

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики
и астрономии Российской академии наук

(25 февраля 1998 г.)

25 февраля 1998 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Звездин А.К., Лубашевский И.А.** (Институт общей физики РАН, Москва), **Левитин Р.З.** (Московский государственный университет, Москва), **Платонов В.В., Таценко О.М.** (Институт экспериментальной физики, Саров). *Фазовые переходы в мегагауссных магнитных полях.*

2. **Пустовойт В.И.** (Центральное конструкторское бюро уникального приборостроения РАН, Москва). *Коллинеарная дифракция: явления и приборы.*

Краткое изложение первого доклада публикуется ниже.

PACS numbers: 75.30.-m, 75.90. + w

Фазовые переходы в мегагауссных
магнитных полях

А.К. Звездин, И.А. Лубашевский, Р.З. Левитин,
В.В. Платонов, О.М. Таценко

1. Введение

Использование сверхсильных магнитных полей для исследования новых материалов — актуальная задача современной физики. Дело в том, что под действием таких полей (≥ 100 Тл), а также при сверхвысоких давлениях (≥ 50 ГПа) и низких температурах ($\lesssim 100$ К) происходит существенная перестройка энергетического спектра. Это приводит к появлению новых эффектов или нелинейных особенностей уже известных явлений, что дает возможность гораздо глубже понять те или иные особенности твердых тел.

В настоящем докладе приводятся результаты исследований последних лет, проведенных с помощью магнитокумулятивных генераторов МК-1, позволяющих получать с высокой стабильностью в объеме нескольких кубических сантиметров магнитные поля до 10^3 Тл [1].

Фактически магнитокумулятивные генераторы МК-1 реализуют идею, предложенную А.Д. Сахаровым в

1952 г., о получении сверхсильных магнитных полей при взрывном сжатии магнитного потока. Основными элементами генератора МК-1 являются соленоид и цилиндрический заряд. Схематично соленоид представляет собой многозаходную, многослойную катушку, намотанную изолированным медным проводом. Наружный диаметр соленоида 152 мм, внутренний 140 мм, длина 300 мм. Такой соленоид свободно пропускает внутрь магнитный поток и становится проводящим при прохождении по нему ударной волны, обусловленной взрывом цилиндрического заряда. Сверхсильные магнитные поля получаются следующим образом. Вначале при разряде конденсаторной батареи с энергией 2 МДж в соленоиде создается начальное магнитное поле порядка 20 Тл. Далее происходит сжатие соленоида цилиндрической детонационной волной. При движении ударной волны по соленоиду она сваривает отдельные проводочки в плотный проводящий цилиндр. Образовавшийся лайнер эффективно захватывает и сжимает магнитный поток. Регистрация магнитного поля, достигаемого в таких условиях, основана на измерении эффекта фарадеевского вращения.

Далее излагаются результаты исследований свойств фазовых переходов в мегагауссных магнитных полях как в классических материалах (ферромагнетики, антиферромагнетики), так и в новых материалах, на которые обращено заметное внимание в последние годы (наноструктурные магнетики, высокоспиновые металлоорганические кластеры, супрамолекулярные системы). Чтобы быть конкретными, рассмотрим по отдельности следующие три физические системы, свойства которых демонстрируют основные характерные особенности фазовых переходов в таких полях:

- переходы первого рода (скачкообразные переходы) в редкоземельных метамангнетиках;
- переходы второго рода в антиферромагнетиках;
- квантовые переходы в мезоскопических магнитных кластерах.

Отметим, что последняя проблема приобретает в настоящее время чрезвычайно важное значение в связи с развитием нового направления материаловедения — созданием магнитных сред хранения и записи информации в отдельных наномасштабных кластерах или сложных молекулах.

2. Метамагнитные переходы в зонных ферримагнетиках RCO_2

Магнитоструктурные фазовые превращения реализуются в многоподрешеточных ферримагнетиках и антиферромагнетиках. Особый фундаментальный и прикладной интерес представляют сильноанизотропные и магнито жесткие ферримагнитные материалы, в частности интерметаллические ферримагнитные материалы типа R-T , где R — редкоземельный элемент, а T — переходный металл группы железа. Именно эти соединения являются базой для поиска перспективных материалов для постоянных магнитов и систем записи информации со сверхвысокой плотностью. Изучение фазовых переходов, индуцированных магнитным полем, и соответствующих фазовых диаграмм представляет прямой путь для определения микроскопических параметров и основных взаимозависимостей.

