия между ядерными спинами).

Формула (1) соответствует малым колебаниям ядерной намагниченности m (в антиферромагнетиках под m следует понимать намагниченность для одной из подрешеток [8])

$$\begin{aligned} |m^z/m_0| &\approx |m^y/m_0| \approx \sin \theta \ll 1, \\ m^z &= m_0 \cos \theta \approx m_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Для однородных колебаний m ($k=0$) задачу удается решить для произвольных углов отклонения θ от оси z ($-1 \leq \cos \theta \leq 1$). При этом частота ω_n оказалась зависящей от θ по закону [4]

$$\tilde{\omega}_n(\theta) = [\omega_n(\omega_n - \omega_p \cos \theta)]^{1/2}. \quad (3)$$

Одним из следствий формулы (3) является характерная для нелинейных систем зависимость амплитуды вынужденных колебаний $m_{\perp} = [(m^x)^2 + (m^y)^2]^{1/2}$ от частоты переменного магнитного поля ω [2] (см. рисунок). Как видно из этого рисунка, в интервале частот

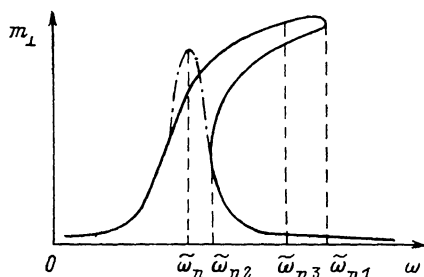
$$\tilde{\omega}_{n2} \leq \omega \leq \tilde{\omega}_{n1} \quad (4)$$

каждому значению ω соответствуют три стационарных состояния с различными амплитудами колебаний. Величины $\tilde{\omega}_{n1}$ и $\tilde{\omega}_{n2}$ в (4) определяются выражениями [2]

$$\tilde{\omega}_{n1} = \tilde{\omega}_n(0) + \omega_p \omega_1^2 T_1 T_2 / (1 + \omega_1^2 T_2 T_1), \quad (5)$$

$$\tilde{\omega}_{n2} = \tilde{\omega}_n(0) + (3/T_2) (\omega_1^2 T_1 T_2 \omega_p T_2 / 4)^{1/3}, \quad (6)$$

где $\omega_1 = \gamma_n \eta H_1$, γ_n — ядерное гиромагнитное отношение, η — коэффициент усиления, H_1 — амплитуда переменного поля, T_1 и T_2 — времена



Зависимость амплитуды вынужденных колебаний ядерной намагниченности m_{\perp} от частоты вынуждающего поля ω в условиях ДСЧ (сплошная линия) и в отсутствие ДСЧ (штрихпунктирная линия).

$\tilde{\omega}_n$ — частота ЯМР для малых колебаний, $(\tilde{\omega}_{n1} - \tilde{\omega}_{n2})$ — частотный интервал существования насыщенного и ненасыщенного состояний, $(\tilde{\omega}_{n1} - \tilde{\omega}_{n3})$ — интервал устойчивости ненасыщенного состояния.

продольной и поперечной ядерной магнитной релаксации. Состояния с наименьшей амплитудой m_{\perp} получили название ненасыщенного, с наибольшей — насыщенного [6]. Состояние с промежуточной амплитудой m_{\perp} всегда неустойчиво [2].

Изображенная на рисунке зависимость типична для любых нелинейных систем. Однако на наблюдаемых характеристиках эта зависимость в каждой конкретной системе может проявляться по-разному. Для ядерных спинов в магнетиках на устойчивость ненасыщенного состояния, как было впервые отмечено в [5], должно влиять параметрическое возбуждение ядерных спиновых волн на частоте переменного поля ω . Анализ этого механизма показал [3], что в отсутствие продольной релаксации ($T_1=0$) ненасыщенное состояние оказывается неустойчивым во всем интервале (4). Релаксация стабилизирует это состояние при частотах [4]

$$\omega \geq \tilde{\omega}_{n3}, \quad (7)$$

где

$$\tilde{\omega}_{n3} = \tilde{\omega}_n(0) + [\omega_1^2 T_{1k} T_{2k} (\omega_n - \omega) / 2 T_2]^{1/2}, \quad (8)$$

где T_{2k} — время жизни ядерной спиновой волны с волновым вектором k (т. е. время релаксации компоненты Фурье с волновым вектором k для поперечных проекций $m^x(r)$ и $m^y(r)$), T_{1k} — аналогичная величина для продольной компоненты $m^z(r)$ (в отсутствие зависимости от k $T_{1k} = T_1$).

Можно показать, что на устойчивость насыщенного состояния возбуждение ядерных спиновых с $k \neq 0$ не влияет. Соответствующие расчеты полностью аналогичны расчетам, проведенным в [2, 4], поэтому здесь не приводятся. С учетом этого обстоятельства и неравенства (7) интервал

частот (4), в котором могут существовать насыщенное и ненасыщенное состояния, сокращается до размеров

$$\bar{\omega}_{n3} \leq \omega \leq \bar{\omega}_{n1}. \quad (9)$$

Другим характерным свойством описываемой модели является невозможность одновременного существования этих состояний в интервале (9) (в однородном образце). Это обусловлено тем, что релаксация стабилизирует ненасыщенное состояние только относительно малых отклонений. Большие отклонения (например, граница раздела указанных состояний) релаксация не стабилизирует, поэтому зародыш насыщенного состояния, возникнув, сразу вырастает до размеров всего образца.

