Физика низких температур, 1996, т. 22, № 8, с. 912–919

Особенности магнитного упорядочения в тяжелых редкоземельных металлах

Л. А. Боярский

Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирский государственный университет, Россия, 630090, г. Новосибирск, просп. Акад. М. А. Лаврентьева, 3
E-mail:boy@casper.che.nsk.su

Статья поступила в редакцию 15 февраля 1996 г., после переработки 17 апреля 1996 г.

Рассмотрены особенности антиферромагнитного превращения в тяжелых редкоземельных металлах, обладающих геликоидальной структурой (Tb, Dy, Ho), а также структурой, описываемой продольной волной спиновой плотности (Er, Tm). Отмечены соответствия и противоречия между теорией и экспериментом. Приведены доказательства существования промежуточных фаз вблизи точки Нееля. Обсуждена ситуация с возникновением точек соизмеримости магнитных и решеточных периодичностей. Рассмотрены некоторые модели, описывающие поведение металла вблизи этих особых точек.

Розглянуто особливості антиферомагнітного перетворення у важких рідкісноземельних металах, що мають гелікоідальну стурктуру (Tb, Dy, Ho), а також структуру, яка описана поздовжньою хвилею спінової густини (Er, Tm). Відзначено відповідності і суперечності між теорією та експериментом. Наведено докази існування проміжних фаз поблизу точки Неєля. Обговорено ситуацію з виникненням точок спільновимірності магнітних і граткових періодичностей. Розглянуто деякі моделі, які описують поведінку металу поблизу цих особливих точок.

Вместо предисловия

Изложенный материал может быть воспринят как своеобразный отчет о проделанной работе. Дело в том, что более четверти века назад, когда с одобрения светлой памяти Петра Георгиевича Стрелкова мы начали изучать фазовые переходы в редкоземельных металлах, поддержку во внешнем, по отношению к нашей лаборатории, мире мы нашли только у Бориса Георгиевича Лазарева. Впрочем, это естественно, поскольку Борис Георгиевич всегда с пониманием относился к своим ученикам, а тем более к ученикам своих учеников (автор этих строк имел счастье учиться у Евгения Станиславовича Боровика). Другое обстоятельство—РЗМ всегда привлекали внимание Бориса Георгиевича, причем это внимание не ослабело и по сей день [1].

В те далекие годы я привез на семинар во ФТИ результаты первого исследования. Речь шла о ферромагнитном превращении в гадолинии, влиянии на критический индекс магнитной восприимчивости примесей d-металлов, в первую очередь железа [2]. Выяснилось, что даже малые, порядка 0,01 ат. %, примеси Fe «размагничивают» гадолиний, уменьшают величину критического индекса γ. Позднее Набутовской было показано [3], что при концентрации железа порядка 1 ат. % наблюдается расщепление пика производной электросопротивления, что связывалось с образованием гетерофазной структуры. Эти работы, однако, уже стали достоянием истории, а дальнейшие наши усилия были связаны с изучением антиферромагнетизма редких земель. Об этом и пойдет речь далее. Что же касается Бориса Георгиевича, то последние наши работы обсуждались с ним на конференции в Дубне в 1994 году.

Антиферромагнитное превращение

Геликоидальная структура—тербий, диспрозий, гольмий

Согласно современным теоретическим представлениям [4], антиферромагнитные системы тяжелых редких земель, в которых ось легкого намагничения лежит в базисной плоскости ГПУ решетки, характеризуются четырехкомпонентным параметром порядка. Ниже точки Нееля Tb, Dy, Ho обладают неколлинеарной магнитной структурой типа «простая спираль». Ренорм-групповой анализ соответствующего гамильтониана [4] привел к выводу, что процесс температурного разупорядочения протекает как фазовый переход II рода. Были получены значения критических индексов, в частности, для магнитного вклада в теп-

© Л. А. Боярский, 1996

лоемкость и температурных производных электросопротивления и магнитной восприимчивости ($\alpha = -0{,}17$). Напомним, что в критической области хорошей термодинамической переменной следует считать приведенную температуру $\tau = |T - T_N|/T_N$. Указанные выше величины выражаются как степенные функции τ, показатель степени и называется критическим индексом. В какой мере теория соответствует реальности? Имевшиеся в литературе экспериментальные данные были противоречивы (см., например, [5–7]), что могло быть связано как с несовершенством образцов, так и с различием в подходах к статистической обработке результатов измерений.

