Физика низких температур, 1996, т. 22, № 12, с. 1375–1382

Влияние одноосного растяжения на характер антиферромагнитного превращения в европии

В. Я. Диковский, Е. Б. Амитин, Ю. А. Ковалевская, А. Г. Белошапко

Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН,
Новосибирский государственный университет,
Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3
E-mail:dikovsky@casper.che.nsk.su

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

Аномалия электросопротивления европия вблизи точки Нееля исследована при приложении к образцу растягивающей нагрузки $\sigma = 0{,}25$–$0{,}5$ кбар, достаточной для понижения компонентности параметра порядка с 12 до 4. Показано, что антиферромагнитное превращение в «четырехкомпонентном» состоянии остается переходом первого рода, что соответствует теоретическим представлениям. Наряду с областью перехода первого рода имеется широкий температурный диапазон, в котором поведение производной от сопротивления описывается степенной функцией приведенной температуры. В этой области устойчивое значение критического индекса $\lambda = 0{,}5 \pm 0{,}05$, найденное для недеформированного образца, может быть объяснено влиянием Гауссовой трикритической точки. При переводе образца в «четырехкомпонентное» состояние значение индекса понижается до $\lambda = 0{,}2$–$0{,}3$.

Аномалія електроопору європію поблизу точки Нееля досліджено при прикладанні до зразка розтягуючого напруження $\sigma = 0{,}25$–$0{,}5$ кбар, достатнього для зниження компонентності параметра порядку з 12 до 4. Показано, що антиферомагнітне перетворення в «чотирьохкомпонентному» стані залишається переходом першого роду, що відповідає теоретичним уявленням. Поряд з областю переходу першого роду існує широкий температурний діапазон, у якому поведінка похідної опору описується степеневою функцією зведеної температури. В цій області стійке значення критичного індексу $\lambda = 0{,}5 \pm 0{,}05$, знайдене для недеформованого зразка, може бути пояснено впливом Гауссової трикритичної точки. При переводі зразка в «чотирьохкомпонентний» стан значення індексу знижується до $\lambda = 0{,}2$–$0{,}3$.

PACS: 72.15.Eb; 75.50.Ee; 75.30.Kz

Введение

В системах с многокомпонентным параметром порядка довольно часто наблюдаются расхождения между критическими свойствами, прогнозируемыми методом ренорм-группового (РГ) анализа, и результатами экспериментальных исследований. Классическая теория Ландау предсказывает для таких систем фазовый переход II рода, однако интенсивное взаимодействие флуктуаций параметра порядка может трансформировать род перехода из второго в первый. В этом случае на параметрических диаграммах РГ преобразований область траекторий параметров гамильтониана не имеет устойчивых неподвижных точек. Вместе с тем надежность теоретического прогнозирования таких трансформаций для систем с многокомпонентным параметром порядка невысока. Характерным примером могут служить редкоземельные элементы диспрозий, тербий и гольмий, у которых ниже точки Нееля (T_N) магнитные моменты упорядочиваются в виде геликоидальной структуры типа «простая спираль» (ПС). Для этих систем, характеризующихся четырехкомпонентным параметром порядка $n = 4$, РГ анализ гамильтониана Ландау—Гинзбурга—Вильсона (ЛГВ) предсказывает наличие фазового перехода первого рода в точке Нееля [1–3]. Экспериментальные же данные, полученные для тяжелых редкоземельных металлов, этот вывод не подтверждают. Напротив, исследования теплоемкости, электросопротивления, начальной восприимчивости и теплового расширения таких геликоидально упорядоченных магнетиков, как диспрозий и тербий [4-7], указывают на то, что критическое поведение этих свойств в окрестности точки Нееля хорошо согласуется с выводами теории фазовых переходов второго рода. В широкой области температур эти свойства описываются степенными функциями приведенной температуры $\tau = |T_N - T|/T_N$. Величина критического по-

© В. Я. Диковский, Е. Б. Амитин, Ю. А. Ковалевская, А. Г. Белошапко, 1996

казателя теплоемкости диспрозия очень близка к расчетному значению $\alpha = -0{,}17$, полученному при анализе ЛГВ гамильтониана для магнетика с четырехкомпонентным параметром порядка, симметрия которого допускает наличие фазового перехода второго рода [4,8]. Аналогичное согласие получено для температурной зависимости параметра порядка. Критический индекс $\beta = 0{,}39$, соответствующий расчетному, был получен для диспрозия по данным нейтронографии [9].