Характерные обменные поля в этом классе вещества составляют величину порядка 100–400 Тл. Следовательно, критические поля магнитоструктурных фазовых переходов в них составляют 100–1000 Тл и могут быть исследованы с помощью техники сверхсильных полей. В настоящее время эти материалы очень интенсивно исследуются, но только в интервале полей 10–50 Тл. Поэтому продвижение исследований в область мегагауссовых полей является актуальной задачей современной физики магнитных процессов и может привести к обнаружению принципиально новых эффектов и явлений.

В интерметаллических соединениях редкоземельных металлов с переходными элементами группы железа сосуществуют две электронные подсистемы. Одна из них образована f -электронами редкоземельного металла, локализованными на атомных узлах, другую составляют d -электроны переходных металлов, гибридинизованных с d -электронами редкоземельного металла. Свойства последней подсистемы обычно описываются в терминах зонной модели магнетизма.

В случае тяжелых редкоземельных металлов f – d обменное взаимодействие отрицательно и магнитные моменты редкоземельной (f) и зонной (d) подсистем ориентируются антипараллельно друг другу. При математическом описании эти соединения можно рассматривать как двухподрешеточные ферримагнетики. Эта картина реализуется в интерметаллидах редких земель RCO_2 (кубическая фаза Лавеса C15). Особый интерес к этим материалам обусловлен тем, что их зонная d -подсистема магнитно нестабильная, причем основное состояние d -подсистемы является парамагнитным [2, 3]. Иными словами, в этих материалах взаимодействие f -электронов друг с другом приводит к возникновению спонтанной намагниченности M_f , а индивидуальное взаимодействие d -электронов не слишком велико и d -подсистема в отсутствие внешнего поля и f – d -взаимодействия находилась бы в парамагнитном состоянии. Тем не менее наложение внешнего поля (для d -подсистемы) будет упорядочивать ориентацию магнитных моментов d -электронов и при достижении напряженности $H_M \sim 100$ Тл взаимодействие d -электронов друг с другом приведет к возникновению нового фазового состояния этой подсистемы ферримагнитного типа. Принципиальная возможность таких переходов в зонных магнетиках была впервые предсказана в работе [4] и связана с особенностями зависимости плотности d -электронных

состояний от энергии вблизи уровня Ферми (см., например, [5]). В большинстве соединений RCO_2 с магнитными редкоземельными металлами d -подсистема находится в ферромагнитном состоянии, так как действующее на нее со стороны редкоземельной f -подсистемы молекулярное поле λM_f ($\lambda < 0$ — коэффициент молекулярного поля f – d -обменного взаимодействия) больше поля метамагнитного перехода H_M .

При математическом описании эффективное поле H_{eff} , действующее на d -подсистему в соединениях RCO_2 , может быть представлено в виде суммы внешнего H и молекулярного полей:

$$H_{\text{eff}} = H + \lambda M_f. \quad (1)$$

Поэтому в процессе намагничивания этих соединений магнитный момент d -подсистемы ориентируется первоначально антипараллельно внешнему магнитному полю, так как эффективное поле H_{eff} отрицательно, если принять за положительное направление ориентацию внешнего поля. При возрастании поля H величина H_{eff} уменьшается и, когда по модулю достигает значения H_M , d -подсистема переходит из ферримагнитного состояния в парамагнитное. Этому переходу отвечает значение внешнего поля, равное

$$H_{c1} = |\lambda| M_f - H_M. \quad (2)$$

Это означает, что в таких ферримагнетиках возможен возвратный переход (reentrant transition) из магнитоупорядоченного в неупорядоченное парамагнитное состояние.

При дальнейшем росте поля, когда его значение превысит величину

$$H_{c2} = |\lambda| M_f + H_M, \quad (3)$$

d -подсистема снова перейдет в ферромагнитное состояние. При этом, однако, магнитные моменты d - и f -подсистем будут уже параллельны и ориентированы вдоль внешнего магнитного поля. Таким образом, в ферримагнитных соединениях RCO_2 во внешнем поле должны наблюдаться два последовательных метамагнитных перехода, обусловленных скачкообразным размагничиванием и возвратным намагничиванием d -подсистемы.

В чистых соединениях RCO_2 эти метамагнитные переходы почти не наблюдались, так как по оценкам они должны были происходить в полях, превышающих 100 Тл. Тем не менее метамагнитные переходы были экспериментально реализованы и изучены на замещенных соединениях $(\text{R}, \text{Y})(\text{Co}, \text{Al})_2$ и $(\text{R}, \text{Lu})(\text{Co}, \text{Al})_2$, в которых они смещены в область более слабых полей [6, 7]. Однако фазовые диаграммы замещенных соединений являются более сложными, так как в них метамагнитные переходы могут “интерферировать” с переходами в неколлинеарную ферримагнитную фазу [7–9].