Вкратце рассмотрим вопрос о влиянии примесей и несовершенства структуры кристалла на его критическое поведение. Изучение поликристаллического образца диспрозия сравнительно невысокой чистоты (резистное отношение $RRR = R(300\text{K})/R(4{,}2\text{K}) = 14$) [8,9] позволило сделать вывод, что при $T < T_N$ поведение измеряемых характеристик может быть описано в рамках теории. Однако значения точек Нееля, определенные по аномалиям этих характеристик, оказались различными. Пропорциональность между C_M, $d\rho/dT$ и $d\chi/dT$ могла быть получена только в том случае, если сравнивать между собой точки, измеренные при одинаковых значениях приведенной температуры, причем сами значения τ для каждого из свойств отсчитывались от «своего» экстремума. Было высказано предположение, что расхождение в значениях T_N связано с неодинаковым по отношению к разным свойствам влиянием примесей. Образно говоря, чем сильнее данное свойство связано с решеткой кристалла, его фононным спектром, тем большее влияние примесей это свойство должно испытывать. Действительно, самая низкая точка Нееля была получена при измерении теплоемкости (примеси, как известно, понижают температуру перехода [10]), а самая высокая— при измерении магнитной восприимчивости. Разница в значениях T_N превосходила 1 К. Позднее [11–18] было показано, что измерения образцов РЗМ с $RRR > 80$ приводят к совпадению значений точек Нееля по разным свойствам и к критическим индексам, укладывающимся в рамки теории.

Здесь уместно вернуться к вопросу о корректности статистической обработки результатов измерений. На наш взгляд, методика обработки данных по различным свойствам должна быть единой, обеспечивать адекватность и устойчивость аппроксимаций. Сущность разработанного нами [11] единого подхода такова. Магнитный вклад в теплоемкость определяется вычитанием из экспериментальной кривой теплоемкости изоморфного немагнитного металла (иттрий, лютеций), а производные электросопротивления и восприимчивости вычисляются безразностным методом численного дифференцирования. Полученные значения аппроксимируются по методу наименьших квадратов степенной функцией вида $y = A + B\{|T - T_N|/T_N\}^{-\alpha}$, причем значения T_N и α варьируются в широких пределах с заданным шагом. Адекватность аппроксимаций экспериментальным результатам контролируется по анализу остатков. Проверка же устойчивости заключается в аппроксимации данных при отбрасывании части точек на краях исследуемого интервала. Решение считается устойчивым, если такое отбрасывание не приводит к значимому изменению аппроксимирующей функции.

Таким образом, использование более или менее чистых монокристаллов и строгость статистического анализа результатов измерений позволили установить, что при $T < T_N$ имеется область приведенных температур, в которой поведение РЗМ со структурой «простая спираль» описывается в рамках флуктуационной теории фазовых переходов II рода.

Однако выше точки Нееля между теорией и экспериментом соответствие отсутствует. Производные электросопротивления и восприимчивости не пропорциональны друг другу, значения критического индекса, получаемые из измерений теплоемкости и электросопротивления, выходят за рамки теоретических предсказаний.

Причина наблюдаемых расхождений заключена в особенностях неколлинеарной магнитной структуры РЗМ [19]. В коллинеарном антиферромагнетике при приближении к точке Нееля со стороны высоких температур корреляция двух спинов приводит к появлению антипараллельной пары с нулевым магнитным моментом. В геликоидальном антиферромагнетике при корреляции спины сразу же устанавливаются под некоторым углом [20], так что скоррелированная пара обладает отличной от нуля проекцией момента на выбранное направление (например, слабое «измерительное» магнитное поле). Отличная от нуля проекция будет существовать до тех пор, пока радиус корреляции не станет равным длине геликоида.

В соответствии с этой моделью восприимчивость в указанной области температур должна описываться, по аналогии с ферромагнитным случаем, степенной функцией типа $\tau^{-\gamma}$ (восприимчивость, а не ее производная!) Индекс γ, вообще говоря, может отличаться от теоретического значения

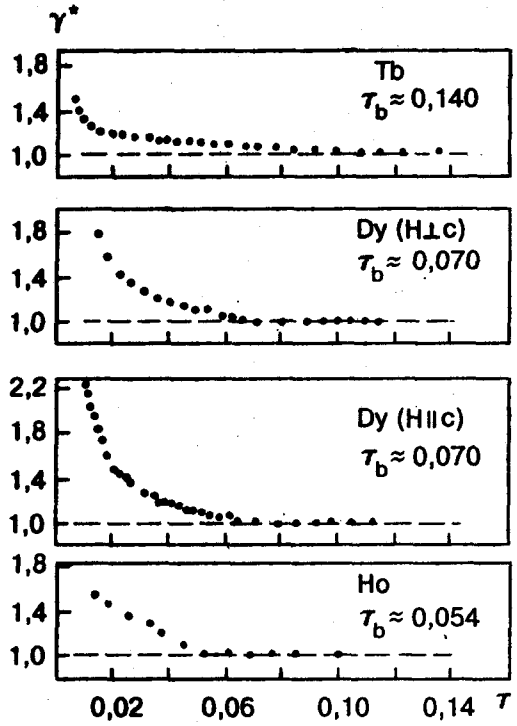

Рис. 1. Определение области квазиферромагнитных корреляций.

