

НОВЫЙ КВАЗИИЗИНГОВСКИЙ МАГНЕТИК

А.С.Лагутин, Г.Е.Федоров, А.В.Копылов, Й.Ванакен¹⁾*, Ф.Герлах¹⁾*

Институт молекулярной физики Российского научного центра "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

*Лаборатория физики твердого тела и магнетизма Католического университета Левена
В-3001 Левен, Бельгия

Поступила в редакцию 24 декабря 1997 г.

После переработки 24 февраля 1998 г.

Проведены измерения намагниченности и дифференциальной магнитной восприимчивости монокристаллов $Du_{0.82}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$ в импульсных магнитных полях до 45 Тл при температуре жидкого гелия для трех ориентаций внешнего поля: $H \parallel [100]$, $H \parallel [110]$ и $H \parallel [111]$. Обнаружено, что перемагничивание редкоземельной магнитной подсистемы происходит путем нескольких фазовых переходов, количество которых зависит от направления внешнего поля, что характерно для изинговских магнетиков. Аномалии полевых зависимостей намагниченности интерпретированы в предположении квазиизинговского характера упорядочения редкоземельных ионов.

PACS: 75.25.+z, 75.50.Bb

Среди семейства редкоземельных ферритов-гранатов (РЗФГ) соединения $R_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$, содержащие ионы диспрозия ($R = Dy$), являются наименее изученными. Исследования изоморфных соединений $R_xY_{3-x}Al_5O_{12}$ показало, что магнитные свойства ионов Dy^{3+} в данных кристаллах хорошо описываются в изинговском приближении [1–3]. Основным состоянием таких ионов в $Du_xY_{3-x}Al_5O_{12}$ является дублет с сильноанизотропным g -фактором ($g_{zz} \cong 18$, $g_{xx} \cong g_{yy} \cong 0$), отделенный от возбужденных состояний примерно на 100 К. Поэтому ионы Dy^{3+} в гранатах-алюминатах при $T \ll 100$ К можно рассматривать как изинговские с осями анизотропии, соответствующими для разных неэквивалентных позиций осей [100], [010] и [001] кубического кристалла [4]. При этом осями легкого намагничивания (ОЛН) являются направления типа [111].

Было найдено, что при температурах $T > 78$ К $Du_3Fe_5O_{12}$ имеет такие же ОЛН [5], однако при $T = 4.2$ К уже ни одно из главных кристаллографических направлений РЗФГ ([111], [110] и [100]) не служит ОЛН [6–8]. Исследование процесса спиновой переориентации в $Du_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ показало, что переориентация типа $\langle 111 \rangle \leftrightarrow \langle uvv \rangle$ возникает при $T \cong 13$ К благодаря изменению состояния редкоземельной (РЗ) подсистемы кристалла [9]. Расчеты основного состояния Dy^{3+} в кристаллическом поле РЗФГ подтвердили это заключение [10]. Детальной экспериментальной информации о магнитных свойствах РЗ подсистемы $Du_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ при низких температурах до настоящего времени не имелось. Поэтому основными целями данной работы стало получение достоверных сведений о намагниченности и индуцированных магнитным полем фазовых переходах в смешанных диспрозий-иттриевых ферритах-гранатах при низких температурах, а также определение одного из важнейших параметров: величины $3d - 4f$ обменного взаимодействия.

¹⁾ J. Vanacken, F. Herlach

Методика эксперимента и образцы. Измерения намагниченности и дифференциальной магнитной восприимчивости проводились при гелиевой температуре в сильных импульсных магнитных полях с амплитудой до 45 Тл [11]. Использовался прецизионный 4-катушечный индукционный магнитный датчик с внутренним диаметром 4 и длиной 7 мм. Для преобразования аналоговых напряжений $U_1 \cong dM/dt$, $U_2 \cong dH/dt \cdot dM/dH$ и $U_3 \cong dH/dt$ в цифровую форму, запоминания цифровых массивов данных и их передачу на ПЭВМ применялся 4-канальный регистратор однократных процессов DataLab-1200 с 12-битным разрешением по амплитуде и максимальной частотой дискретизации аналогового сигнала 500 кГц. Чувствительность измерительной схемы к магнитному моменту достигала 10^{-4} Гс·см³ в полях до 10 Тл и уменьшалась до 10^{-2} Гс·см³ при максимальной амплитуде поля.