2.1. Эксперимент

Измерения критических полей метамагнитных переходов в зонной подсистеме в большинстве соединений RCO_2 с тяжелыми редкоземельными металлами были выполнены [10] при 4,2 К индукционным методом в импульсных магнитных полях до 300 Тл, полученных

взрывным методом [1] на порошках соединений RCO_2 . Время возрастания тока в импульсе составляло 15 мкс. Сигнал, наводимый в измерительных катушках, может быть записан в виде

$$V(H) \sim K \frac{dH}{dt} + \frac{dM}{dt} = \left(K + \frac{dM}{dH} \right) \frac{dH}{dt}.$$

Так как dH/dt — монотонная функция поля, мы можем определить величину поля метамангнитного перехода по максимуму сигнала $V(H)$.

На рисунке 1 приведены зависимости индуцированных в измерительных катушках сигналов от магнитного поля для некоторых интерметаллидов RCO_2 [10]. На всех зависимостях хорошо видны максимумы, которые указывают на резкое увеличение намагнитченности. Поля, соответствующие этим аномалиям, можно рассматривать как критические поля метамангнитных переходов. Для немагнитного YCo_2 , в котором имеется только одна зонная подсистема, значение этого поля в пределах ошибки согласуется со значением H_M , полученным в работе [2]. Критические поля H_{c1} либо H_{c2} , полученные для интерметаллидов с магнитными редкоземельными металлами, приведены в таблице. Там же даны критические поля, рассчитанные по значениям λ , полученным из косвенных данных: из температуры Кюри соединений RCO_2 [11] и из кривых намагничивания замещенных соединений $(\text{R}, \text{Y})(\text{Co}, \text{Al})_2$ [6]. Сопоставление этих величин с экспериментальными значениями критических полей позволило идентифицировать найденные переходы как метамангнитное размагничивание или намагни-

чивание d-подсистемы. Видно, что имеется только качественное согласование значений критических полей, рассчитанных по данным [6, 11], и критических полей, определенных экспериментально таким методом. Это говорит о том, что неучтенные выше эффекты кристаллического поля в RCO_2 значительны и здесь нужны дополнительные исследования.

3. Спин – флип-переход и фарадеевское вращение в антиферромагнетике KMnF_3

В этом разделе рассмотрены проявления фазовых переходов второго рода в мегагауссных полях. KMnF_3 — хороший модельный объект для выявления связи магнитооптической активности с орбитальным моментом возбужденных состояний квантовых систем (магнитных ионов). Ион Mn^{2+} принадлежит к важному классу ионов, включающему в себя ионы с нулевым орбитальным моментом в основном состоянии (Fe^{3+} , Mn^{2+} , Gd^{3+}) и ионы с замороженным орбитальным моментом (Cr^{3+} , Ni^{2+} в октаэдрическом поле). Магнитооптическая активность таких квантовых систем обусловлена орбитальным моментом возбужденных состояний и спин-орбитальной связью. Измерения фарадеевского вращения в ультрасильных магнитных полях дают хорошую возможность изучения этой проблемы, благодаря конкуренции ультрасильного магнитного поля со "спин-орбитальным полем" H_{SL} вблизи 120 Тл. Магнитооптика квантовых систем с нулевым орбитальным моментом представляет большой интерес также и с практической точки зрения, поскольку эти ионы входят в состав большинства магнитооптических материалов.

3.1. Эксперимент

Эффект Фарадея в KMnF_3 был измерен в импульсных магнитных полях до 400 Тл при 79 К, создаваемых магнитокумулятивным генератором (см., например, [13]). Цилиндрический образец KMnF_3 диаметром 2,4 мм и толщиной 3,6 мм, вырезанный вдоль с-оси, был помещен в азотный криостат. Измерения были проведены на длине волны лазерного излучения $\lambda = 0,63$ мкм. Свет проходил через поляризатор, образец и анализатор и регистрировался двумя фотоумножителями. Один умножитель регистрировал фарадеевское вращение, а второй — поглощение. Поглощение образца во всем исследованном интервале полей было постоянным. Гигантские значения магнитного поля достигались взрывным сжатием магнитного потока в генераторе МК-1. Магнитное поле регистрировалось индуктивным датчиком (катушкой), который был помещен возле образца в жидком азоте. Погрешность измерения не превышала 5 %. Важной чертой зависимости фарадеевского вращения KMnF_3 от магнитного поля является отсутствие насыщения в полях вплоть до 400 Тл, в то время как поле перехода спин – флип составляет величину ~ 120 Тл при 0 К и 55 Тл при 79 К (рис. 2).