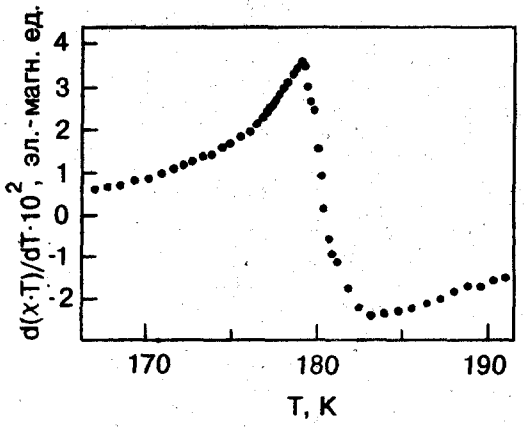

Рис. 2. Аномальное поведение производной восприимчивости диспрозия вблизи точки Нееля (монокристалл, поле в базисной плоскости).

1,33; ясно лишь, что если, следуя [21], ввести эффективный индекс γ^*, то последний должен изменяться от некоторой величины, большей единицы вблизи точки перехода, до единицы, приближаясь к ней асимптотически. На рис. 1 представлен вычисленный критический индекс γ^* как функция приведенной температуры для поликристаллических тербия и гольмия и для монокристалла диспрозия. Здесь введено граничное значение приведенной температуры τ_b, при которой можно полагать, что критический индекс достиг единичного значения. Величина τ_b соответствует точке, в которой радиус корреляции сравнивается с расстоянием между двумя ближайшими спинами вдоль гексагональной оси кристалла. Корреляция в объеме геликоида происходит в интервале от τ_b до значения τ_{min}, соответствующего минимуму на кривой $d(\chi T)/dT = f(T)$ (см. рис. 2). Этот минимум располагается при достаточно малых значениях τ, так что при качественном сравнении величин $\tau_b - \tau_{min}$ для разных металлов отличием τ_{min} от нуля можно пренебречь. Тогда, если взять отношения τ_b для тербия, диспрозия и гольмия, получим 0,140:0,070:0,054 = 9,0:4,5:3,5. Значения, расположенные справа от знака равенства, соответствуют выраженным в единицах параметра решетки длинам геликоидов указанных металлов вблизи их точек Нееля. Этот результат свидетельствует в пользу высказанной гипотезы о характере корреляции в геликоидальных РЗМ. Подобного рода соответствие между величинами τ_b и определенными нейтронографически длинами геликоидов наблюдались также на всех других образцах РЗМ и их бинарных сплавов [12, 17, 18].

Анализ поведения исследуемых веществ в непосредственной близости к T_N привел [22–24] к гипотезе еще об одном возможном механизме перехода в упорядоченное состояние. В геликоидальных РЗМ обменные константы внутриплоскостного J_0 и межплоскостного J_1 и J_2 взаимодействий (с первыми и вторыми соседствами соответственно) характеризуются соотношением $J_0 > J_1 > J_2$. В свете этого разумным выглядит предположение, что радиус корреляции в плоскости r_0 может быть больше, чем радиус корреляции вдоль оси шестого порядка r_1. Если выполняется более сильное соотношение $r_0 >> r_1$, то вблизи перехода при $T > T_N$ может реализоваться ситуация, описываемая в рамках квазидвумерной XY модели. В этом случае магнитные моменты в плоскости образуют вихревые структуры. Интересующие нас величины, в частности теплоемкость, вблизи температуры упорядочения T_0 (вообще говоря, не обязательно совпадающей с T_N) описываются функцией Костерлица [25, 26]: $C_M/T = A + Bt^2 \exp(-b/\sqrt{T})$, где $t = |T - T_0|/T_0$. Анализ данных [22, 24] показал, что у тербия и диспрозия вблизи максимума $C_p(T)$ имеются температурные интервалы, в кото-

рых экспериментальные точки укладываются на соответствующую приведенной формуле кривую.

При дальнейшем охлаждении кристалла разрушение вихревого состояния может быть следствием роста анизотропии в базисной плоскости. Примеси, по-видимому, активизируют этот процесс, ограничивая рост радиуса корреляции в плоскости и тем самым трехмеризуя систему. Более строгий учет квазидвумерности может привести к образованию более сложных, чем плоские вихри, нелинейных конфигураций солитонного типа. В работе [27] рассмотрены солитонные возбуждения в легкоплоскостном магнетике. Такие вихревые конфигурации обладают отличной от нуля компонентой магнитного момента вдоль оси шестого порядка. Это приводит к аномалии продольной восприимчивости, которая и наблюдалась в эксперименте [23].

Продольная волна спиновой плотности—эрбий, тулий

В отличие от рассмотренных выше металлов эрбий и тулий вблизи T_N характеризуются анизотропией типа «легкая ось», что приводит к магнитной структуре, описываемой продольной волной спиновой плотности (ПВСП). Этому соответствует двухкомпонентный параметр порядка, а значение критического индекса α должно быть близким к нулю [28].