Природа упомянутых выше противоречий изучена явно недостаточно. Известны теоретические исследования Камамуры с соавторами [10], где авторы пытаются обосновать существование в точке Нееля для Dy и Tb фазового перехода II рода. Однако рассчитанные в модели Камамуры значения критических индексов расходятся с величинами, полученными экспериментально [4,8]. Длительное время велись дискуссии по поводу полученных в работе [6] данных о дискретности фазового перехода в T_N гольмия, но более поздние исследования этих же авторов не подтвердили этот результат [11]. Вопрос о существовании фазового перехода I рода в T_N магнитных ПС структур остается открытым. Если в ПС структурах в T_N может реализовываться фазовый переход как второго, так и первого рода, это означало бы, что предлагаемый для описания этих систем ЛГВ гамильтониан [3] недостаточно полно описывает их свойства.

Считая причиной расхождения теории и эксперимента неучтенную в гамильтониане сильную анизотропию, характерную для диспрозия и тербия, мы предприняли попытку исследовать переход одноосный геликоид — парамагнетизм для системы с существенно меньшей энергией анизотропии. В качестве объекта был выбран металлический европий, подвергнутый одноосному растяжению. В исходном состоянии европий ниже точки Нееля ($T_N \sim 90$ K) обладает геликоидальной магнитной структурой типа «простая спираль». В ОЦК решетке имеется шесть эквивалентных направлений для вектора геликоида Q, который устанавливается параллельно кубическим осям [12]. Параметр порядка в такой магнитной системе имеет двенадцать компонент. При воздействии на европий достаточно сильного магнитного поля или одноосного растяжения из шести возможных ориентаций волнового вектора остаются только две, что соответствует уменьшению компонентности параметра порядка до $n = 4$ [13]. При этом симметрия магнитоупорядоченного состояния в европии устанавливается такая же, как в антиферромагнитной фазе в тербии и диспрозии.

Для решения поставленной задачи нами было проведено экспериментальное исследование аномалии электросопротивления европия. Известно, что аномальная составляющая температурной производной сопротивления dR/dT, обусловленная нарастанием флуктуационных явлений вблизи T_N, пропорциональна аномальной части теплоемкости [4,14]. Неустойчивость, возникающая при взаимодействии флуктуаций и приводящая к появлению фазового перехода I рода, проявляется в эксперименте в виде «размытой» δ-функции в аномалиях теплоемкости и dR/dT, т.е. в резком усилении особенности на фоне степенной зависимости dR/dT от приведенной температуры. С другой стороны, измерение электросопротивления при одноосном растяжении образца технически существенно проще, чем изучение под нагрузкой других физических свойств. Оценки величины растяжения, необходимого для понижения компонентности параметра порядка в европии, содержатся в следующем разделе.

1. Влияние одноосного растяжения на компонентность параметра порядка европия

Обычно в качестве внешних полей, понижающих симметрию магнетика и, следовательно, уменьшающих компонентность параметра порядка, используется магнитное поле или одноосная деформация. В работе Миллхауса и Макивена [13] было показано, что в магнитном поле H, большем некоторого порогового значения H_c, магнитная структура европия перестраивается таким образом, что векторы геликоидов $\mathbf{Q}_i$ устанавливаются параллельно **H**. Для гелиевых температур, в соответствии с [13], величина H_c лежит в пределах от 10 до 18 кЭ (в зависимости от ориентации внешнего поля относительно кристаллических осей). При экстраполяции в область температур близких к T_N пороговое поле $H_c \approx 35$ кЭ [15]. Таким образом, магнитное поле, необходимое для понижения симметрии спиновой системы европия, оказывается не малым по сравнению с его обменным полем $H_c(T_N) \approx 100$ кЭ [16], что существенно затрудняет интерпретацию результатов, полученных в критической области. Что касается одноосной деформации, то она является эффективным средством понижения n для систем, обладающих заметной спонтанной стрикцией ниже точки Нееля. Это характерно, например, для хрома [17,18] и MnO [19], в которых магнитоупругие взаимодействия приводят соответственно к увеличению и уменьшению параметра решетки в направлении

антиферромагнитного вектора при понижении температуры ниже T_N. Для европия Булатовым и Долженко [20] было показано, что при охлаждении из парамагнитной фазы ниже T_N решетка удлиняется вдоль вектора Q и сокращается в поперечном направлении. Величина спонтанной стрикции в точке Нееля составляла $\Delta l/l \approx 7\cdot 10^{-4}$. При этом плотность энергии, связанная со стрикцией, равнялась $4\cdot 10^4$ эрг/см^3, что в пределах погрешности оценок совпадает с величиной магнитной анизотропии вблизи T_N, определенной по значению $H_c(T)$ и данным по анизотропии восприимчивости [21]*. Эти факты говорят о том, что при одноосном растяжении образца может возникнуть наведенная магнитная анизотропия, препятствующая отклонениям вектора Q от направления приложенной внешней нагрузки σ, т.е. создающая условия для уменьшения компонентности параметра порядка.