3.2. Магнитная структура и фазовые переходы

KMnF_3 при комнатных температурах обладает структурой перовскита. При понижении температуры до 184 К происходит структурный фазовый переход в тетрагональную фазу (D_{2h}^{18}) [14], а затем, при 81,5–88 К, — в орторомбическую (D_{2h}^{16}) [15]. Однако искажения магнитной структуры при переходе от простого аксиального

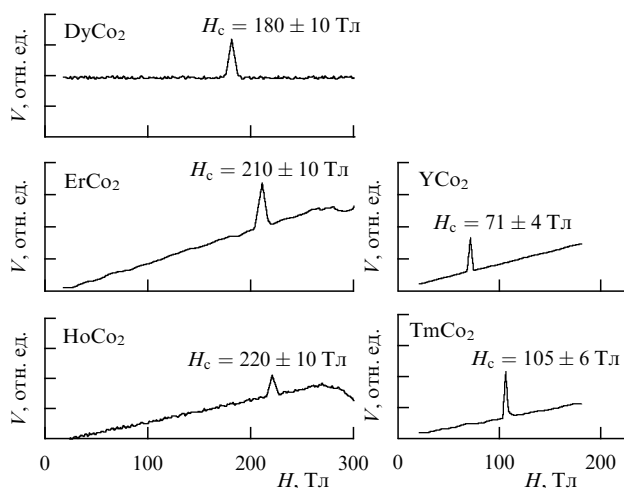


Рис. 1. Зависимость от магнитного поля сигнала, наведенного в измерительной катушке импульсного соленоида, для соединений RCO_2 при 4, 2 К [10].

Таблица. Критические поля метамангнитных переходов в RCO_2

Редкоземельный металл	H_{c1} , Тл			H_{c2} , Тл		
	Эксперимент	Расчет [11]	Расчет [6]	Эксперимент	Расчет [11]	Расчет [6]
Tm		4	3; -12 [12]	105	144	143; 128 [12]
Er	55	83	123	210	223	263
Ho	220	160	190		300	330
Dy	180	220	300		360	440

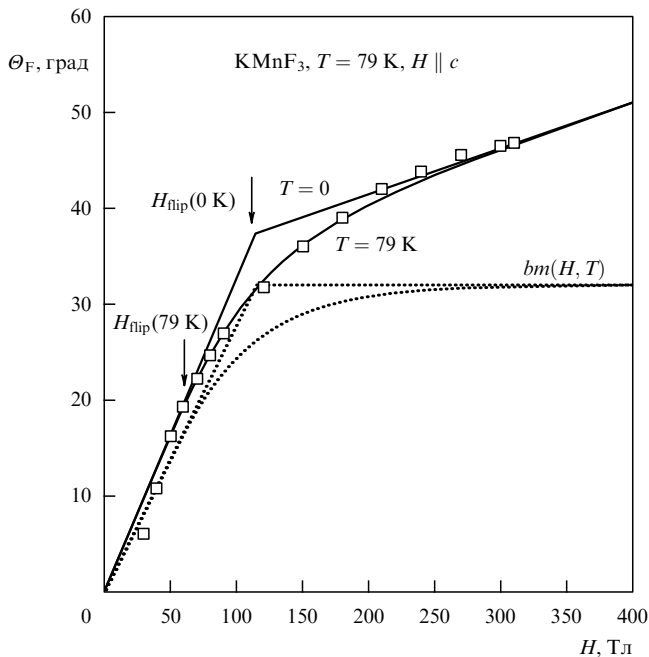


Рис. 2. Зависимость фарадеевского вращения образца KMnF_3 толщиной 3,6 мм от магнитного поля (\square — эксперимент, — — — теория; точечные линии иллюстрируют зависимость от поля второго слагаемого, т.е. $m(H, T)$, в (7).

ферромагнетика к слабо скошенному антиферромагнетику составляют для угла квантования значения $\sim 0,003^\circ$ [16].

Свободная энергия KMnF_3 может быть представлена в виде

$$\Phi = \Lambda M_1 M_2 - (M_1 + M_2)H + F_A - TS, \quad (4)$$

где M_1 , M_2 — намагниченности подрешеток, Λ — обменная константа, S — энтропия, F_A — магнитная анизотропия и энергия антисимметричного обмена. В ультрасильных магнитных полях вкладом F_A можно пренебречь и магнитная структура кристалла определяется конкуренцией обменного и зеемановского взаимодействий. Относительная намагниченность $m = (M_1 + M_2)/2M_0$ равна

$$m = \frac{H}{2H_E} \quad \text{при } H < H_{\text{нп}}(T) \quad (5)$$

и

$$m = B_J \left(\frac{\mu_0(H - H_{Em})}{T} \right) \quad \text{при } H > H_{\text{нп}}(T). \quad (6)$$