Образцы $Du_{0.62}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$ выращены в МГУ им.М.В.Ломоносова методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Химический состав образцов определялся путем масс-спектрометрических исследований на ICP-AES спектрометре "Plasma-1000" фирмы Perkin-Elmer. Для измерений в импульсных полях использовались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов длиной 5-7 мм и сечением 1.5×1.5 мм.

Результаты экспериментов и обсуждение. Полевые зависимости намагниченности монокристаллов $Du_{0.62}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$, полученные при $T = 4.2$ К и ориентации внешнего магнитного поля вдоль кристаллографических направлений [100], [110] и [111], приведены на рис.1. На всех кривых намагничивания отчетливо выделяются три характерных участка. В первом диапазоне полей ($H = 0-8$ Тл) намагниченность M слабо зависит от H . Во втором, начиная с $H_1 \cong 8$ Тл, имеют место значительные изменения намагниченности вплоть до поля $H_2 \cong 30-34$ Тл. Для третьего диапазона полей ($H > 30-34$ Тл) намагниченности образцов вновь незначительно изменяются с ростом H . Учитывая, что для всех направлений магнитного поля величина $(H_1 + H_2)/2$ практически постоянна и составляет 20 Тл, второй диапазон полей однозначно можно связать с областью перемагничивания редкоземельной магнитной подсистемы РЗФГ. При этом $H_{эфф} = (H_1 + H_2)/2$ представляет собой эффективное поле обменного $3d-4f$ взаимодействия. Аномалии дифференциальной магнитной восприимчивости, наблюдавшиеся только при $H_1 < H < H_2$ (рис.2), свидетельствуют о существовании нескольких фазовых превращений в этой области полей, что характерно для квазиизинговских РЗФГ [4, 12].

Теоретические кривые намагничивания рассчитывались в квазиизинговском приближении без учета магнитной анизотропии железной подсистемы. Использовалась семиподрешеточная модель РЗФГ, включающая одну железную и шесть редкоземельных подрешеток, образованных ионами Fe^{3+} и Dy^{3+} с магнитными моментами $5 \mu_B$ и $10 \mu_B$, соответственно. Было предположено, что локальные оси анизотропии РЗ ионов ориентированы вдоль направлений типа [110], что в пределах ошибок согласуется с экспериментальными данными. Термодинамический потенциал системы $Du_x Y_{3-x} Fe_5 O_{12}$ в расчете на одну молекулу и без учета анизотропии железной подсистемы использовался в виде [4]

$$\Phi = -M_{Fe}H - \frac{1}{T} \frac{x}{6} \sum_{i=1}^6 \ln 2 \operatorname{ch} \left(\frac{\Delta_i}{T} \right), \quad (1)$$

где M_{Fe} – намагниченность железной матрицы, M_R^i – намагниченность РЗ иона в i -том узле ($i = 1...6$), H – магнитное поле, x – концентрация РЗ ионов, T – температура,

$$\Delta^{(i)} = \left(\sum_{\alpha} g^2_{\alpha\alpha} (\lambda M_{Fe\alpha}^{(i)} + H_{\alpha}^{(i)})^2 \mu_B^2 \right)^{1/2}$$

есть расщепление энергии РЗ иона в i -том узле за счет обменного и зеемановского взаимодействий, $\alpha = x, y, z$. Равновесное состояние определялось путем минимизации термодинамического потенциала с учетом всех возможных состояний РЗФГ, различающихся знаками проекций магнитных моментов ионов Dy^{3+} на локальные изинговские оси, после чего рассчитывалась суммарная намагниченность кристалла по формуле $M = -\partial\Phi/\partial H$.