Для оценки величины растяжения, переводящего европий в состояние с уменьшенной компонентностью параметра порядка, необходимо найти отношение вероятностей

$$\frac{W_1}{W_2} = \exp\left\{-\frac{\Delta G V_c}{kT}\right\}, \qquad (1)$$

где W_1 — вероятность флуктуации, при которой Q не параллелен $\vec{\sigma}$, а W_2 — то же для случая $Q \parallel \vec{\sigma}$; $\Delta G = \Delta G_1 - \Delta G_2$, где ΔG_1 — изменение плотности термодинамического потенциала при образовании флуктуации первого типа, а ΔG_2 — второго; $V_c = r_c^3 = (a\tau^{-\nu})^3$ — корреляционный объем; ν — критический индекс корреляционного радиуса (для оценок использовалось значение $\nu = 0{,}5$). Из (1) следует, что для $W_2 = 10W_1$ и $\tau = 2\cdot 10^{-2}$ величина $\Delta G \approx 0{,}6\cdot 10^6$ эрг/см^3. Поскольку $\Delta G_2 \approx 10^4$ эрг/см^3, то $\Delta G \approx \Delta G_1 >> \Delta G_2$ (более подробно об этих оценках см. в разд. 3).

По аналогии с ферромагнитным случаем для величины ΔG_1 можно записать выражение [23]

$$\Delta G_1 \approx -\frac{3}{2}\Lambda_s \sigma \cos^2\varphi, \qquad (2)$$

где Λ_s — среднее значение константы магнитострикции для изотропного магнетика (для европия $\Lambda_s \approx 0{,}7\cdot 10^{-3}$); φ — угол между векторами Q и $\vec{\sigma}$. Оценка с помощью (2) величины напряжения σ для случая $W_2 = 10W_1$ и $\tau = 2\cdot 10^{-2}$ дает значение $\sigma \approx 0{,}5$ кбар.

Необходимость достаточно точного определения величины σ в эксперименте связана с тем, что при малых нагрузках не произойдет реального изменения компонентности параметра порядка, а при больших — существенное искажение критических свойств может вызываться пластической деформацией образца.

2. Методика эксперимента и результаты

Исходным материалом для приготовления образца служил поликристаллический слиток европия марки Ев-1 с суммарным содержанием негазовых примесей, не превышающим 0,5%. Образец был вырезан с помощью шаблона из прокатанной фольги европия и имел размеры рабочей части 13,0×0,67×0,26 мм с неоднородностью сечения не более 3%.

Для снятия внутренних напряжений образец подвергался отжигу в инертной атмосфере при температуре 700 °C в течение 12 ч. В связи с высокой химической активностью европия все операции по приготовлению образца, кроме отжига, проводились в дистиллированном вакуумном масле. Отношение сопротивлений образца при комнатной и гелиевой температурах после отжига составило ~ 145.

Схема рабочей ячейки приведена на рис. 1. Крепление и термостатирование образца *1* осуществлялось в массивном медном блоке *3*, заполненном газообразным гелием. Нижний край образца неподвижно крепился к направляющей стеклотекстолитовой подложке *2*. Растягивающее усилие передавалось на образец сверху с помощью нихромовой нити диаметром 0,25 мм, проходящей через систему блоков и связанной с нагрузочной платформой с гирями *7*. В верхней части криостата нить проходила через узкое отверстие в оправке *8*, заполненной смазкой Рамзая. Такая конструкция обеспечивала достаточно свободное скольжение нити при надежном вакуумном уплотнении.

Температура образца измерялась платиновым термометром сопротивления *5*, смонтированным внутри блока *3*. Различие температур термометра и образца, контролируемое дифференциальной

* Вместе с тем проведенные нами оценки подтверждают, что спин-решеточное взаимодействие в европии существенно меньше порогового значения, необходимого для объяснения перехода первого рода в рамках обменно-стрикционной модели [22].

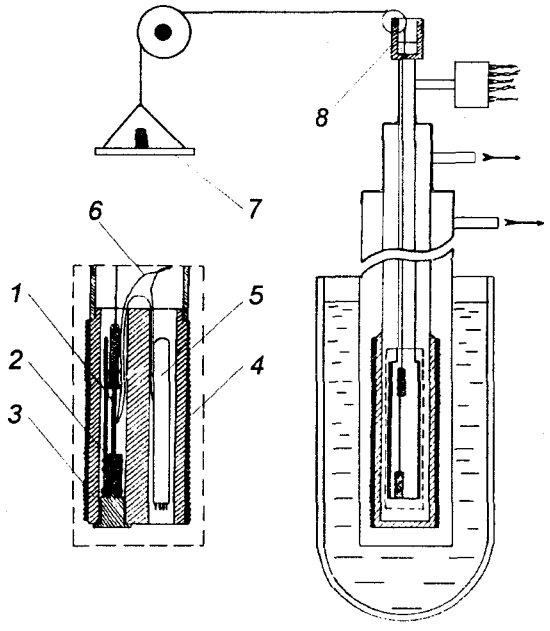

Рис. 1. Криостат и измерительная ячейка.