Здесь поле спин-флип-перехода $H_{\text{нп}} = 2H_E m_0(T)$, $m_0(T)$ определяется из уравнения $m_0(T) = B_J(T_N m_0(T)/T)$, $B_J(\dots)$ — функция Бриллюэна, $H_E = \Lambda M_0 \approx 57$ Тл — обменное поле, $\mu_0 = 5\mu_B$ — магнитный момент Mn^{2+} , $M_0 = \mu_0 N/2$ и N — концентрация ионов Mn^{2+} . Кривые намагниченности при 0 и 79 К приведены на рис. 2 (точечные линии).

3.3. Зависимость эффекта Фарадея Θ_F от магнитного поля

Фарадеевское вращение KMnF_3 можно представить в виде [18]

$$\Theta_F(H, T) = aH + bm(H, T), \quad (7)$$

где a и b — константы, а $m(H, T)$ — относительная намагниченность, определенная выражениями (5) и (6). На основе соотношения (7) был проведен расчет зависимости $\Theta_F(H)$. Из сопоставления опытных данных с теоретическими были определены значения констант $a = 0,048$ град Тл $^{-1}$ и $b = 32$ град (рис. 2).

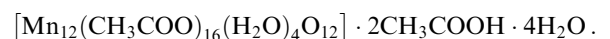
Подводя итог данной части доклада, можно утверждать следующее. Фарадеевское вращение соединений с S-ионами, в частности KMnF_3 , не достигает насыщения во внешних магнитных полях вплоть до 300–400 Тл. Данное обстоятельство объясняется совместным действием эффективного спин-орбитального поля H_{SL} (~ 100 Тл), обменного поля (~ 57 Тл) и внешнего магнитного поля $H \lesssim 400$ Тл. Относительно малое значение фарадеевского вращения в KMnF_3 на длине волны лазерного излучения $\lambda = 0,63$ мкм может быть объяснено почти полной компенсацией отрицательного диамагнитного вклада, обусловленного $6S-6P$ -переходами, положительным парамагнитным вкладом, обусловленным $6S-4T_1(G)$ -переходом. В данной ситуации вклад матрицы KMnF_3 в эффект Фарадея весьма существен.

4. Высокоспиновые нанокластеры Mn_{12}Ac в мегагауссных полях

Магнитные материалы мезоскопических размеров проявляют новые и очень интересные свойства, такие как гигантская магнитострикция, магнитосопротивление, магнитокалорический эффект, наличие бистабильности в масштабах кластера, макроскопическое квантовое туннелирование намагниченности [19–23]. В этом отношении молекулярные магнитные кластеры, включающие в себя ионы переходных металлов, представляют очень большой интерес. Такие кластеры можно рассматривать как идеальную модель наноразмерной однодоменной частицы.

У большинства кластеров обменные взаимодействия между ионами являются антиферромагнитными, т.е. кластеры можно рассматривать как ферримагнитные наночастицы. Процесс намагничивания таких кластеров можно эффективно исследовать только в ультрасильных магнитных полях, так как типичные значения напряженности поля обменного взаимодействия в кластерах порядка 10^6 Гс.

В настоящей работе исследуется один из типичных и наиболее интересных высокоспиновых кластеров Mn_{12}Ac . Его общая формула



Кристаллы Mn_{12}Ac построены из дискретных молекул Mn_{12} , кристаллизационной воды и кислотных молекул. Молекулы Mn_{12} имеют тетрагональную симметрию, объем элементарной ячейки 3716 \AA^3 . В каждой элементарной ячейке двенадцать ионов Mn образуют кластер с четырьмя внутренними ионами Mn^{4+} (спин $S = 3/2$), окруженных восемью ионами Mn^{3+} (спин $S = 2$) (рис. 3). Кластер Mn_{12}Ac испытывает переход янтеллеровского типа, сопровождающийся сильным искажением структуры.