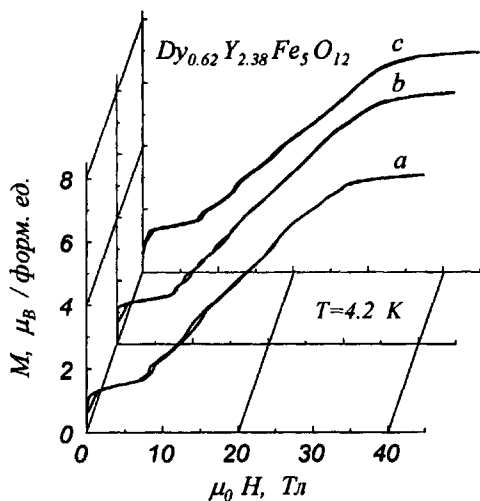


Рис.1. Кривые намагничивания монокристаллов $Dy_{0.62}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$ при $T = 4.2$ К для трех разных ориентаций внешнего поля: $a - H \parallel [100]$, $b - H \parallel [110]$, $c - H \parallel [111]$

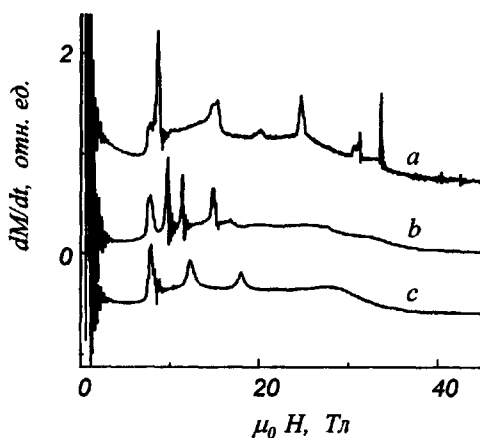


Рис.2. Зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости монокристаллов $Dy_{0.62}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$ от внешнего поля при $T = 4.2$ К для трех разных ориентаций внешнего поля: $a - H \parallel [100]$, $b - H \parallel [110]$, $c - H \parallel [111]$

Результаты расчетов, подробное описание которых будет изложено в отдельной публикации, можно суммировать следующим образом. В магнитных полях, меньших H_1 , РЗ моменты образуют некопланарную структуру с ОЛН типа $[012]$, а угол между векторами M_{Fe} и M_R превышает 90° . Подобная структура реализуется и при $H > H_2$, но с той разницей, что угол между векторами M_{Fe} и M_R уже меньше 90° . В промежуточных полях ($H_1 < H < H_2$) происходит трансформация исходной магнитной структуры феррита-граната, связанная с последовательными переворотами магнитных моментов РЗ на 180° в неэквивалентных позициях, сопровождающимися отклонением магнитного момента железной матрицы от направления поля (магнитный аналог эффекта Яна - Теллера [4]). Как количество, так и амплитуда скачков намагниченности, наблюдаемых в диапазоне полей $H_1 < H < H_2$, зависят от ориентации внешнего магнитного поля, что характерно для изинговских магнетиков. Наилучшее количественное соответствие расчетных и экспериментальных данных было

получено при $g_{xx} = 10$, $g_{yy} = 3$ и $g_{zz} = 0$ (рис.3). Особо подчеркнем, что экспериментальные и теоретические кривые намагничивания кристаллов $Dy_x Y_{3-x} Fe_5 O_{12}$ по своему виду существенно отличаются от кривых $M(H)$ соединений $Ho_x Y_{3-x} Fe_5 O_{12}$ [13], где локальные изинговские оси совпадают с направлениями типа [100].