Описанная модель определяет целый ряд свойств переходов между ненасыщенным и насыщенным состояниями, которые рассмотрены в следующем разделе.

2. Свойства переходов между насыщенным и ненасыщенным состояниями и возможности их экспериментального исследования

Переход из ненасыщенного состояния в насыщенное

а) Такой переход происходит путем образования зародыша насыщенного состояния, когда значения параметров удовлетворяют условию

$$\bar{\omega}_{n3} = \omega, \quad (10)$$

где величина $\bar{\omega}_{n3}$, согласно (8) и (3), зависит от амплитуды переменного поля H_1 (через ω_1), его частоты ω , постоянного поля H (через коэффициент усиления η и параметр ДСЧ ω_p [4]), температуры (через ω_p), а также внутренних параметров вещества (времен релаксации T_1 и T_2 , констант анизотропии, параметра Дзяложинского, обменного взаимодействия, сверхтонкого поля и др. [4]). В неоднородном образце образование такого зародыша происходит в том месте образца, где соотношения параметров наиболее благоприятны для выполнения условия (10).

б) Если существует такой интервал изменения параметров, в котором образование зародыша насыщенного состояния происходит в одном и том же месте, то соотношения между этими параметрами, удовлетворяющие условию (10), могут быть проверены экспериментально. В экспериментах, описанных в [5], такая ситуация, по-видимому, имела место для CsMnF_3 .

в) Если при изменении какого-либо внешнего параметра меняется место образования зародыша, то соотношение (10) вряд ли будет полезным при описании такого процесса, поскольку от этого параметра нужно считать зависящими все другие величины, входящие в (10). По-видимому, изменение мест зародышеобразования происходит в образце MnCO_3 , который исследовался в [5], при изменении магнитного поля H .

г) Если нет возможности определить неоднородности всех требуемых характеристик вещества, то для экспериментальной проверки предложенной модели необходимо расширить круг варьируемых параметров. Например, как показано в [4], хотя теория не может описать наблюдаемую связь параметров H_1 и H в точке перехода в насыщенное состояние, но она предсказывает эволюцию наблюдаемой кривой $H_1(H)$ при изменении частоты ω и температуры T . Предсказываемая температурная зависимость качественно согласуется с экспериментом [5]. (Экспериментальные данные в [5] получены всего для двух температур. Этого мало для количественного сравнения). Частотная зависимость кривой $H_1(H)$ экспериментально не исследовалась.

3. Свойства перехода из насыщенного состояния в ненасыщенное

а) Такой переход происходит путем образования зародыша ненасыщенного состояния, когда значения параметров удовлетворяют условию

$$\bar{\omega}_{n1} = \omega, \quad (11)$$

где величина $\bar{\omega}_{n1}$, согласно (5) и (3), зависит от тех же параметров, что и $\bar{\omega}_{n3}$. В неоднородном образце этот зародыш также возникает в месте, наиболее благоприятном для выполнения условия (11).

б) Однако влияние неоднородностей на переход из насыщенного состояния в ненасыщенное происходит совсем иначе, чем на обратный переход (из ненасыщенного в насыщенное). Это обусловлено тем, что насыщенное состояние устойчивее ненасыщенного, поэтому область существования ненасыщенного состояния будет ограничена теми участками образца, в которых насыщенное состояние (при заданных значениях параметров) существовать уже не может. Таким образом, вблизи значения $\omega = \bar{\omega}_{n1}$ в неоднородном образце возможно одновременное существование обеих фаз насыщенного и ненасыщенного состояний. Экспериментальное наблюдение сосуществования указанных фаз было одним из основных требований при выборе описанной выше модели.

в) Указанная возможность позволяет проверить справедливость соотношения (11) для основного объема образца. В частности, можно проверить соотношение между H_1 и H при таком переходе. Для этого равенство (11) удобно переписать в несколько ином виде, разрешив его относительно амплитуды $H_1 = \omega_1 / \gamma_n \gamma$

$$(H'_{1c})^2 = (\gamma_n \gamma)^{-2} (\omega - \bar{\omega}_n(0) / [T_2 T_1 (\omega_n - \omega)]). \quad (12)$$

От поля H в правой части зависят γ и $\bar{\omega}_n(0)$ (через ω_p). Соответствующие формулы приведены в [4]. Если соотношение (12) подтвердится экспериментально, то его можно использовать для измерения времени продольной релаксации T_1 (величину T_2 можно определить из независимых экспериментов по параллельной накачке ядерных спиновых волн [7]). Такая возможность представляет интерес в связи с тем, что использование импульсных методов для измерения T_1 в условиях ДСЧ затруднено из-за сложности учета нелинейных эффектов [8].

Список литературы

- [1] De Gennes P. G., Pincus P., Hurtman-Boutron F., Winter J. M. // Phys. Rev. 1963. V. 129. N 3. P. 1105—1115.
- [2] Куркин М. И. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 675—678.
- [3] Куркин М. И., Райдугин Ю. Г., Танкеев А. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 503—508
- [4] Куркин М. И., Райдугин Ю. Г., Седышкин В. Н., Танкеев А. П. // ФТТ. 1990. Т. 32. С. 1577—1582.
- [5] Тулин В. А. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 149—156.
- [6] Тулин В. А. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 831—846.
- [7] Тулин В. А. // ФНТ. 1979. Т. 5. С. 965—993.
- [8] Куркин М. И., Туров Е. А. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения. М.: Науча, 1990. 244 с.

Институт физики металлов
АН СССР УрО
Свердловск

Поступило в Редакцию
27 декабря 1990 г.