Антиферромагнитное обменное взаимодействие в кластере стабилизирует его основное состояние $S = 10$, в котором параллельные друг другу спины ионов Mn^{4+} антипараллельны спинам ионов Mn^{3+} . Внешнее магнит-

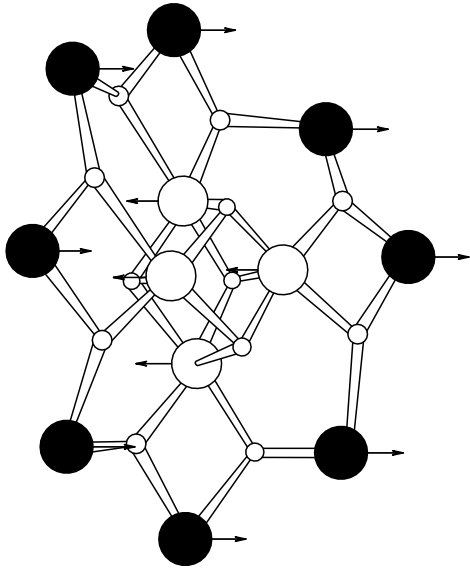


Рис. 3. Схематическое изображение кластера $Mn_{12}Ac$. Большие кружки соответствуют магнитным ионам Mn (четыре центральных иона являются Mn^{4+} , а остальные восемь — Mn^{3+}), маленькие — атомам кислорода. Четыре молекулы воды и 16 ацетатных лигандов на рисунке не показаны [20].

ное поле индуцирует последовательность переходов из ферримагнитной фазы в неколлинеарную угловую фазу, а из нее в ферромагнитную фазу. В угловой фазе намагниченности подрешеток разворачиваются. В работе [24] показано, что переориентация спинов ионов Mn в кластере, с одной стороны, имеет некоторое сходство с процессом намагничивания в ферримагнетике неелевского типа, но в то же время существует ряд особенностей этого процесса, присущих исключительно квантовым системам. При низких температурах переориентация спиновых моментов представляет собой последовательность квантовых скачков, которые с ростом температуры сглаживаются, и кривая намагниченности приближается к своему классическому аналогу.

4.1. Теория

Обменные взаимодействия между ионами Mn описываются гамильтонианом [24, 26]

$$\begin{aligned}
 H = & \mu H \sum_{i=1}^{12} S_i - 2J_1(S_1S_2 + S_3S_4 + S_5S_6 + S_7S_8) - \\
 & - 2J_2(S_2S_9 + S_4S_9 + S_4S_{10} + S_6S_{10} + S_6S_{11} + \\
 & + S_8S_{11} + S_8S_{12} + S_2S_{12}) - \\
 & - 2J_3(S_2S_4 + S_2S_6 + S_2S_8 + S_4S_6 + S_4S_8 + S_6S_8) - \\
 & - 2J_4(S_1S_9 + S_1S_{12} + S_3S_9 + S_3S_{10} + S_5S_{10} + \\
 & + S_5S_{11} + S_7S_{11} + S_7S_{12}), \quad (8)
 \end{aligned}$$

где первое слагаемое описывает зеемановское взаимодействие ионов с внешним магнитным полем и $\mu = g\mu_B$ ($g \approx 2$). Согласно [25] обменные интегралы имеют следующие порядки величин: $J_1 \approx -150 \text{ см}^{-1}$, $J_2 \approx J_3 \approx -60 \text{ см}^{-1}$, $|J_4| \leq 30 \text{ см}^{-1}$. Энергия одноосной анизотропии (ось z предполагается направленной по оси

симметрии молекулы), в основном, определяется кристаллическим полем. Оценка дипольного взаимодействия между кластерами приводит к полям порядка 0,01 Тл. Энергетические уровни, представляющие интерес для изучения процесса намагничивания, рассчитаны в [26]. Перейдя к безразмерным величинам $\epsilon_i = E_i(h)/|J_1|$ и $h = 2\mu_B H/|J_1|$, представим энергетические уровни в виде

$$\epsilon_i(h) = \epsilon_i(0) + \delta\epsilon_i - h(i + 9), \quad (9)$$

где

$$\epsilon_i(0) = 3i \sum_{k=1}^5 \delta_{ki} + 5(i-2) \sum_{k=6}^9 \delta_{ki} + 7(i-4) \sum_{k=10}^{13} \delta_{ki}. \quad (10)$$

Здесь δ_{ki} — символ Кронекера, а величины $\delta\epsilon_i$ приведены в [26]. Формулы (9), (10) определяют значения критических полей h_{c1} , h_{c2} , h_{c3} и т.д., при которых происходит пересечение основных уровней.

Зависимость намагниченности от поля и температуры (при $T \leq 300 \text{ К}$) для кластера Mn_{12} имеет вид [25]

$$M(h, \tau) = 2\mu_B \frac{\sum_{i=1}^{13} i \exp[-\epsilon_i(h)/\tau]}{\sum_{i=1}^{13} \exp[-\epsilon_i(h)/\tau]} + 18\mu_B,$$

где $\tau = T/|J_1|$, $\epsilon_i(h)$ определены в (9). На рисунке 4 показаны типичные зависимости намагниченности от магнитного поля и температуры, вычисленные при $J_1 = -150 \text{ см}^{-1}$, $J_2 = -60 \text{ см}^{-1}$, $J_3 = 60 \text{ см}^{-1}$ и $J_4 = 0$.