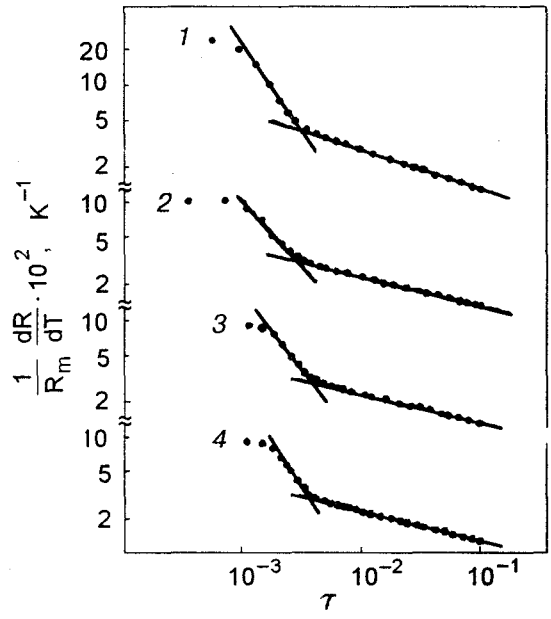

Рис. 2. Зависимость производной от электросопротивления по приведенной температуре τ в области $T < T_N$ для нагрузок σ, кбар: 0 (*1*); 0,25 (*2*); 0,41 (*3*); 0,48 (*4*).

медь-константановой термопарой *6*, составляло $\Delta T \approx 0{,}05$ K. В исследуемом интервале температур ΔT изменялось незначительно и связанная с этим различием погрешность в температурной производной от сопротивления европия, по оценкам, не превышала 0,1%. Температурная нестабильность за время измерения была снижена с помощью авторегулирования до $1 \cdot 10^{-4}$ K. Датчиком этой системы служил медный термометр сопротивления *4*.

Электросопротивление европия определялось четырехзондовым методом с относительной погрешностью менее 10^{-4}%. Измерение зависимости $R(T)$ для каждого значения нагрузки проводилось при нагревании в интервале 78–140 K (перед каждой серией измерений образец охлаждался под нагрузкой от 150 K до стартовой температуры). Каждая серия содержала около 200 экспериментальных точек, полученных примерно через равные промежутки времени с шагом по температуре 0,03–0,1 K. Для исключения влияния пластической деформации была выбрана следующая последовательность серий измерений: 1) $\sigma = 0{,}34$ кбар; 2) $\sigma = 0$; 3) $\sigma = 0{,}48$ кбар; 4) $\sigma = 0{,}41$ кбар; 5) $\sigma = 0{,}25$ кбар; 6) $\sigma = 0$.

Температурные зависимости производной от сопротивления, полученные численным дифференцированием массивов $R(T)$, представлены на рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе (R_m — нормировочный множитель, учитывающий форму образца). Наличие широкого прямолинейного участка в области приведенных температур от 0,1 до точки излома τ_c говорит о том, что поведение производной от сопротивления для всех нагрузок может быть описано степенной функцией вида $dR/dT \sim \tau^{-\lambda}$, где $\lambda > 0$. Характерной особенностью всех представленных кривых является излом, приходящийся на область приведенных температур $2{,}9 \cdot 10^{-3} < \tau_c < 3{,}7 \cdot 10^{-3}$. В области $\tau < \tau_c$ наблюдается резкое увеличение dR/dT, связанное с фазовым переходом первого рода. При построении кривых на рис. 2 за температуру Нееля выбиралась точка максимума производной от сопротивления, в связи с чем величина τ_c может характеризовать размытие δ-функции перехода первого рода. Приблизительно такая же величина размытия $\tau_c \approx (0{,}2-0{,}4) \cdot 10^{-2}$ наблюдалась при исследовании особенности теплоемкости и эффекта Мессбауэра европия в окрестности точки Нееля [16,24].

Из рис. 2 видно, что с увеличением нагрузки τ_c возрастает. Видно также, что размер аномалии — максимальное значение $1/R_m(dR/dT)$ — уменьшается под нагрузкой в несколько раз. При этом ширина размытия δ-функции перехода первого рода растет не столь быстро. Анализ исходных данных показал, что площадь пика dR/dT в области перехода первого рода уменьшается под нагрузкой примерно в два раза.

