Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 6, с. 323 – 329 © 2012 г. 25 марта

О термодинамике антиферромагнитных наночастиц на примере мессбауэровской спектроскопии

М. А. Чуев[1)]

Физико-технологический институт РАН, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 февраля 2012 г.

Разработана квантовомеханическая модель для описания термодинамики ансамбля идеальных антиферромагнитных наночастиц в приближении медленно релаксирующих макроспинов магнитных подрешеток. Эта модель не только является базой для дальнейшего развития общей теории магнитной динамики антиферро- и ферримагнитных наночастиц. Уже сейчас она позволяет качественно описать различие термодинамических свойств наночастиц разной магнитной природы, в частности квантовые эффекты, которые в течение почти полувека неоднократно наблюдались в экспериментальных мессбауэровских спектрах поглощения ядер ^{57}Fe в антиферромагнитных наночастицах.

Непрерывно возрастающий интерес к системам магнитных частиц или кластеров малых размеров (порядка нескольких нанометров) обусловлен прежде всего широкой областью их применения в современной нанотехнологии. Последнее в свою очередь, предопределено целым рядом специфических структурных, магнитных и термодинамических свойств этих материалов, обнаруженных в процессе многолетних фундаментальных исследований. Однако один из наиболее принципиальных вопросов о влиянии природы магнетизма материалов, из которых состоят сами наночастицы, на их фундаментальные характеристики остается в значительной степени открытым. К настоящему времени достаточно хорошо проработана теория ферромагнитных (ФМ) частиц. Ее физические основы были заложены Неелем в простейшей модели релаксации однодоменной частицы с аксиальной магнитной анизотропией на языке увеличения с температурой вероятности переориентации магнитного момента каждой частицы с одного направления легкой оси на противоположное в единицу времени [1]:

$$p = p_0 \exp(-KV/k_{\rm B}T), \qquad (1)$$

где p_0 – некая константа, K – константа аксиальной магнитной анизотропии, V – объем частицы, T – температура. В то же время теория ферримагнитных (по природе) наночастиц фактически отсутствует. Несколько существующих моделей для описания кривых намагничивания антиферромагнитных (АФМ) наночастиц реально основано на представлении нескомпенсированного спина в двух магнитных подрешетках, также введенном Неелем еще в начале 60-х годов прошлого века [2]. При этом с термодинамической точки зрения данные модели сводятся лишь к поправкам функции Ланжевена на наличие анизотропии (см., например, [3]). При всей общей справедливости физической идеи Нееля [2] она сыграла и свою отрицательную роль. Вопрос о поведении идеальных (скомпенсированных) АФМ-частиц с тех пор серьезно так и не рассматривался. Это сдерживало развитие общей теории.

Такая ситуация в каком-то смысле оправдана в случае количественного анализа кривых намагничивания наночастиц, которые отражают поведение результирующего магнитного момента системы в целом. Эти кривые являются плавными, а сама методика строится на комбинации одновременного воздействия на исследуемую систему внешних факторов: температуры, магнитного поля и скорости их изменения во времени. Такой подход в принципе позволяет получать большой объем информации о неравновесном магнетизме исследуемых объектов. Однако на практике дело ограничивается количественным анализом простейшего случая равновесных кривых намагничивания в рамках весьма приближенных моделей [3]. Отмеченный выше недостаток теории наиболее остро проявляется в другом чрезвычайно информативном методе исследования наночастиц – мессбауэровской спектроскопии. Она позволяет исследовать с высоким разрешением поведение уже локального магнитного момента на атомах, наличие которого обусловливает появление магнитной сверхтонкой структуры (СТС) в виде суперпозиции резонансных линий в спектре поглощения (рис. 1). В течение последнего полувека были измерены десятки тысяч мессбауэровских спектров наночастиц разной магнитной природы (см. [4] и ссылки в [5]). Удивительная особенность заключается в том, что независимо от магнитной природы наночастиц (например, ФМ α-Fe [6], АФМ α-Fe_2O_3 [7] или ферримагнит-