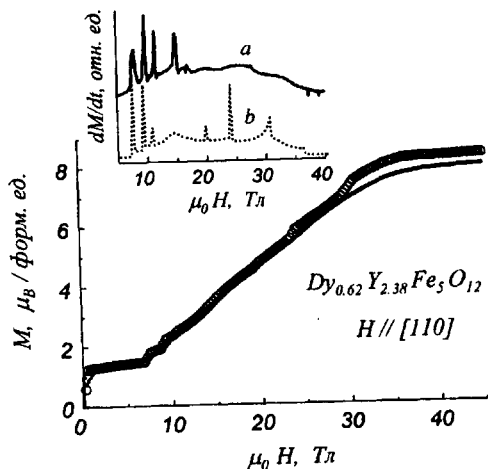


Рис.3. Кривые намагничивания монокристаллов $Dy_{0.62}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$ при $T = 4.2$ К при $H \parallel [110]$: сплошная линия – эксперимент; кружки – расчет. На вставке приведены теоретические (точки) и экспериментальные (сплошная линия) зависимости $dM/dt(H)$

Более плавный характер кривых намагничивания образцов $Dy_{0.62}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$ (см. рис.1) по сравнению с $Ho_x Y_{3-x} Fe_5 O_{12}$ обусловлен, в основном, двумя факторами. Во-первых, большим числом невырожденных магнитных фаз, поскольку локальные изинговские оси совпадают в $Dy_{0.62}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$ с направлениями типа [110], а не [100] как в $Ho_x Y_{3-x} Fe_5 O_{12}$. Во-вторых, наличием не одной ненулевой компоненты g -фактора иона Dy^{3+} , на что указывалось в работе [9]. Разумеется, сглаживание кривой $M(H)$ может возникать и за счет неоднородного распределения редкой земли по объему образца. Проведенный нами анализ уравнения (1) при учете статистического распределения ионов Dy^{3+} в $Dy_{0.62}Y_{2.38}Fe_5O_{12}$ не привел к каким-либо качественным или значительным количественным изменениям вида расчетных зависимостей $M(H)$.

Таким образом, совокупность экспериментальных и теоретических результатов позволяет утверждать, что исследованный феррит-гранат действительно представляет собой квазиизинговский магнетик. Перемагничивание его редкоземельной подсистемы происходит путем последовательных переворотов магнитных моментов РЗ ионов в неэквивалентных позициях (так же, как в изинговских магнетиках). Учет того обстоятельства, что не только $g_{xx} \neq 0$, но и $g_{yy} \neq 0$, приводит к небольшим подворотам редкоземельных магнитных моментов к направлению внешнего поля между их переворотами, чего не наблюдается в чисто изинговских системах (поэтому в изложении использован термин "квазиизинговский").

В заключение статьи авторы выражают искреннюю признательность Р.З.Левитину и А.С.Маркосяну за предоставление образцов.

1. W.P.Wolf, B.Schneider, D.P.Landau, and B.E.Keen, Phys. Rev. **B5**, 4472 (1972).
2. D.P.Landau and B.E.Keen, Phys. Rev. **B19**, 4805 (1979).
3. B.Schneider, D.P.Landau, B.E.Kenn, and W.P.Wolf, Phys. Lett. **23**, 210 (1966).

4. А.К.Звездин, В.М.Матвеев, А.А.Мухин, А.И.Попов, *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*, М.: Наука, 1985.
5. R.F.Pearson, *J. Appl. Phys.* **33** (Suppl), 1236 (1962).
6. A.E.Clark and E.J.Callen, *J. Appl. Phys.* **39**, 5972 (1968).
7. G.Aubert, *J. Mag. Magn. Mat.* **31-34**, 811 (1983).
8. В.А.Бородин, В.Д.Дорошев, Т.Н.Тарасенко, *ФММ* **56**, 220 (1983).
9. Г.А.Бабушкин, В.А.Бородин, В.Д.Дорошев и др., *ЖЭТФ* **87**, 989 (1984).
10. V.Nekvasil and J.Veltrusky, *JMMM* **86** №2-3, 315 (1990).
11. V.I.Ozhogin, K.G.Gurtovoi, and A.S.Lagutin, in: *High Field Magnetism*, Ed. M.Date, London, North-Holland, 1983, p.267.
12. К.П.Белов, А.К.Звездин, А.М.Кадомцева, Р.З.Левитин, *Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках*, М.: Наука, 1985.
13. В.И.Силантьев, А.И.Попов, Р.З.Левитин, А.К.Звездин, *ЖЭТФ* **78**, 640 (1980).