При $\tau > \tau_c$ аномалия электросопротивления связана с нарастанием флуктуаций параметра порядка по мере приближения температуры к точке раз-

упорядочения. При этом температурная производная электросопротивления аналогично теплоемкости описывается степенной функцией приведенной температуры [4,14]. В этой области сглаженные массивы значений производной от сопротивления для каждой из нагрузок аппроксимировались функцией

$$\frac{1}{R_m}\frac{dR}{dT} = A + B\tau^{-\lambda}\ ;\quad \tau = \frac{|T_{NA} - T|}{T_{NA}}\ . \qquad (3)$$

Параметры A и B определялись методом наименьших квадратов при варьировании λ и T_{NA} (T_{NA} — точка особенности функции (3), не совпадающая с точкой перехода I рода T_N). При аппроксимации контролировалась адекватность описания экспериментальных данных. Точность доверительных интервалов для λ и T_{NA} составляла 95%. Температурный интервал аппроксимации варьировался для нахождения области устойчивости критических показателей.

На рис. 3 полученные значения λ для различных растягивающих нагрузок представлены как функция верхней границы τ_h интервала аппроксимации. Нижняя граница интервала аппроксимации для всех зависимостей фиксировалась при $\tau_l \sim 0{,}11$. Видно, что при возрастании τ_h из интервала аппроксимации постепенно исключается область, в которой сказывается влияние перехода первого рода. За пределами этой области значения критического индекса стабилизируются в пределах доверительных интервалов. Для $\sigma = 0$ и 0,34 кбар устойчивые значения λ оказываются близкими к $\lambda = 0{,}5$. Для остальных σ наблюдается заметное понижение индекса до значений $\lambda =$ $= 0{,}2$–$0{;}3$. Из рис. 3,*б*,*в* следует, что деформация понижает значения λ не во всей критической области. При $\tau_h > 4\cdot10^{-2}$ критический индекс постепенно возрастает до $\lambda = 0{,}5$. Уменьшение нижней границы интервала аппроксимации τ_l при фиксированных значения τ_h практически не сказывается на величине критического индекса вплоть до $\tau_l \approx$ $\approx 0{,}45\cdot10^{-1}$. При дальнейшем сокращении интервала аппроксимации наблюдается существенное возрастание доверительных интервалов λ.

Величина T_{NA} в пределах погрешности эксперимента не изменяется при растяжении образца. В то же время температура фазового перехода первого рода T_N увеличивается под нагрузкой. При этом $(1/T_N)\, dT_N/d\sigma \approx 2{,}8\cdot10^{-6}$ бар$^{-1}$, что составляет примерно 1/3 от $(1/T_N)\, dT_N/dP$, полученного

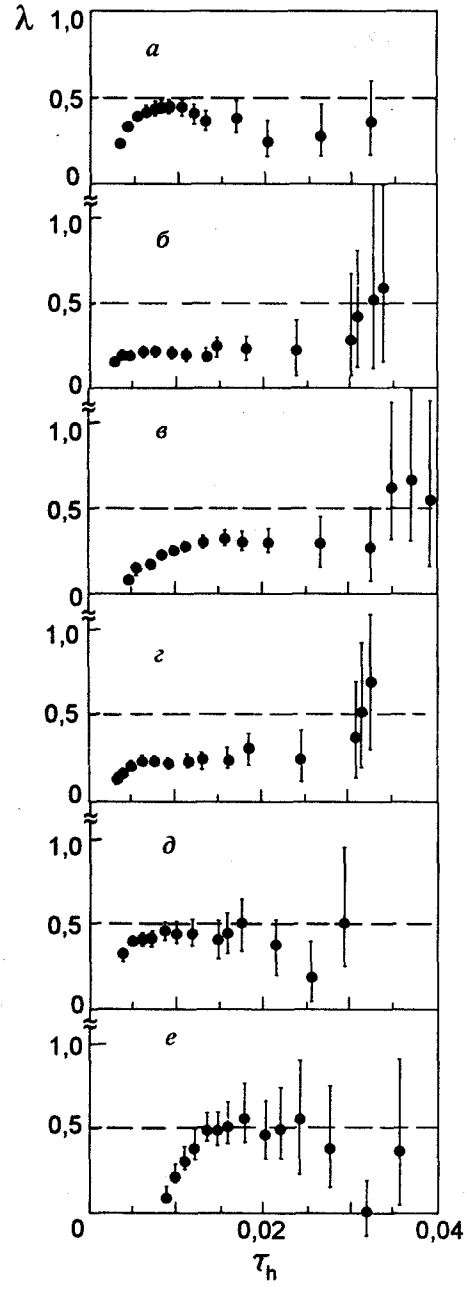

Рис. 3. Зависимость критического индекса λ от положения верхней границы интервала аппроксимации τ_h для нагрузок σ, кбар: 0 (*а*); 0,25 (*б*); 0,42 (*в*); 0,48 (*г*); 0 (*д*); 0,34 (*е*).