1) e-mail: chuev@ftian.ru

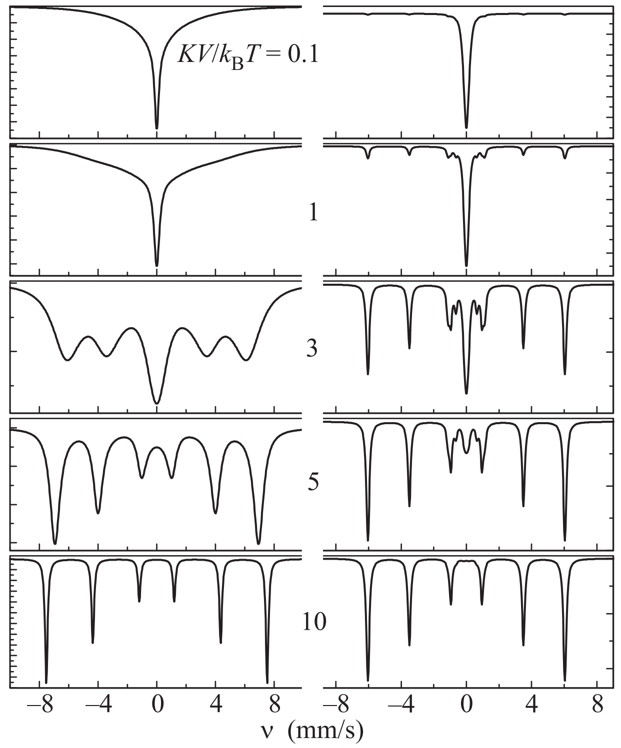

Рис. 1. Спектры поглощения ядер ^{57}Fe в ансамбле ФМ (слева) и АФМ (справа) наночастиц для разных значений эффективного энергетического барьера KV/k_BT, рассчитанные, соответственно, в рамках многоуровневой модели релаксации ФМ-частиц ($D = 3 \cdot 10^8\,\mathrm{c}^{-1}$) [10, 11] и модели медленно релаксирующих ($D \ll \Gamma_0$) АФМ-частиц с $S = 100$ и $k = 0.001$ (см. текст); $H_{hf}^{(0)} = 500$ кЭ

ный Fe_3O_4 [8]) в подавляющем большинстве случаев наблюдается один и тот же качественный характер эволюции формы спектров от хорошо разрешенной магнитной СТС (секстет линий для ядер ^{57}Fe) при низких температурах к сильно размытой СТС при промежуточных температурах (скоростях релаксации D) и одиночной линии или квадрупольному дублету линий при высоких (левая колонка рис. 1). В литературе такое универсальное поведение качественно трактуется в рамках двухуровневой модели релаксации однодоменной ФМ-частицы, основанной на формуле (1). Для количественного же описания спектров используются многоуровневые релаксационные модели ФМ-частицы [9, 10], в том числе в магнитном поле [11].

В связи с этим возникает два вполне естественных вопроса: почему реализуется такое универсальное качественное поведение и как описывать количественные различия трансформации спектров наночастиц разной магнитной природы, если они вообще существуют? Для АФМ-частиц в литературе можно найти ответ на первый вопрос (правда, неточный): в соответствии с формулой (1) релаксирует нескомпенсированный спин. Неточность заключается в том, что спин мессбауэровского ядра взаимодействует с магнитным моментом собственного атома и реагирует прежде всего на релаксацию именно этого момента. Последняя, в свою очередь, зависит от обменного взаимодействия с магнитными моментами соседних атомов. В итоге ключевым параметром релаксации остается все же энергия анизотропии KV. При этом даже в случае идеальной АФМ-частицы релаксационные процессы имеют место. Наличие нескомпенсированного спина будет лишь модифицировать их. Более четкий ответ на первый вопрос дает простой анализ стандартного выражения для плотности энергии АФМ-частицы с аксиальной магнитной анизотропией:

$$E = J\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 - \frac{K}{2}(\cos^2\theta_1 + \cos^2\theta_2), \qquad (2)$$

где J – константа обменного взаимодействия ($J > 0$ для АФМ-частицы), $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ – намагниченности подрешеток ($M_1 = M_2 = M_0$), θ_1 и θ_2 – углы между векторами $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ и легкой осью. В рамках общепринятого (проверенного опытом для массивных АФМ-материалов [12]) предположения о малости энергии анизотропии по сравнению с обменной:

$$K = K/JM_0^2 \approx 10^{-5}\text{–}10^{-2}, \qquad (3)$$

для АФМ-частицы реализуются всего два эквивалентных локальных минимума энергии с $E_{\min}V = -JM_0^2V - KV$: при $\theta_1 = \pi - \theta_2 = 0$ и π. Эти минимумы разделены энергетическим барьером с величиной KV на линии $\theta_1 + \theta_2 = \pi$ в фазовой плоскости $(\theta_1\theta_2)$. При этом рельеф энергетического профиля вдоль указанной линии в точности соответствует рельефу ФМ-частицы:

$$E_{\mathrm{FM}} = -K\cos^2\theta. \qquad (4)$$

Для всех других направлений в плоскости $(\theta_1\theta_2)$ энергия резко возрастает в соответствии с выражениями (2) и (3). Таким образом, эффективный потенциал для АФМ-частицы с макроскопической точки зрения является практически одномерным, как в случае ФМ-частицы с энергией (4). Наличие нескомпенсированного спина приводит лишь к некоторому искажению этой идеализированной картины, поскольку степень декомпенсации имеет тот же порядок малости, что и нормированная константа анизотропии k в (3). Ответ на второй вопрос до сих пор не получен. В любом случае он требует прямого моделирования термодинамических характеристик с учетом обоих вкладов в энергию (2).