Нами было проведено исследование магнитной восприимчивости, теплоемкости и электросопротивления монокристаллов эрбия и тулия вдоль оси шестого порядка. Температурные производные восприимчивости и электросопротивления вычислялись, как и ранее, безразностным методом численного дифференцирования, магнитный вклад в теплоемкость — вычитанием из измеренной теплоемкости значений теплоемкости чистого иттрия, которая также измерена нами. Резистное отношение *RRR* для образцов было равным 52 для тулия и 80 — для эрбия.

На первый взгляд, результаты эксперимента не противоречат теоретическим предсказаниям. Действительно, с точностью до нескольких милликельвинов температурный гистерезис вблизи точки Нееля отсутствует; по-видимому, антиферромагнитное превращение можно считать фазовым переходом II рода. Однако более подробное рассмотрение приводит к выводу о существенных отличиях свойств эрбия и тулия от теоретической модели, равно как и от экспериментальных данных, полученных на фторидах марганца и железа [29]. Во-первых, форма кривой $d\chi/dT$ близка

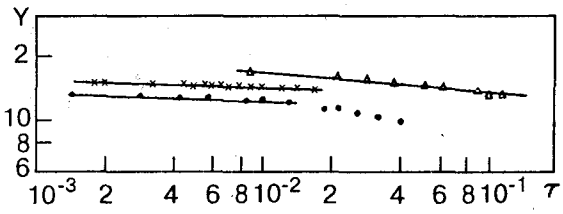

Рис. 3. Критическое поведение эрбия при $T < T_N$. По оси ординат Y приведены: производная электросопротивления dR/dT, $\alpha \cong 0{,}03$; $0{,}002 < \tau < 0{,}015$ (●); магнитный вклад в теплоемкость C_M, $\alpha \cong 0{,}015$; $0{,}008 < \tau < 0{,}20$ (×); производная магнитной восприимчивости $d\chi/dT$, $\alpha \cong 0{,}07$; $0{,}01 < \tau < 0{,}10$ (△).

к наблюдаемой для геликоидальных РЗМ, т.е. имеется резкий спад выше точки Нееля. Во-вторых, хотя можно выделить интервал приведенных температур τ, в котором поведение указанной производной близко к логарифмическому (что соответствует нулевому значению критического индекса), этот интервал мал и располагается при достаточно больших значениях приведенной температуры.

Количественный анализ критического поведения эрбия и тулия затруднен, с одной стороны, тем, что аномалии в точке Нееля выражены весьма слабо, с другой стороны, несовершенством наших кристаллов (значения точек Нееля, измеренные по различным свойствам, расходятся примерно на 0,5 К). На качественном же уровне (см. рис. 3, 4 и подписи к ним) можно выделить достаточно узкие интервалы приведенных температур, в которых измеренные характеристики описываются степенными функциями с малыми значениями индекса, однако интервалы эти узки, не совпадают по интервалам τ для разных свойств и отличаются значениями индекса α. Температуры Нееля по маг-

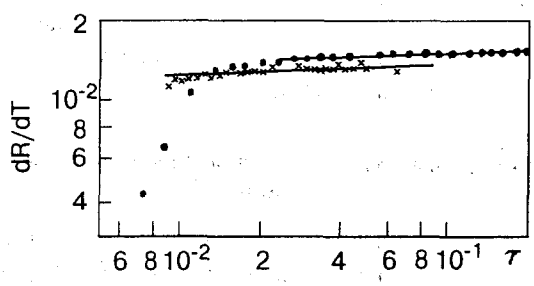

Рис. 4. Критическое поведение эрбия и тулия при $T > T_N$: Er; $\alpha \cong 0{,}04$; $0{,}03 < \tau < 0{,}20$ (●); Tm; $\alpha \cong 0{,}04$; $0{,}01 < \tau < 0{,}08$ (×).

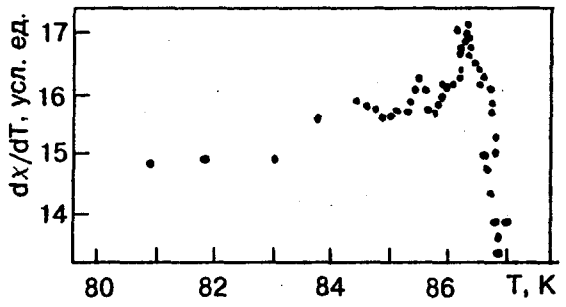

Рис. 5. Аномальное поведение производной восприимчивости эрбия . T_N = 86,2 K. Дополнительный пик при T = 85,5 K соответствует значению τ = 0,008.

нитным свойствам с точностью до 0,1 K определены нами как 86,2 K для эрбия и 56,5 K — для тулия. Значения критического индекса и интервалы приведенных температур даны в подписях к рис. 3 и 4. Тот факт, что температурные производные электросопротивления эрбия и тулия ведут себя сходным образом, расходится с утверждением [30], что сохранение на нейтронограммах эрбия вплоть до точки Нееля высших нечетных гармоник, обусловленное следами низкотемпературной спиральной структуры, сказывается на поведении металла вблизи температуры Нееля (как известно, в тулии такая магнитная структура не наблюдается вовсе).

