

О КВАНТОВЫХ СКАЧКАХ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНЕТИКАХ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА "ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ"

Е.В.Розенфельд

Показано, что в парамагнетиках и ферромагнетиках с малой T_c , обладающих анизотропией типа "легкая плоскость", зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси анизотропии z , при $T = 0$ имеет ступенчатый вид (z -компонента) или высокие пики (x -компонента).

Зависимость намагниченности от внешнего поля при наличии одноосной анизотропии хорошо исследована для ферромагнетиков, в которых обменная энергия много больше энергии анизотропии. В частности, если внешнее поле H_0 приложено вдоль "трудной оси", при условии

$$H_0 > H_A = \frac{2K}{M_s} \quad (1)$$

(K - константа анизотропии, фигурирующая в выражении для свободной энергии, M_s - намагниченность насыщения, H_A - поле анизотропии) вектор намагниченности направлен вдоль поля. Угол θ , составляемый вектором намагниченности с направлением поля в полях, меньших

поля анизотропии, определяется, как известно, выражением

$$\operatorname{tg} \theta = \sqrt{\frac{4K^2}{H_0^2 M_s^2} - 1}. \quad (2)$$

Вывод этих соотношений основан, по существу, на том, что в слабых (по сравнению с обменом) полях полный момент кристалла является "хорошим" квантовым числом. Поскольку число это очень велико, момент можно рассматривать квазиклассически, квантовые эффекты исчезают, и угол θ в (2) — практически непрерывная переменная. В противоположном предельном случае, когда обменное взаимодействие отсутствует или его энергия мала по сравнению с энергиями анизотропии и взаимодействия с внешним полем, "хорошим" квантовым числом является лишь момент отдельного магнитного иона J . Можно ожидать, что при этих условиях в зависимости намагниченности от поля появятся особенности квантового характера, рассмотрение которых и является задачей данной работы.

Ограничиваясь лишь одной константой анизотропии, нулевой гамма-тониан для отдельного магнитного иона выберем в виде

$$\hat{H}_0 = -h_0 \hat{J}_z + k \hat{J}_z^2; \quad h_0 = g_J \mu_B H_0, \quad (3)$$

где $H_0 - z$ — компонента внешнего поля, k — константа анизотропии, $k > 0$, остальные обозначения общеприняты. Простой расчет показывает, что: 1) собственные функции $\hat{H}_0 |m\rangle$ удовлетворяют уравнению $\hat{J}_z |m\rangle = m |m\rangle$. 2) С ростом H_0 при выполнении условия

$$\frac{h_0}{2k} = m - \frac{1}{2}; \quad m = J, J-1, \dots; \quad m > 0 \quad (4)$$

происходит изменение основного состояния $|m-1\rangle \rightarrow |m\rangle$. Соответственно скачкообразно изменяется z -компонента намагниченности $M_z = g_J \mu_B m$ при нулевой температуре (см. рисунок). При выполнении (4) энергии состояний $|m-1\rangle$ и $|m\rangle$ одинаковы, и основное состояние вырождено¹⁾.

Если основное состояние вырождено, при нулевой температуре достаточно бесконечно слабого возмущения для появления большой компоненты намагниченности в плоскости перпендикулярной к оси z . В качестве возмущения для парамагнетиков возьмем взаимодействие с (малой) x -компонентой внешнего магнитного поля H : $\hat{V} = -h \hat{J}_x = -g_J \mu_B H \hat{J}_x$. Для ферромагнетиков в рамках метода молекулярного поля $\hat{V} = -I(\langle J_z \rangle \hat{J}_z + \langle J_x \rangle \hat{J}_x)$, где I — параметр молекулярного поля. Полагая $h, I \ll h_0, k$, методами теории возмущений с последующим самосогласованием для ферромагнетиков получаем при $T = 0$: 3) Если основное состояние не вырождено, x -компонента намагниченности $M_x = g_J \mu_B \langle J_x \rangle \ll g_J \mu_B$

¹⁾ Скачки намагниченности в кубических кристаллах по аналогичной причине рассматривал Купер [1].