Наряду с “универсальной” релаксационной трансформацией мессбауэровских спектров наночастиц разной магнитной природы еще на заре мессбауэровской спектроскопии наблюдался принципиально иной характер эволюции формы спектров АФМ-частиц с температурой [13]. Впоследствии он был неоднократно подтвержден, причем исключительно для АФМ-частиц [7, 14, 15]. Качественные особенности этого эффекта демонстрирует рис. 1. В его правой колонке показаны спектры поглощения АФМ-частиц, рассчитанные по описываемой ниже схеме. Как видно из рисунка, в процессе перехода хорошо разрешенной СТС АФМ-частиц при низких температурах к высокотемпературной одиночной линии полностью отсутствует “стандартная” релаксационная компонента в виде сильно размытой СТС при промежуточных температурах. Линии остаются узкими во всем интервале температур, а с изменением температуры меняется лишь соотношение интенсивностей линий магнитной СТС и одиночной линии. (При наличии квадрупольного сверхтонкого взаимодействия вместо одиночной линии при высоких температурах наблюдается дублет линий [10].) Единственное объяснение этого эффекта было дано авторами работ [14] для частиц очень малого размера (порядка 1 нм) на языке магнитных переходов первого рода [16]. Однако такая трактовка является довольно искусственной. Во-первых, предполагаемое достаточно широкое распределение частиц по размеру должно неминуемо приводить к существенному уширению линий магнитной СТС вплоть до соответствующей температуры перехода. Во-вторых, прямым доказательством существования магнитного перехода первого рода является наличие гистерезиса на температурной зависимости намагниченности [17], которого никогда не наблюдалось для систем магнитных наночастиц. И в-третьих, этот эффект не является прерогативой очень мелких частиц, поскольку точно такая же качественная трансформация спектров с температурой наблюдалась в случае значительно более крупных (свыше 10 нм) АФМ-частиц [7, 13]. На самом деле такое поведение спектров сразу наталкивает на мысль о том, что этот эффект имеет квантовую природу, поскольку оно свидетельствует прежде всего об изменении с температурой заселенности хорошо определенных состояний: основного с большой величиной эффективного сверхтонкого поля на ядре H_{hf} и возбужденного (возбужденных) с малым (нулевым) значением H_{hf}, при условии, что релаксационные процессы достаточно медленны по сравнению с временем жизни ядра.

Основной целью настоящей работы как раз и является разработка простейшего формализма для описания термодинамики ансамбля идеальных (скомпенсированных) АФМ-частиц, в частности качественного отличия поведения АФМ- и ФМ-частиц, включая объяснение описанного выше экспериментально обнаруженного эффекта.

В течение последнего времени мы разрабатывали единую феноменологическую модель магнитной динамики ансамбля однодоменных ФМ-частиц, приемлемую для анализа как кривых намагничивания, так и мессбауэровских спектров в зависимости от температуры и внешнего поля [5, 10, 11, 18]. В процессе этой деятельности был выработан довольно общий подход. При этом для моделирования и количественного описания экспериментальных данных континуальную модель магнитной динамики, основанную, например, на выражении (2), с вычислительной точки зрения оказалось удобнее переписать в квантовомеханическом представлении [9–11] (хотя для ФМ-наночастиц квантовых эффектов в явном виде не наблюдалось). В нашем случае такое представление является вполне естественным. Запишем вместо плотности энергии (2) гамильтониан АФМ-частицы в удобном для последующего изложения виде:

$$\hat{H} = \frac{A}{S(S+1)}\left[\hat{\mathbf{S}}_1\hat{\mathbf{S}}_2 - \frac{k}{2}(\hat{S}_{z1}^2 + \hat{S}_{z2}^2)\right], \qquad (5)$$

где A – перенормированная константа обменного взаимодействия, $\hat{\mathbf{S}}_i$ – операторы макроспинов подрешеток, $\hat{S}_{zi}$ – операторы их проекций на ось анизотропии, $k = KV/A$, $S_1 = S_2 = S$.