В непосредственной близости к T_N ($\tau \cong 8 \cdot 10^{-3}$) обнаружен дополнительный пик производной восприимчивости эрбия (*рис. 5*), свидетельствующий, на наш взгляд, о существовании в критической области неких специфических возбуждений солитонного типа, возможно, родственных обсужденным выше возбуждениям в геликоидальных металлах. По-видимому, в тулии также имеет место этот эффект. Характер и структура промежуточных фаз, возникающих в процессе антиферромагнитного превращения, требует более тщательного исследования. Подобного рода работа предъявляет высокие требования как, в первую очередь, к совершенству и чистоте кристаллов, так и к методике эксперимента.

Соизмеримость кристаллических и магнитных периодов

Антиферромагнитные редкие земли характеризуются длиннопериодными магнитными структурами, параметры которых в общем случае несоизмеримы с длинами кристаллографических осей. С изменением температуры длины обоих периодов меняются, при этом может оказаться энергетически выгодным переход в соизмеримую фазу (lock-in переход), т.е. фазу, в которой магнитный и решеточный периоды относятся друг к другу как целые числа. Таких точек, вообще говоря, может быть бесконечное множество, однако на опыте удается наблюдать сравнительно малое количество точек соизмеримости, когда соотношение $m{:}n$ выражается небольшими числами. Лишь в самых совершенных кристаллах удается наблюдать эффекты, связанные с соизмеримостью, кратной более чем 20-ти периодам решетки вдоль оси шестого порядка. И второе обстоятельство: если кристалл недостаточно однороден, то lock-in переход не осуществляется, и точку соизмеримости можно считать изолированной (кросс-точка). В этих точках возникают характерные аномалии термодинамических и кинетических характеристик, однако переход в соизмеримую фазу, по крайней мере в пределах точности эксперимента, не происходит. К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал, касающийся исследования эффектов соизмеримости в эрбии и гольмии [31–43]. Вопрос о точках соизмеримости в диспрозии, где их достаточно много (сводную таблицу точек соизмеримости в РЗМ см. в [44]), оставим в стороне, поскольку при относительно высоких температурах (90–175 K) точные определения затруднены из-за термического воздействия.

Температурная зависимость волнового вектора магнитной структуры $q(T)$, как и сам тип этой структуры, определяется балансом энергий кристаллического поля, обменного и магнитоупругого взаимодействий. Термодинамический анализ [28] показывает, что анизотропные члены гамильтониана приводят к сильной нелинейности по параметру порядка—средней намагниченности на атоме $S(r)$. Результатом этого являются рост высших гармоник по q и образование доменной структуры. Кроме одноосной анизотропии в ряде работ (например, [31, 32]) рассмотрена анизотропия в базисной плоскости. Учет этого обстоятельства привел к развитию популярной в настоящее время модели spin-slip. Сущность модели заключается в том, что при наличии инициирующего магнитного поля вблизи точек соизмеримости происходит «проскальзывание» момента, моменты оказываются привязанными к кристаллографическим осям в базисной плоскости, причем для сохранения длины периода в среднем поворот момента при смещении вдоль оси шестого порядка происходит не всегда. Несмотря на то, что подобная модель вызывает ряд возражений, связанных с необходимостью отнюдь не малых энергетических вкладов,

инициирующего поля и т.п., с ее помощью удается объяснить ряд экспериментов, в особенности по рассеянию нейтронов [34, 36].

Прежде чем перейти к несколько отличным от модели spin-slip вариантам интерпретации экспериментальных данных, обратимся к результатам наших измерений (см., например, [30, 45]). Основное внимание было уделено температурным зависимостям электросопротивления, магнитной восприимчивости и теплоемкости эрбия. В качестве образцов использованы монокристаллические сколы друзы, полученной методом двойной вакуумной дистилляции. Резистное отношение для разных кристалликов составляло от 80 до 100. Аномалии на экспериментальных кривых (рис. 6) обнаружены в ряде особых точек, соответствующих температурам фазовых переходов: точке Нееля (87 K), переходу от структуры ПВСП к сложной спирали (появлению, наряду с ПВСП, геликоидальной компоненты момента в базисной плоскости при 53 K), а также в двух точках соизмеримости — при 22 K ($m{:}n = 1{:}4$, lock-in точка или захват) и 33 K ($m{:}n = 4{:}15$, cross-point). Характерно, что вблизи всех особых точек (кроме температуры Нееля) имеет место температурный гистерезис. В этих точках обнаружен тепловой эффект, что в совокупности позволило нам сделать вывод, что все переходы типа порядок — порядок в эрбии являются фазовыми переходами первого рода. Особо следует отметить ситуацию в кросс-точке. Как указывалось выше, аномалию в этой точке мы рассматриваем как изолированную в силу несовершенства кристалла. Для морфологически совершенных кристаллов эрбия и гольмия [31, 32] в опытах с использованием синхротронного излучения все точки соизмеримости оказались точками захвата магнитной структуры решеткой. Однако суть дела от этого мало меняется. На качественном уровне полученные результаты можно объяснить, предположив, что вблизи точек соизмеримости образуются домены с отличающимися периодами магнитной структуры, разделенные границами, которые обладают ферромагнитными моментами. Эти доменные стенки (их принято толковать как возбуждения солитонного типа) и вносят основной вклад в квазистатическую восприимчивость или (что в данном случае то же самое) магнитный момент, приводя к температурному гистерезису, характерному для фазового перехода первого рода. Иными словами, мы предполагаем, что переход в соизмеримую фазу происходит путем характерного зародышеобразования с естественным в таких случаях сосуществованием фаз.