для пара- и равна нулю для ферромагнетиков. 4) При выполнении (4) для парамагнетиков

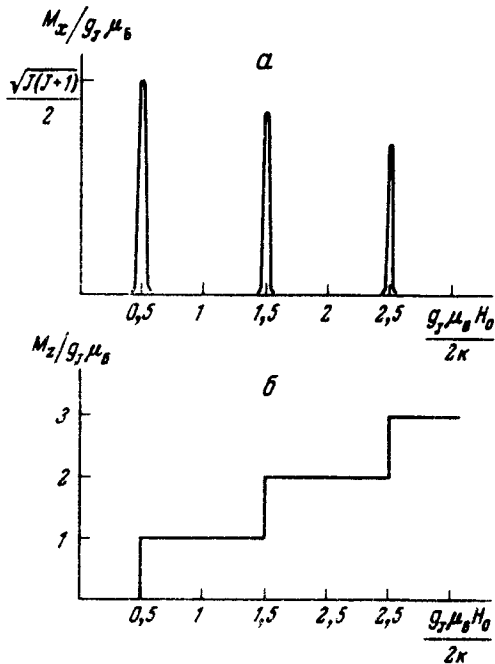
$$M_x = \frac{1}{2} g_J \mu_B \sqrt{(J+m)(J-m+1)}; \quad M_z = g_J \mu_B (m - \frac{1}{2}); \quad \delta \epsilon = h \sqrt{(J+m)(J-m+1)},$$

а для ферромагнетиков (5)

$$M_x = g_J \mu_B \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{(m - \frac{1}{2})^2}{[(J+m)(J-m+1) - 1]^2}} \sqrt{(J+m)(J-m+1)};$$

$$M_z = g_J \mu_B \frac{(J+m)(J-m+1)}{(J+m)(J-m+1) - 1} (m - \frac{1}{2}), \quad \delta \epsilon = \frac{1}{2} h \sqrt{(J+m)(J-m+1)},$$
(6)

где $\delta \epsilon$ – расщепление основного состояния. Таким образом, в этом случае вектор намагниченности резко отклоняется от направления внешнего поля. Качественно зависимость M_x от H_0 изображена на рисунке.



Зависимость M_x (а) и M_z (б) от внешнего магнитного поля при целых J ($T = 0$). Для полуцелых J графики должны быть сдвинуты на $1/2$ влево по оси абсцисс

5) Отношение ширины пиков M_x к расстоянию между ними $\sim h/2k$ (или $hJ/2k$). На такую же ширину должны размыться ступеньки M_z . 6) Пики M_x и ступеньки M_z исчезают при

$$h_0 > 2k(J - \frac{1}{2}). \quad (7)$$

Используя известные соотношения (при $T = 0$)

$$\mathcal{K} = NkJ(J - \frac{1}{2}); \quad \mathcal{M}_s = N g_J \mu_B J$$

(N – число магнитных ионов в единице объема), легко показать, что 7)

(1) эквивалентно (7), и это условие справедливо при любых I . 8) Отно-

для пара- и равна нулю для ферромагнетиков. 4) При выполнении (4) для парамагнетиков

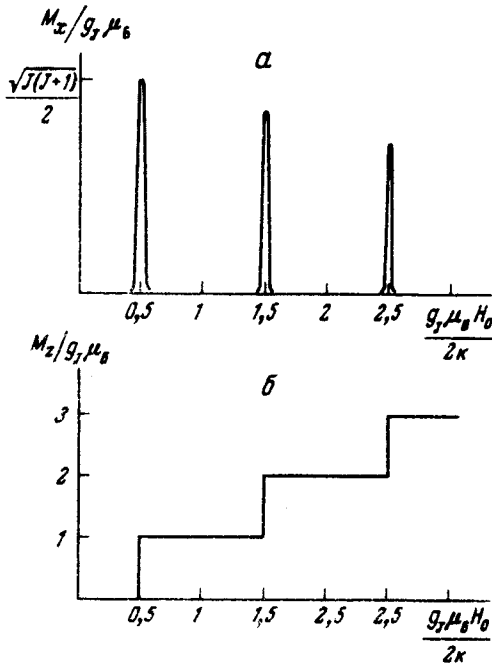
$$M_x = \frac{1}{2} g_J \mu_B \sqrt{(J+m)(J-m+1)}; \quad M_z = g_J \mu_B (m - \frac{1}{2}); \quad \delta\epsilon = h \sqrt{(J+m)(J-m+1)},$$

а для ферромагнетиков (5)

$$M_x = g_J \mu_B \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{(m - \frac{1}{2})^2}{[(J+m)(J-m+1) - 1]^2}} \sqrt{(J+m)(J-m+1)};$$

$$M_z = g_J \mu_B \frac{(J+m)(J-m+1)}{(J+m)(J-m+1) - 1} (m - \frac{1}{2}), \quad \delta\epsilon = \frac{1}{2} h \sqrt{(J+m)(J-m+1)},$$
(6)

где $\delta\epsilon$ – расщепление основного состояния. Таким образом, в этом случае вектор намагниченности резко отклоняется от направления внешнего поля. Качественно зависимость M_x от H_0 изображена на рисунке.