В отсутствие анизотропии ($k = 0$) волновыми функциями нулевого приближения, в которых оператор обменного взаимодействия диагонален, являются волновые функции состояний с определенными значениями полного момента M. Сам же оператор можно заменить его собственными значениями [19]:

$$\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2 = \frac{1}{2}[M(M+1) - 2S(S+1)], \quad M = 0, 1, \ldots, 2S. \qquad (6)$$

Мультиплетное состояние со значением проекции суммарного момента $m = 0$ представляет собой набор $2S+1$ термов в виде суперпозиции состояний, каждое из которых характеризуется парой значений m_1 и m_2 проекций спинов подрешеток на ось квантования: $(m_1, m_2)_{m=0} = (S, -S)$, $(S-1, -S+1)$, ..., $(-S, S)$. При $A > 0$ (антиферромагнетизм) один из этих термов является основным состоянием, а еще один среди оставшихся - наивысшим. Все возбужденные состояния полного момента при $m \neq 0$ двукратно вырождены по знаку m. Число термов в каждом из вырожденных состояний уменьшается с ростом m на единицу. Например, $(m_1, m_2)_{\pm 1} = (\pm S, \mp(S-1))$, $(\pm(S-1), \mp(S-2))$, ..., $(\mp(S-1), \pm S)$ и т.д. Состояние с максимальным значением проекции полного момента состоит из двух вырожденных термов с $(m_1, m_2)_{\pm 2S} = (\pm S, \pm S)$ (см. рис. 2a).

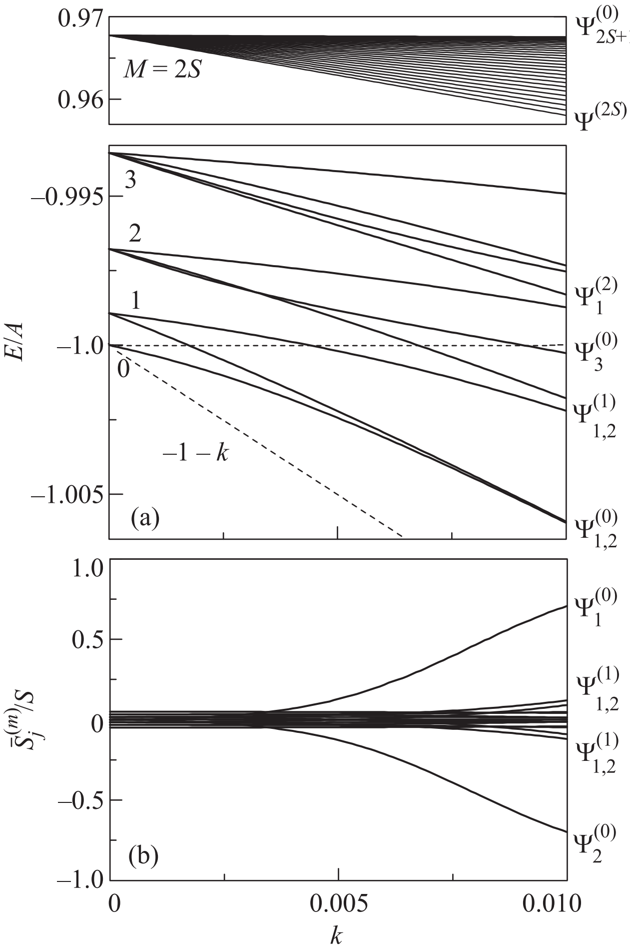

Рис. 2. Схема расщепления энергетических уровней (a) и значения среднего спина $\bar{S}^{(m)}_j/S$ (b) для низколежащих состояний АФМ-наночастицы с $S = 30$ в зависимости от нормированной константы анизотропии k. Для наглядности показан лишь каждый второй уровень верхнего мультиплетного состояния ($M = 2S$). Нумерация волновых функций $\Psi^{(m)}_j$ соответствует возрастанию энергии $E^{(m)}_j$ с увеличением j. Пунктирные линии показывают изменение относительного энергетического барьера KV/A

Наличие аксиальной магнитной анизотропии снимает вырождение состояний с определенными значениями M в соответствии с гамильтонианом (5), но при этом не смешивает состояния с разными значениями проекции m. Именно это обстоятельство позволяет сильно упростить процедуру расчета энергетических уровней АФМ-частицы для произвольных значений S в базисе волновых функций

$$\psi^{(m)}_i \equiv \psi^{(m)}_{m_1, m_2}. \tag{7}$$

В этом случае стационарные состояния частицы будут описываться волновыми функциями

$$\Psi^{(m)}_j = \sum_{i=1}^{2S+1-m} c^{(m)}_{ji} \psi^{m)}_i, \tag{8}$$

которые являются собственными функциями гамильтониана (5), т.е. удовлетворяют секулярным уравнениям

$$\hat{H}|\Psi^{(m)}_j\rangle = E^{(m)}_j |\Psi^{(m)}_j\rangle, \tag{9}$$

где $m = 0, \ldots, 2S$, $j = 1, \ldots, 2S+1-m$, $E^{(m)}_j$ – собственные значения энергии для каждого j-го состояния с заданным значением m. Простота расчетов обусловлена также трехдиагональной и симметричной относительно центра формой матриц, представляющих оператор (5) в базисе функций (7). Это, в частности, позволяет эффективно использовать симметричные и антисимметричные комбинации базисных функций (7) при решении задачи (9) [19].