Гипотеза о ферромагнитном характере возбуждений вблизи точек соизмеримости подтверждается измерениями кривых намагничивания в относительно слабых, до 1 кЭ полях как вблизи, так и вдали от особых точек (рис. 7). Видно, что вблизи особых точек возникают существенная нелинейность кривых и магнитный гистерезис.

Справедливости ради заметим, что в рамках модели spin-slip можно более или менее адекватно объяснить появление температурного гистерезиса вблизи точек соизмеримости, однако магнитный гистерезис и нелинейность намагничения плохо укладываются в упомянутое прокрустово ложе. Действительно, вне точек соизмеримости в магнитном поле возникают сгруппированные спирали (bunching), однако намагничение при этом остается линейным в полях, слабых по сравнению с первым критическим, которое соответствует переходу в веерную структуру. Нелинейные эффекты наблюдаются только вблизи точек соизмеримости, что вместе с пусть небольшим, но надежно регистрируемым тепловым эффектом при измерении

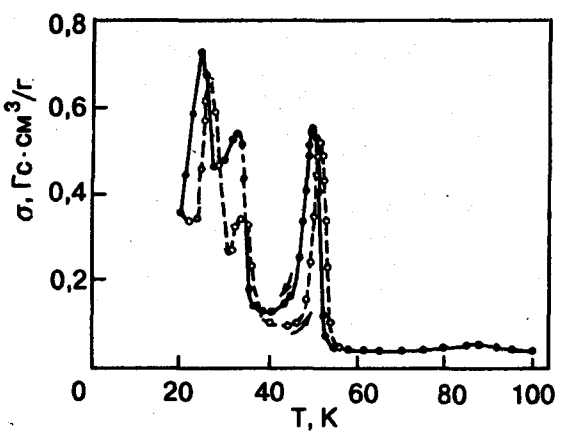

Рис. 6. Температурная зависимость магнитного момента эрбия.

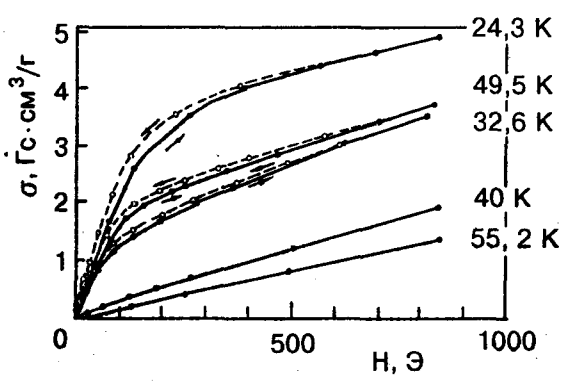

Рис. 7. Кривые намагничения антиферромагнитного эрбия.

теплоемкости, свидетельствует о фазовом переходе I рода и о сосуществовании фаз с различными длинами периодов. Таким образом, смеем утверждать, что гипотеза о возникновении дополнительной доменной структуры с термодинамической точки зрения может быть признана вполне реалистичной.

Что же касается микроскопической картины происходящих явлений, то следует напомнить о существенной роли электронов проводимости в возникновении дальнего магнитного порядка в редких землях. Влияние особенностей поверхности Ферми РЗМ на эффекты соизмеримости были рассмотрены нами ранее [44, 46].