Зависимость M_x (а) и M_z (б) от внешнего магнитного поля при целых J ($T = 0$). Для полуцелых J графики должны быть сдвинуты на $1/2$ влево по оси абсцисс

5) Отношение ширины пиков M_x к расстоянию между ними $\sim h/2k$ (или $hJ/2k$). На такую же ширину должны размыться ступеньки M_z . 6) Пики M_x и ступеньки M_z исчезают при

$$h_0 > 2k(J - \frac{1}{2}). \quad (7)$$

Используя известные соотношения (при $T = 0$)

$$\mathcal{K} = NkJ(J - \frac{1}{2}); \quad \mathcal{M}_s = N g_J \mu_B J$$

(N – число магнитных ионов в единице объема), легко показать, что 7)

(1) эквивалентно (7), и это условие справедливо при любых J . 8) Отно-

шение M_x/M_z из (5) при $J, m \gg 1$ вдвое меньше чем (2) вследствие того, что в основном состоянии парамагнетика $\langle J_x^2 \rangle = \langle J_y^2 \rangle$.

Заметим еще, что аналогичные описанным явления могут, возможно, происходить и в магнетиках с "легкой осью", если поле $H_0 \perp$ к ней, при $J > 3/2$ (при $J = 1, 3/2$, когда задача решается точно, они отсутствуют).

Очевидно, что с ростом J пики M_x (рисунок) расширяются и сливаются, что приводит к существованию значительного угла между полем и намагниченностью во всех полях $H_0 < H_A$. При этом на закрепленный образец действует большой вращательный момент, незакрепленный будет поворачиваться на определенный угол. Аналогичное явление происходит когда кристалл состоит из двух магнитных подрешеток (например, RCo_5), причем обмен в одной из них (R) слаб, а в другой (Co) — велик. Поскольку обмен внутри R-подрешетки больше ее анизотропии, а в качестве внешнего поля выступает обмен с Co-подрешеткой, на вектор намагниченности Co-подрешетки действует значительный вращательный момент. В грубых приближениях некоторые следствия этого рассмотрены в [2].

Возможно также, что в определенной области величин обменных полей при последовательном самосогласованном расчете можно получить конус легких направлений для намагниченности даже в отсутствие внешнего поля, при наличии лишь одной константы анизотропии.

Экспериментальное наблюдение зависимостей намагниченности от поля, изображенных на рисунке, является довольно сложной задачей, так как возможно лишь в сильных полях при низких температурах. Наблюдать резкие пики M_x можно, если расщепление основного состояния $\delta\epsilon$ удовлетворяет трем требованиям. Во-первых, $\delta\epsilon \lesssim k/10$, во-вторых, $T < \delta\epsilon^1$, и, в-третьих, $\delta\epsilon$ значительно больше, чем расщепление основного состояния за счет эффекта Яна — Теллера. С другой стороны, уже для наблюдения двух пиков M_x и, соответственно, двух ступенек M_z при целых J нужны поля, удовлетворяющие условию $h_0 > 3k$. Исходя, например, из максимального значения $H_0 \sim 100$ кэ, получаем $k \sim 3$ К, и $\delta\epsilon$ должно составлять несколько десятых градуса. Учитывая, что в РЗМ и их соединениях с металлами группы железа константы анизотропии примерно такой величины, а расщепление за счет эффекта Яна — Теллера в РЗМ составляет $\sim 10^{-2}$ см $^{-1}$ [3], приходим к выводу, что эти вещества являются наиболее подходящими объектами для эксперимента. Создание нужного расщепления $\delta\epsilon$ при $J \sim 5$ обеспечивается поперечным полем $H \sim 1$ кэ. Того же порядка величины, следовательно, должно быть и обменное поле, если между ионами РЗ существует обменное взаимодействие. Поэтому проводить измерения желательно на сплавах, разбавленных немагнитными La или Y.

Автор благодарен Ю.П.Ирхину за внимание к работе и весьма полезные обсуждения.

Институт физики металлов
Академии наук СССР
УНЦ

Поступила в редакцию
3 июня 1976 г.

¹⁾ При $T = \delta\epsilon$ высота пиков M_x уменьшится примерно вдвое по сравнению со случаем $T = 0$; ступеньки M_z будут ясно различимы.

Литература

- [1] В. Р. Коопер. *Phys. Lett.*, 22, 244, 1966.
- [2] Е. В. Розенфельд, Ю. П. Ирхин. *ФТТ*, 18, 367, 1976.
- [3] С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев. *Электронный парамагнитный резонанс*, М., Физматгиз, 1961.
-