при изотропном сжатии европия [25]. Однако следует отметить, что до $\sigma = 0{,}25$ кбар $(1/T_N)\times$ $\times dT_N/d\sigma \approx 0$ в пределах погрешности эксперимента, а в интервале 0,25 кбар $< \sigma <$ 0,5 кбар $(1/T_N)\, dT_N/d\sigma \approx 6\cdot10^{-6}$ бар$^{-1}$.

Анализ критических свойств в европии проводился для области $T < T_N$. Выше точки перехода флуктуационная область очень мала и анализ кри-

тического поведения осложняется в связи с размытием фазового перехода первого рода. При анализе экспериментальных данных использовались неизоморфные переменные τ и σ, что в принципе может привести к искажению критических индексов. Однако, как показали наши оценки на основе работы [26], для европия такая перенормировка должна сказываться в очень узком температурном интервале $\Delta T < 10^{-6}$ K и поэтому может не приниматься в расчет.

3. Обсуждение результатов

1. Проведенные в работах [13,16,24] исследования аномалий параметра порядка и теплоемкости показали, что антиферромагнитное превращение в европии является переходом первого рода. На зависимости $(1/R_m)(dR/dT)$ от τ, построенной в двойном логарифмическом масштабе при $\sigma = 0$, переход первого рода проявляется в виде излома (рис. 2,*1*). Поскольку такие же изломы наблюдаются и на всех без исключения кривых, полученных под нагрузкой, можно заключить, что и для «четырехкомпонентного» состояния фазовый переход при T_N является переходом первого рода. Таким образом, мы приходим к выводу о том, что в системах с четырехкомпонентным параметром порядка и структурой ПС переходы при T_N могут быть как II рода, так и I рода. Основным различием между характеристиками магнитных систем Dy, Tb и Ho, с одной стороны, и четырехкомпонентного Eu, с другой, служит величина аксиальной магнитокристаллической анизотропии. Существующее в настоящее время описание флуктуационных явлений в таких системах является, по-видимому, неполным. По всей вероятности, в гамильтониане в этом случае должны присутствовать члены, непосредственно связанные с параметрами анизотропии, хотя и не ясно, каким образом различие в величине анизотропии может повлиять на особенности флуктуационных явлений.

2. Теоретический анализ особенности электросопротивления магнитных металлов в окрестности фазовых переходов порядок — беспорядок проводился в ряде работ [14]. Было показано, что аномалия температурной производной от сопротивления ниже T_N может быть описана выражением

$$\frac{dR}{dT} = A\tau^{2\beta-1} + B\tau^{-\alpha}, \qquad (4)$$

где α — критический индекс теплоемкости, а β — температурной зависимости магнитного момента. Экспериментальные исследования, в том числе на диспрозии и тербии [4], показали, что в широком диапазоне приведенных температур $dR/dT \propto C_{an}$ (где C_{an} — аномальная часть теплоемкости), т.е. второй член в уравнении (4) существенно больше первого. На рис. 3,*а*,*д* показано, что для европия в отсутствие растягивающего напряжения устойчивые значения λ близки к 0,5. Этот результат подтверждает вывод авторов работы [27] о том, что для двенадцатикомпонентного европия траектория гамильтониана в параметрическом пространстве РГ преобразования проходит вблизи Гауссовой трикритической точки. Аналогичное заключение можно сделать, анализируя данные работы [15] о температурной зависимости параметра порядка вблизи T_N европия. Учитывая логарифмические поправки, по этим данным мы получили значения критического индекса β близкие к 0,25, что характерно для Гауссовой трикритической точки.

Значение критического индекса λ, полученного при растяжении образца, зависит от того, является ли величина σ достаточной для трансформации магнитной системы европия в «четырехкомпонентное» состояние или нет. Проведенные нами по (1) оценки показали, что при максимальной нагрузке ($\sigma = 0{,}48$ кбар) граничное значение τ_b, разделяющее области «четырехкомпонентного» и «двенадцатикомпонентного» состояний, расположено в интервале $0{,}03 < \tau_b < 0{,}05$, что удовлетворительно согласуется с экспериментом (для оценок значения индекса варьировались в пределах от 0,5 до 0,7). Этот результат является независимым доказательством правильности наших оценок нагрузки, необходимой для перевода европия из одного состояния в другое.

Для $\sigma = 0{,}34$ кбар значение λ остается таким же, как при $\sigma = 0$ (рис. 3,*е*). В то же время при $\sigma = 0{,}48$ кбар наблюдается уменьшение λ до величины $\lambda = 0{,}23 \pm 0{,}05$. Это значение сохраняется при последующем изменении нагрузки до $\sigma = 0{,}25$ кбар, что, по-видимому, связано с остаточным влиянием пластической деформации после максимальной нагрузки.