Схема расщепления энергетических уровней АФМ-частицы с $S = 30$ в зависимости от константы анизотропии показана на рис. 2a. Этот рисунок уже демонстрирует качественное отличие энергетических схем для ФМ- и АФМ-частиц. В случае ферромагнетизма ($A < 0$) основным становится верхнее мультиплетное состояние ($M = 2S$ на рис. 2a). Оно представляет собой квазинепрерывный спектр, который независимо от значения константы анизотропии K формально описывается выражением (4), поскольку следующее возбужденное состояние ($M = 2S-1$) отстоит по энергии от основного на довольно большую величину, $\Delta E_{2S-1,2S} = 2A/(S+1)$. Именно поэтому магнитные и термодинамические свойства ансамбля ФМ-частиц можно описывать в макроскопической модели непрерывной диффузии [20], а квантовомеханическое представление выгодно использовать лишь для оптимизации вычислительной процедуры [9–11]. Для АФМ-частиц ($A > 0$) ситуация кардинальным образом меняется, в этом случае низколежащие мультиплетные состояния ($M \ll S$) разделены существенно меньшими интервалами, $\Delta E_{M,M-1} = 2AM/S(S+1)$, сравнимыми с энергией анизотропии KV в диапазоне (3). В результате схема расщепления энергетических уровней существенным образом зависит от конкретных значений константы K и спина S (см. рис. 2a и 3a).

Наиболее существенным обстоятельством в такой схеме расщепления уровней АФМ-частицы является переход от режима сильной связи магнитных моментов подрешеток ($\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$), когда значения k (или K) достаточно малы и термы с разными значениями m не пересекаются, к режиму слабой связи, когда для достаточно больших значений k формируются слаборасщепленные дублеты энергетических уровней, соответствующих волновым функциям $\Psi_{jj+1}^{(m)}$. В соответствии с (5) и (6) для наиболее низколежащих уровней каждого терма $\Psi_{1,2}^{(m)}$ с заданным m такой переход формально характеризуется эффективным параметром

$$\beta_{1,2}^{(m)} = kS^2/(m+1). \tag{10}$$

Режим сильной связи реализуется при $\beta_{1,2}^{(m)} \ll 1$, а режим слабой связи – при $\beta_{1,2}^{(m)} \gg 1$. Для других пар уровней критический параметр $\beta_{jj+1}^{(m)}$ монотонно растет с ростом j (см. рис. 2a и 3a). Такое поведение обусловлено разным характером разложения функций $\Psi_j^{(m)}$ по базисным функциям в (8). В режиме сильной связи это разложение симметрично по отношению к перестановкам m_1 и m_2 в (7) для каждой функции $\Psi_j^{(m)}$ ($|c_{j,m_1,m_2}^{(m)}| = |c_{j,m_2,m_1}^{(m)}|$). В режиме же слабой связи происходит локализация состояний ($|c_{j,m_1,m_2}^{(m)}| \gg |c_{j,m_2,m_1}^{(m)}|$), но симметрия по отношению к перестановкам сохраняется в волновых функциях эффективного дублета ($|c_{2j-1,m_1,m_2}^{(m)}| \approx |c_{2j,m_2,m_1}^{(m)}|$). Более подробный анализ такого поведения выходит за рамки настоящей статьи. Здесь же отмечу, что для небольших значений S в область макроскопического энергетического барьера попадает всего несколько уровней, например 5 для $S = 30$ и $k = 0.01$. При этом только два низших из них соответствуют режиму слабой связи (рис. 2a). С увеличением S число уровней в подбарьерной области и число дублетов растут (рис. 3a). При этом в соответствии с (10) наблюдается скейлинг в схемах расщепления уровней энергии (они идентичны, например, для $S = 30$, $k = 0.01$ и $S = 100$, $k \approx 0.001$).