Электроны проводимости испытывают дифракцию на волне плотности магнитного момента и меняют свой энергетический спектр. Перестройка спектра состоит в появлении системы микрощелей на плоскостях брэгговской дифракции в k-пространстве при $\mathbf{k} = (n\mathbf{G} + m\mathbf{q})/2$, где $\mathbf{G}$ — вектор обратной решетки кристалла; $\mathbf{q}$ — волновой вектор магнитной структуры; m и n — целые числа. Наиболее существенно изменение топологии поверхности Ферми тяжелых РЗМ вблизи горизонтальных участков на «рукавах» квазицилиндрической формы, ответственных за пик электронной восприимчивости и возникновение основной гармоники магнитной структуры. Вблизи точки соизмеримости микрощель сливается с основной щелью кристалла, при этом особенности в поведении $q(T)$ и сопротивления $R(T)$ взаимно пропорциональны, что нетрудно заметить, если сравнить экспериментальные кривые, полученные методом дифракции нейтронов [47] с нашими данными по электросопротивлению [30]. Увеличение эффективной площади параллельных участков на поверхности Ферми вызывает рост магнитной восприимчивости, о котором было сказано выше. Таким образом, в рамках предложенной модели удается объяснить наблюдаемые эффекты. Справедливости ради следует заметить, что предложенная модель и spin-slip представление не находятся в непримиримом противоречии друг с другом. По-видимому, окончательную точку в построении теории эффектов соизмеримости в длиннопериодных магнитных структурах ставить рано.

О примесях и совершенстве кристаллов

Ранее мы уже заметили, что кристаллы с $RRR > 80$ позволили получить надежные данные о критическом поведении Tb, Dy и Ho. Однако эта же степень чистоты оказалась недостаточной в случае эрбия и тулия. В то же время, как это следует из анализа литературных данных, металлы с явно более высоким содержанием примесей позволили обнаружить аномалии в точках соизмеримости с высокими значениями отношения $m{:}n$. Действительно, в работе [38] значения точки Нееля эрбия, определенные по магнитной восприимчивости, электросопротивлению и коэффициенту линейного расширения, расходятся примерно на 2 K. В то же время авторы наблюдали аномалии в точках соизмеримости с $m{:}n = 5{:}19$ и 6:23, недоступных для обнаружения на наших, якобы более чистых, кристаллах. Наверное, в этом ничего удивительного нет, если принять во внимание, что для наблюдения эффектов соизмеримости с высокими значениями $m{:}n$ решающую роль играет морфологическое совершенство кристалла, а для физики фазовых переходов важно минимизировать дополнительное рассеяние электронов на примесях. Последние, впрочем, и в явлениях соизмеримости играют не последнюю роль, поскольку они препятствуют захвату магнитного периода решеткой, что приводит к появлению кросс-точек.

Заключение

Мы рассмотрели лишь основные аспекты наших работ по исследованию редкоземельных антиферромагнетиков. За пределами статьи остались результаты, полученные на разбавленных сплавах с $3d$-металлами, на бинарных сплавах РЗМ и, главное, наши исследования европия — металла, стоящего особняком в ряду РЗМ. Последний пробел восполняет статья В. Диковского и др. в следующем номере журнала. Автор приносит извинения читателям за несколько облегченный стиль изложения, однако не грех вспомнить, что во времена научной молодости Б.Г. Лазарева образность языка входила в число непременных требований к авторам научных публикаций.

Автор приносит глубокую признательность А. З. Паташинскому, Б. Г. Лазареву, Ю. П. Ирхину за плодотворные дискуссии и ценные советы, а также многочисленным коллегам, в соавторстве с которыми была получена большая часть результатов.

1. Б.Г. Лазарев, Л.С. Лазарева, Н.А. Черняк, А.А. Чупиков, П.А. Куценко, Б.К. Прядкин, В.З. Спусканюк, И.М. Коваленко, *XXX Сов. по физ. низ. температур*, Тез. док., ч. 2, 131 (1994).
2. Л. А. Боярский, М. А. Стариков, *ФТТ* **10**, 1442 (1968).
3. О. А. Набутовская, *ФТТ* **15**, 2181 (1973).
4. P. Bak and D. Mukamel, *Phys. Rev. B: Solid State*, **13**, 5086 (1976).
5. L. Jennings, E. Stanton, and F. Spedding, *J. Chem. Phys.* **27**, 909 (1957).
6. S. Gerstein, M. Griffel, L. Jennings, S. Miller, R. Skochdopole, and F. Spedding, *J. Chem. Phys.* **27**, 394 (1957).
7. I. Balberg and A. Maman, *Physica* **B96**, 54 (1979).