Как отмечалось ранее, при увеличении τ_h (начиная с $\tau_h \approx 0{,}03$) для кривых, снятых под нагрузкой, наблюдается возрастание по модулю критического индекса до величины $\lambda \sim 0{,}5$ (рис. 3,*б*–*г*). Этот эффект, по всей вероятности, обусловлен сокращением корреляционного объема и связанным с ним уменьшением отношения W_2/W_1 (см. разд. 1) при удалении от T_N. Уменьшение W_2/W_1 до величины порядка единицы фактически означает переход образца в «двенадцатикомпонентное» состояние.

Устойчивые значения индекса $\lambda = 0{,}2$–$0{,}3$, полученные после воздействия на образец максимальной нагрузки (рис. 3,*б*–*г*), не соответствуют какой-либо определенной модели. Для дискретных фазовых переходов порядок — беспорядок обычно предполагается, что критические индексы определяются влиянием граничных неподвижных точек, расположенных на линиях, которые разделяют области фазовых переходов первого и второго рода. Поскольку мы пришли к выводу о том, что существующее описание флуктуационных явлений в магнитных ПС структурах с четырехкомпонентным параметром порядка является неполным, неопределенными оказываются вид и расположение неподвижных точек РГ преобразования. Таким образом, возникает необычная ситуация: одноосное растяжение изменяет величину критических индексов, но не трансформирует род перехода. Мы предполагаем, что такая трансформация к непрерывному фазовому переходу должна наблюдаться при значительно больших растягивающих нагрузках, создающих наведенную анизотропию, сравнимую с анизотропией диспрозия и тербия. Иными словами, мы считаем, что основные характеристики флуктуирующей системы определяются не только симметрией поля анизотропии, но и его величиной. Это обстоятельство, по-видимому, и является причиной расхождения между экспериментально наблюдаемым критическим поведением Dy и Tb вблизи T_N и его описанием в рамках теории [3], которое учитывает лишь тип симметрии магнетика, но не включает энергию анизотропии в гамильтониан.

3. Из рис. 3,*г*,*е* следует, что в зависимости λ от нагрузки σ имеет место гистерезис, обусловленный, по-видимому, влиянием пластической деформации образца. В связи с этим возникает вопрос о том, не искажает ли пластическая деформация полученные нами значения критических индексов. Влияние пластической деформации может быть разделено на два фактора: воздействие на зависимость $R(T)$ статических остаточных деформаций и изменение $R(T)$ под нагрузкой во времени. Выбранная нами последовательность измерений позволяет проконтролировать влияние эффектов, связанных со статической пластической деформацией образца. Так, значительное уменьшение по модулю индекса λ, полученного при растяжении с максимальной нагрузкой $\sigma = 0{,}48$ кбар, нельзя объяснить влиянием остаточной деформации, так как в этом случае не наблюдалось бы возвращение критического индекса к исходному значению после снятия нагрузки.

Что касается временного фактора, то мы полагаем, что в первом приближении он сводится к линейной зависимости электросопротивления от времени t. Для исключения этого эффекта мы проводили измерения в режиме, при котором одинаковым температурным интервалам соответствуют примерно одинаковые временные промежутки $\Delta T = K\,\Delta t$. В этом случае пластическая деформация приводит лишь к перенормировке постоянной A в температурной производной от электросопротивления (3) и не влияет на величину критического индекса. Дополнительным свидетельством малости влияния пластической деформации служит тот факт, что отношение сопротивлений $R(300\text{ K})/R(4{,}2\text{ K}) \approx 146$, определенное по окончании измерений, совпало со значением этого отношения, полученным сразу после отжига образца.

Заключение

Согласно литературным данным по нейтронографии и рентгенографии европия, а также проведенным нами оценкам, одноосное растяжение образца при сравнительно небольших нагрузках ($\sigma = 0{,}5$ кбар) может перевести его магнитную систему из «двенадцатикомпонентного» в «четырехкомпонентное» состояние. Экспериментальное исследование аномалии электросопротивления европия вблизи точки Нееля показывает, что как в двенадцати-, так и в четырехкомпонентном состояниях антиферромагнитное превращение является переходом первого рода. Этот результат подтверждает выводы теории Барака и Уолкера [3], касающиеся поведения спиральной спиновой структуры для $n = 4$. Основным результатом, полученным в эксперименте, является тот факт, что для магнитных ПС структур с четырехкомпонентным параметром порядка фазовый переход при T_N может быть переходом как первого, так и второго рода. Мы полагаем, что именно энергия анизотропии является фактором, изменяющим род фазового перехода, а неучет ее в магнитном гамильтониане приводит к неверному описанию фазовых превращений в сильноанизотропных магнетиках. По мере увеличения растягивающей нагрузки вклад перехода первого рода в аномалию производной от сопротивления европия вблизи T_N становится менее выраженным. Этот факт может указывать на существование критической точки фазовых переходов при усилении наведенной анизотропии.