Перейдем к непосредственному расчету физически наблюдаемых величин в рамках изложенной схемы. В наиболее простом, но физически оправданном предельном случае медленной (по сравнению с характерной частотой прецессии спинов) релаксации магнитных моментов [10, 11, 21, 22] стационарные состояния (8) можно характеризовать средним значением спина, одинаковым для каждой подрешетки в силу симметрии:

$$\bar{S}_j^{(m)} \equiv \bar{S}_{j1}^{(m)} = \bar{S}_{j2}^{(m)} = \pm\langle\Psi_j^{(m)^*}|\hat{S}_z|\Psi_j^{(m)}\rangle. \tag{11}$$

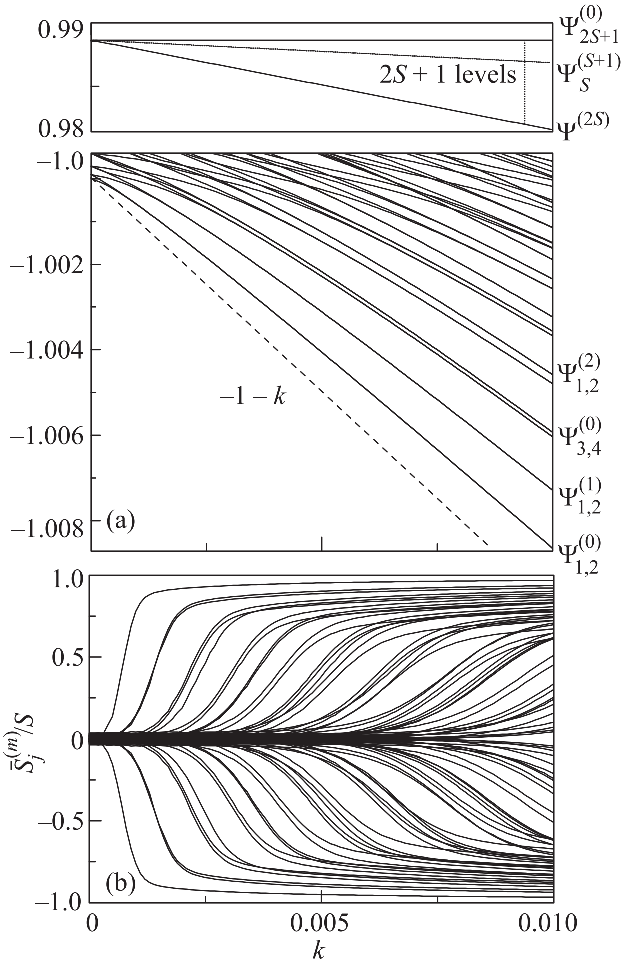

Рис. 3. Схема расщепления энергетических уровней (a) и значения среднего спина (b) для низколежащих состояний АФМ-наночастицы с $S = 100$ в зависимости от k. Нумерация волновых функций $\Psi_j^{(m)}$ соответствует возрастанию энергии $E_j^{(m)}$ с увеличением j. Пунктирные линии показывают изменение относительного энергетического барьера KV/A

Равновесное состояние ансамбля частиц в таком представлении описывается дискретным набором заселенностей этих состояний:

$$W_j^{(m)} = e^{-E_j^{(m)}/k_{\rm B}T} \Big/ \sum_{j,m} e^{-E_j^{(m)}/k_{\rm B}T}. \tag{12}$$

Как видно из рис. 2b и 3b, поведение среднего спина для низколежащих состояний фактически отражает отмеченные выше особенности формирования соответствующих схем расщепления энергетических уровней: небольшие значения $\bar{S}_j^{(m)}$ для “симметричных” состояний в режиме сильной связи, резкое увеличение этих значений по мере разрыва связи магнитных моментов подрешеток вплоть до насыщения $\bar{S}_j^{(m)}$ для сильно “локализованных” состояний в режиме слабой связи, а также скейлинг этих характеристик в соответствии с (10).

Для расчета мессбауэровских спектров ансамбля медленно релаксирующих АФМ-наночастиц в таком представлении можно воспользоваться результатами работ [10, 11, 22]. В них сечение поглощения гамма-кванта с энергией $E_\gamma = \hbar\omega$ в пределе медленной релаксации описывается довольно простыми выражениями:

$$\sigma(\omega) = \sigma_a \sum_{j,m} W_j^{(m)} L(\omega, \bar{S}_j^{(m)}/S), \qquad (13)$$

где σ_a – эффективная толщина поглотителя,

$$L(\omega, x) = \frac{\Gamma_0^2}{4} \sum_\alpha \frac{|C_\alpha|^2}{(\tilde{\omega} - x\omega_\alpha)^2 + \Gamma_0^2/4}, \qquad (14)$$

$\Gamma_0 \equiv \Gamma_0/\hbar$ – ширина уровня энергии возбужденного состояния ядра в частотных единицах, $\alpha = (m_e, m_g)$ нумерует сверхтонкие переходы с проекциями m_e и m_g спина ядра на направление сверхтонкого поля для основного и возбужденного состояний, коэффициенты Клебша–Гордона C_α определяют интенсивности переходов на резонансных частотах

$$\omega_\alpha = (g_e m_e - g_g m_g)\mu_N H_{hf}^{(0)}/\hbar, \qquad (15)$$

$g_{g,e}$ – ядерные g-факторы, μ_N – ядерный магнетон, $H_{hf}^{(0)}$ – сверхтонкое поле на ядре в пределе низких температур, $\tilde{\omega} = \omega - E_0/\hbar$, E_0 – энергия резонансного перехода. Как видно из выражений (13)–(15), расчет спектра поглощения сводится к усреднению по распределению эффективного сверхтонкого поля, которое задается дискретным набором значений $\bar{S}_j^{(m)}$, с весовыми множителями $W_j^{(m)}$.