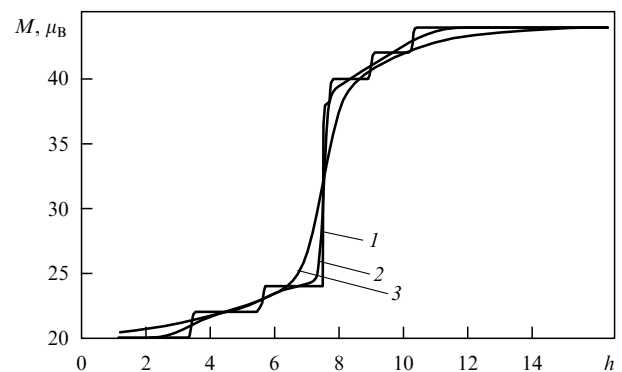


Рис. 4. Теоретические кривые намагничивания кластера $Mn_{12}Ac$, рассчитанные при $J_1 = -150 \text{ см}^{-1}$, $J_2 = -60 \text{ см}^{-1}$, $J_3 = 60 \text{ см}^{-1}$, $J_4 = -30 \text{ см}^{-1}$: 1 — $\tau = 0$; 2 — $\tau = 0,49$ (105 К); 3 — $\tau = 1,47$ (316 К).

4.2. Эксперимент

Измерения намагниченности $Mn_{12}Ac$ проводились в импульсных полях до 750 Тл, создаваемых магнитокуммулятивными генераторами МК-1. Методика эксперимента описана в [13]. Результаты экспериментов показывают, что процесс перехода из ферримагнитного состояния в ферромагнитное начинается в полях порядка 400 Тл и заканчивается при значении поля порядка 750 Тл. При этом процесс перехода при низких температурах ($\sim 2-4 \text{ К}$) имеет квантовый характер, т.е. весьма близок к тому, который представлен на рис. 4. Следует отметить, что в области магнитных полей 150–400 Тл наблюдается серия скачков, природа которых в настоящее время неясна (рис. 5). Здесь нужны дополнительные исследования.

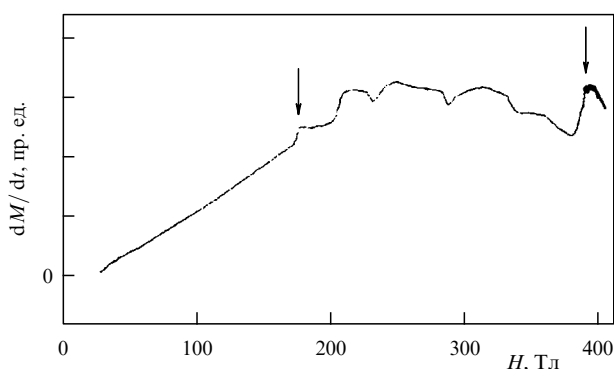


Рис. 5. Экспериментальная зависимость производной намагниченности по времени от магнитного поля в $Mn_{12}Ac$ при $T = 4,2$ К.

В заключение этого раздела отметим еще одно интересное и важное свойство высокоспиновых магнитных кластеров. Речь идет о квантовом магнитном гистерезисе. Это новое явление, обнаруженное и исследованное в последние годы [27–31] применительно к молекуле Mn_{12} , привлекает к себе большое внимание специалистов по информационным технологиям. Бистабильность и магнитный гистерезис в этом случае проявляются фактически в одной молекуле, т.е. объем, необходимый для записи одного бита информации, равен объему, занимаемому одной молекулой. Такие молекулы реализуют идею Р. Фейнмана, высказанную им более 30 лет назад о принципиальной возможности записи информации в одну молекулу. Другое важное свойство этих высокоспиновых молекул, тесно связанное с первым, — микроскопическое квантовое туннелирование намагниченности представляет интерес с точки зрения реализации идеи "квантовых вычислений" (подробнее см., например, [32, 33] и цитированную там литературу). Во всех этих эффектах молекула проявляет себя как объект с заданным спином, который является векторной суммой спинов ионов Mn , составляющих молекулу.

Исследование магнитных свойств такой молекулы в мегагауссных магнитных полях дает информацию о всех возможных спиновых состояниях молекулы, начиная с минимального $S = 10$, в котором спины ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} упорядочены антипараллельно друг другу, до максимального $S = 22$, когда они параллельны. При этом извлекается информация об обменных взаимодействиях между спинами в данной молекуле, что важно для создания новых нанокластеров с заданными магнитными свойствами.