8. Е. Б. Амитин, Ю. А. Ковалевская, Ф. С. Рахменкулов, И. Е. Пауков, *ФТТ* **12**, 774 (1970).
9. Л. А. Боярский, М. А. Стариков, *ФТТ* **12**, 3179 (1970).
10. М. А. Микулинский, *УФН* **110**, 213 (1973).
11. Е. Б. Амитин, В. Г. Бессергенев, Л. А. Боярский, Ю. А. Ковалевская, О. Д. Чистяков, Е. М. Савицкий, *ФТТ* **24**, 245 (1982).
12. В. Г. Бессергенев, Л. А. Боярский, *ФТТ* **24**, 1822 (1982).
13. Е. Б. Амитин, В. Г. Бессергенев, Ю. А. Ковалевская, *ЖЭТФ* **84**, 205 (1983).
14. Л. А. Боярский, М. А. Стариков, *ФТТ* **15**, 597 (1973).
15. Л. А. Боярский, М. А. Стариков, *ФТТ* **14**, 1833 (1972).
16. Л. А. Боярский, А. Д. Рожковский, М. А. Стариков, *ФТТ* **15**, 940 (1973).
17. Л. А. Боярский, Ф. М. Земеров, А .И. Романенко, *ФТТ* **16**, 3112 (1974).
18. Л. А. Боярский, Ф. М. Земеров, А. И. Романенко, *ФТТ* **17**, 1050 (1975).
19. Л. А. Боярский, М. А. Стариков, *ФТТ* **15**, 1268 (1973).
20. А. Г. Манджавидзе, Г. А. Харадзе, *Письма в ЖЭТФ* **10**, 68 (1969).
21. М. Фишер, *Природа критического состояния*, Мир, Москва (1968).
22. В. Г. Бессергенев, Автореф. дис. канд.физ.-мат.наук, Уральский госуниверситет, Свердловск (1984).
23. В. Г. Бессергенев, *ФТТ* **26**, 879 (1984).
24. Е. Б. Амитин, В. Г. Бессергенев, Ю. А. Ковалевская, *ФТТ* **26**, 1044 (1984).
25. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
26. J. M. Kosterlitz, *J. Phys.* **C7**, 1046 (1974).
27. А. М. Косевич, В. П. Воронов, И. В. Манжос, *ЖЭТФ* **84**, 148 (1983).
28. Ю. А. Изюмов, *УФН* **144**, 439 (1984).
29. D. P. Belanger, *J.Magn. Magn. Matter.* **31-34**, 1095 (1983).
30. А. Г. Блинов, Л. А. Боярский, Е. М. Савицкий, А. П. Тарасенко, О. Д. Чистяков, *ФТТ* **25**, 980 (1983).
31. D. Gibbs, D. E. Moncton, K. L. D'Amico, J. Bohr, and B. H. Grier, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 234 (1985).
32. D. Gibbs, J. Bohr, J. D. Axe, D. E. Moncton, and K. L. D'Amico, *Phys. Rev.* **B34**, 8182 (1986).
33. A. M. Venter and P. de V. du Plessis, *Int. Conf. on Magnetism, Abstracts*, Warsawa, Poland, 759 (1994).
34. R. A. Cowley and J. Jensen, *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 9673 (1992).
35. H. U. Astrom and G. Benediktsson, *J. Phys.: Condens. Matter* **1**, 4381 (1989).
36. H. Lin, M. F. Collins, T. M. Holden, and W. Wei, *Phys.Rev.* **B45**, 12873 (1992).
37. N. Ali and F. Willis, *Phys. Rev.* **B42**, 6820 (1990).
38. B. Watson and N. Ali, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 4713 (1995).
39. S. A. Nikitin, A. M. Tishin, S. K. Godovikov, V. Yu. Bodriakov, and I. A. Avenarius, *J.Magn. Magn. Matter.* **125**, 190 (1993).
40. S. K. Godovikov, S. A. Nikitin, and A. M. Tishin, *Phys. Lett.* A158, 265 (1991).
41. H. U. Astrom, D.-X. Chen, G.Benediktsson, and K. V. Rao, *J. Phys.: Condens. Matter* 2, 3349 (1990).
42. A. R. Mackintosh and J. Jensen, *Physica* **B180 & 181**, 1 (1992).
43. D. F. McMorrow, D. A. Jehan, R. A. Cowley, R. S. Eccleston, and G. J. McIntyre, *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 8599 (1992).
44. Л. А. Боярский, Ю. Г. Пейсахович, *Материалы 2-го Всесоюз. сов. по ядерно-спектроскопическим исследованиям сверхтонких взаимодействий* (Грозный, 7–11 сент. 1987 г.), Изд-во МГУ, Москва, 49 (1988).
45. Г. А. Березовский, А. Г. Блинов, Л. А. Боярский, Н. Б. Кольчугина, В. Ф. Терехова, О. Д. Чистяков, в кн.: *Высокочистые и монокристаллические материалы*, Наука, Москва (1987).
46. L. A. Boyarsky, *Physica* **B165 & 166**, 245 (1990).
47. M. Habenschuss, C. Stassis, S. K. Sinha, H. W. Deckman, and F. H. Spedding, *Phys. Rev.* **B10**, 1020 (1974).

Peculiarities of magnetic ordering in heavy rare-earth metals

L. A. Boyarsky

The peculiarities are discussed of the antiferromagnetic transformation in heavy rare-earth metals: having a helicoidal structure (Tb, Dy, Ho) as well as the structure which can be described by a longitudinal wave of the spin density (Er, Tm). Agreement and disagreement between theory and experiment is considered. Evidence is given that in the vicinity of Neel temperature there exists the intermediate phase in the metals. A case is also considered when the commensurable points appear in magnetic and lattice periodicities. Some models are proposed to describe a behavior of the metals in the vicinity of these points.