Типичные спектры ансамбля идеальных АФМ-наночастиц с $S = 100$ и 1000, рассчитанные по формулам (5)–(9) и (11)–(15), показаны на рис. 1 и 3. Эти спектры отражают перечисленные ранее особенности формирования энергетической схемы АФМ-частиц, а также качественно демонстрируют неоднократно наблюдавшийся в эксперименте переход от хорошо разрешенной СТС АФМ-частиц при низких температурах к высокотемпературной одиночной линии при полном отсутствии широкой релаксационной компоненты при промежуточных температурах [7, 13–15]. Квантовая природа этого эффекта обусловлена изменением с температурой заселенностей основного состояния с большой величиной H_{hf} и возбужденных состояний с малым значением H_{hf} (рис. 2 и 3) при условии достаточно медленных релаксационных переходов между ними. При этом наличие скейлинга энергетической схемы в соответствии с (10) свидетельствует о том, что данный эффект должен наблюдаться (и наблюдался) для частиц разного размера, а не только для очень малых частиц. Отметим также, что с увеличением размера частиц (спина S) и/или константы анизотропии K энергетический спектр асимптотически стремится к квазинепрерывному (рис. 3), а в спектрах поглощения наблюдается асимметричная форма линий секстета (рис. 4), характерная для спектров ФМ-частиц в пределе медленной релаксации [10, 11, 22]. Этот факт отчасти объясняет наблюдавшуюся в экспериментах "универсальность" формы спектров наночастиц разной магнитной природы. Однако такое подобие – лишь кажущееся, поскольку, как видно из рис. 2 и 3, плотности энергетических состояний для ФМ- и АФМ-частиц в существенной степени отличаются.

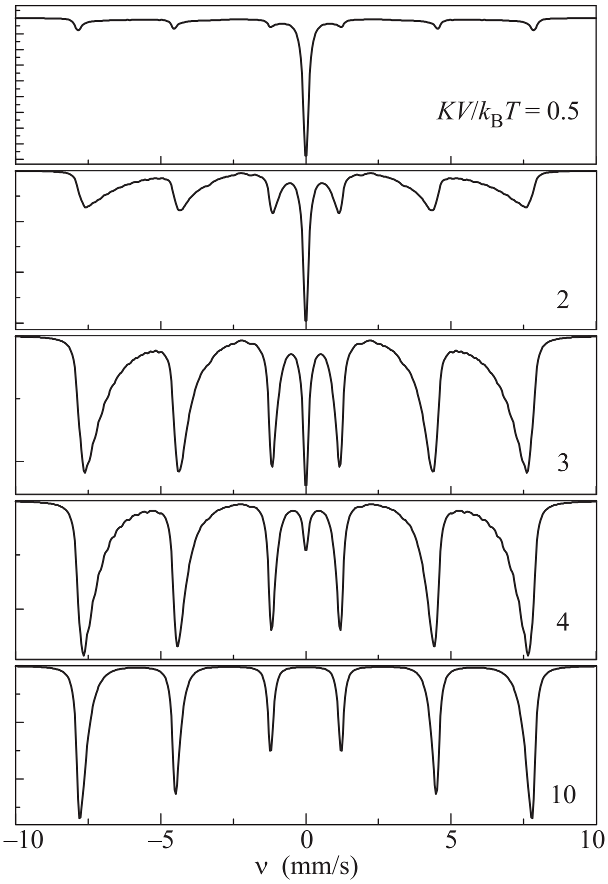

Рис. 4. Спектры поглощения ядер ^{57}Fe в ансамбле медленно релаксирующих ($D \ll \Gamma_0$) АФМ-наночастиц с $S = 1000$ и $k = 0.001$ для разных значений KV/k_BT

Для количественного описания всей совокупности экспериментальных спектров АФМ- частиц необходимо учитывать релаксационные процессы. Этот вопрос требует отдельного рассмотрения. Здесь же отмечу, что, в отличие от стандартной для ФМ-частиц трактовки магнитной динамики с учетом релаксационных переходов между соседними уровнями энергии термоактивационного типа [5, 9–11, 18, 20], для АФМ-частиц в режиме слабой связи на первый план выходит необходимость учета релаксационных переходов квантовой природы внутри дублетов в соответствии с (8). В частности, учет прежде всего именно таких процессов позволит количественно описать "квантовую" трансформацию экспериментальных спектров АФМ-частиц с температурой [7, 13–15].