5. Заключение

Как итог настоящего доклада можно сделать утверждение, что измерения магнитных свойств материалов в ультраквантовых магнитных полях является многообещающим инструментом анализа молекулярного магнетизма. В частности,

сверхсильные поля позволяют получить полную информацию о свойствах намагничивания многих физически важных систем: метамагнетиков, $f-d$ -магнетиков с тяжелыми редкоземельными металлами, атомарных и наномасштабных магнитных кластеров [34];

атомарные и наномасштабные кластеры явно демонстрируют существенно квантовое поведение в процессе

намагничивания в отличие от большинства макроскопических материалов;

скачкообразные аномалии в магнитных и магнитно-оптических эффектах, которые обусловлены индуцированными полем фазовыми переходами, открывают новые возможности прямых измерений констант обменных и спин-орбитальных взаимодействий в твердых телах, кластерах, высокоспиновых молекулах [25] и ионах [26].

Учитывая особое значение исследований свойств магнитных нанокластеров, отметим также, что:

фазовые переходы с сохранением ферромагнитных свойств в соединениях $Mn_{12}Ac$ реализуются в интервале полей 180–750 Тл;

при низких температурах процесс намагничивания в таких кластерах демонстрирует явно квантовую природу;

обычно используемые в литературе значения констант обменного взаимодействия для этих соединений сильно переоценены.

Список литературы

1. Pavlovskii A I, Kolokol'chikov N P, Tatsenko O M, in *Megagauss Physics and Technology* (Ed. P J Turchi) (New York: Plenum Press, 1980)
2. Goto T et al. *Solid State Commun.* **72** 945 (1989)
3. Sakakigawa E et al. *J. Phys.: Cond. Matt.* **3** 3381 (1991)
4. Wohlfarth E P, Rhodes P *Philos. Mag.* **7** 1817 (1962)
5. Левитин Р З, Маркосян А С *УФН* **155** 623 (1988)
6. Дубенко И С и др. *ЖЭТФ* **107** 548 (1995)
7. Dubenko I S, Kolmakova N P, Levitin R Z *J. Magn. Magn. Mater.* **153** 207 (1996)
8. Звездин А К *Письма в ЖЭТФ* **58** 744 (1993)
9. Evangelista L R, Zvezdin A K *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 1569 (1995)
10. Дубенко И С и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 188 (1996)
11. Duc N H, Hien T D, Givord D *J. Magn. Magn. Mater.* **104–107** 1344 (1992)
12. Brommer P E et al. *Physica B* **183** 364 (1993)
13. Bykov A I et al. *Physica B* **216** 215 (1996)
14. Minkiewicz V J, Fujii Y, Yamada Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **28** 443 (1970)
15. Beckman O, Knox K *Phys. Rev.* **121** 376 (1961)
16. Heeger A J, Beckman O, Portis A M *Phys. Rev.* **123** 1652 (1961)
17. Ведерников Н Ф и др. *ЖЭТФ* **93** 2161 (1987)
18. Muhin A A et al. *Physica B* (1998) (to be published)
19. Gatteschi D et al. *Science* **265** 1054 (1994)
20. Sessoli R et al. *Nature (London)* **356** 141 (1993)
21. Kahn O *Comments Cond. Mat. Phys.* **17** (1) 39 (1994)
22. Papaefthymiou G C *Phys. Rev. B* **46** 366 (1992)
23. Мухин А А, Сайко Г В, Звездин А К Препринт ИОФ РАН N 9 (Москва, 1994)
24. Звездин А К, Попов А И *ЖЭТФ* **109** 2115 (1996)
25. Sessoli R et al. *J. Am. Chem. Soc.* **115** 1804 (1993)
26. Звездин А К и др. *ЖЭТФ* **109** 1742 (1996)
27. Sessoli R et al. *Nature (London)* **365** 141 (1993)
28. Friedman J R et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3830 (1996)
29. Thomas L et al. *Nature (London)* **383** 156 (1996)
30. Dobrovitskii V V, Zvezdin A K *Europhys. Lett.* **38** 377 (1997)
31. Gunter L *Europhys. Lett.* **39** 1 (1997)
32. Добровицкий В В, Звездин А К, Попков А Ф *УФН* **4** 439 (1996)
33. Dobrovitskii V V, Zvezdin A K, in *Nonlinear Microwave Signal Processing* (Eds R Marcelli, S ANikitov) (Dordrecht, Boston: Kluwer Academic Publishers, 1996) p. 29
34. Zvezdin A K et al., in *Itinerant Electron Magnetism: Fluctuation Effects* (Eds D Wagner, W Brauneck, A Solontsov) (Boston, MA: Kluwer Academic Publishers, 1998) p. 285