В заключение отмечу, что развитый в настоящей работе формализм несложно обобщить на случай нескомпенсированного спина в АФМ-частицах, и даже ферримагнитных частиц, в рамках аналогичной трактовки гамильтониана (5) на языке мультиплетных состояний в базисе волновых функций (7) для $S_1 \neq S_2$ [19]. В случае кривых намагничивания и мессбауэровских спектров наночастиц, измеренных во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$, ситуация, естественно, усложняется (даже для ФМ-частиц [5, 11, 18, 22]), поскольку для произвольного направления $\mathbf{H}$ мультиплетные состояния с разными значениями проекции m смешиваются. Однако для наиболее информативного случая слабого (по сравнению с эффективным обменным полем) внешнего поля обобщение развитого формализма можно провести по теории возмущений [19]. Еще одним актуальным направлением дальнейших исследований в данной области является обобщение теории магнитных наночастиц на случай "метамагнетизма", когда магнитная анизотропия не мала по сравнению с обменным взаимодействием и соотношение (3) не выполняется [16]. При этом, например, для АФМ-частиц с энергией (2) при $k \geq 1$ реализуются не два, а две пары эквивалентных локальных минимумов энергии.

Автор выражает благодарность РФФИ за финансовую поддержку этой работы.

1. L. Néel, Ann. Geophys. **5**, 99 (1949).
2. L. Néel and C.R. Acad, Sciences, Paris **252**, 4075 (1961); **253**, 9 (1961); **253**, 203 (1961); **253**, 1286 (1961).
3. C. Gilles, P. Bonville, K.K.W. Wong, and S. Mann, Eur. Phys. J. B **17**, 417 (2000); Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов, С.В. Столяр и др., ФТТ **52**, 277 (2010).
4. G. Constabaris, R.H. Lindquist, and W. Kundig, Appl. Phys. Lett. **7**, 59 (1965).
5. M.A. Chuev and J. Hesse, in *Magnetic properties of solids* (ed. K.B. Tamayo), Nova Science Publishers, N.Y., 2009.
6. O. Hupe, M.A. Chuev, H. Bremers et al., J. Phys.: Condens. Matter. **11**, 10545 (1999).
7. F. Bodker, M.F. Hansen, C.B. Koch, et al., Phys. Rev. B **61**, 6826 (2000).
8. S. Morup, H. Topsøe, and J. Lipka, J. de Phys. **37**, C6-287 (1976).
9. D.H. Jones and K.K.P. Srivastava, Phys. Rev. B **34**, 7542 (1986).
10. М.А. Чуев, Письма в ЖЭТФ **94**, 312 (2011); M.A. Chuev, J. Phys.: Condens. Matter. **23**, 426003 (2011).
11. М.А. Чуев, ЖЭТФ **141** (2012) (в печати).
12. И.Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **32**, 1547 (1957).
13. W. Kündig, H. Bommel, G. Constabaris, and R.H. Lindquist, Phys. Rev. **142**, 7542 (1966); T.S. Shinjo, J. Phys. Soc. Jap. **21**, 917 (1966).
14. I.P. Suzdalev, V.N. Buravtsev, V.K. Imshennik et al., Z. Phys. D **37**, 55 (1996); И.П. Суздалев, А.С. Плачинда, В.Н. Буравцев и др., Химическая физика **17**, 104 (1998); И.П. Суздалев, Ю.В. Максимов, В.К. Имшенник и др., Российские нанотехнологии **4**, 102 (2009).
15. D.E. Madsen, M.F. Hansen, J. Bendix, and S. Morup, Nanotechnology **19**, 315712 (2008).
16. С.В. Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.
17. D.S. Rodbell and C.P. Bean, J. Appl. Phys. **33**, S1037 (1962).
18. A.M. Afanas'ev, M.A. Chuev, and J. Hesse, Phys. Rev. B **56**, 5489 (1997); А.М. Афанасьев, М.А. Чуев, Ю. Гессе, ЖЭТФ **113**, 1799 (1998); ЖЭТФ **116**, 1001 (1999); M.A. Chuev and J. Hesse, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 506201 (2007); M.A. Chuev, J. Phys.: Condens. Matter. **20**, 505201 (2008).
19. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Наука, 1974.
20. W.F. Brown, Jr., Phys. Rev. **130**, 1677 (1963).
21. М.А. Чуев, ЖЭТФ **135**, 280 (2009).
22. М.А. Чуев, В.М. Черепанов, М.А. Поликарпов, Письма в ЖЭТФ **92**, 21 (2010).