Величина критического индекса λ при переходе от двенадцати- к четырехкомпонентному состоянию уменьшается от «трикритического» значения $\lambda = 0{,}5$ до некоторого промежуточного $\lambda = 0{,}25$.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Б. Г. Лазареву за поддержку, В. Г. Бессергеневу и В. М. Набутовскому за полезные обсуждения.

Авторы посвящают эту работу Борису Георгиевичу Лазареву — одному из основателей школы низкотемпературных исследований в нашей стране.

1. P. Bak and D. Mukamel, *Phys. Rev.* **13**, 5085 (1976).
2. С. А. Бразовский, И. Е., Дзялошинский, Б. Г. Кухаренко, *ЖЭТФ* **70**, 2257 (1976).
3. Z. Barak and M. B. Walker, *Phys. Rev.* **B25**, 1969 (1982).
4. Е. Б. Амитин, В. Г. Бессергенев, Ю. А. Ковалевская, *ЖЭТФ* **84**, 205 (1983).
5. E. M. Amitin, V. G. Bessergenev, and Yu. A. Kovalevskaya, *J. Phys.* **F14**, 2935 (1984).
6. D. A. Tindall and M. O. Steinitz, *J. Phys.* **F13**, L71 (1983).
7. Л. А. Боярский, М. А. Стариков, *ФТТ* **12**, 3179 (1970).
8. Е. Б. Амитин, В. Г. Бессергенев, Л. А. Боярский, Ю. А. Ковалевская, О. Д. Чистяков, Е. М. Савицкий, *ФТТ* **24**, 245 (1982).
9. P. de V. du Plessis, C. F. Van Doorn, and D. C. Van Delden, *J. Magn. Magn. Mater.* **49**, 219 (1983).
10. H. Kamamura, *Proc. Magnetism and Magnetic Materials Conf.*, Chicago, November (1987) (*J. Appl. Phys.*, to be published).
11. M. O. Steinitz, M. Kahrizi, and M. A. Tindall, *Phys. Rev.* **B36**, 783 (1987).
12. N. Nereson, C. Olsen, and G. P. Arnold, *Phys. Rev.* **A135**, 176 (1964).
13. A. H. Millhouse and K. A. McEwen, *Solid State Commun.* **13**, 339 (1973).
14. M. Fisher and J. S. Langer, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 665 (1968); В. М. Набутовский, А. З. Паташинский, в сб.: *Работы по физике твердого тела*, Наука, Новосибирск (1968), с. 97; S. Alexander, J. S. Helman, and I. Balberg, *Phys. Rev.* **B13**, 304 (1976).
15. Л. А. Боярский, В. Я. Диковский, *ФНТ* **2**, 1297 (1976).
16. E. L. Cohen, S. Hufner, and K. West, *Phys. Rev.* **184**, 263 (1969).
17. E. Fawcett, D. Feder, W. C. Muir, and C. Vettier, *J. Phys.* **F14**, 1261 (1984).
18. T. G. Bastow and R. Street, *Phys. Rev.* **141**, 510 (1966).
19. D. Bloch, D. Hermann-Ronzand, C. Vettier, W. B. Yelon, and R. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 963 (1975).
20. А. С. Булатов, В. Ф. Долженко, *Труды XXII Всесоюз. сов. по физ. низ. температур*, Кишинев (1982).
21. K. A. McEwen, *Handbook of Physics and Chemistry of Rare Earth*, Gschneider Jr. and L. Eyring (eds.), North-Holland Publishing Company (1978), v. 1, p. 433.
22. G. P. Bean and R. S. Rodbell, *Phys. Rev.* **126**, 104 (1962).
23. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
24. B. S. Gerstein, F. J. Jelinek. J. R. Mullaly, W. D. Shickell, and F. H. Spedding, *J. Chem. Phys.* **47**, 5194 (1967).
25. А. М. Бурханов, Н. П. Гражданкина, И. Г. Факидов, *ФТТ* **9**, 748 (1967).
26. М. А. Анисимов, Е. Е. Городецкий, В. М. Запрудский, *УФН* **133**, 103 (1981); M. Fisher, *Phys. Rev.* **176**, 257 (1968).
27. В. Г. Бессергенев, В. Я. Диковский, *О трикритическом поведении европия вблизи точки Нееля*, Препринт ИНХ СО АН СССР, N83-1, Новосибирск (1982).

Influence of uniaxial tension on antiferromagnetic transformation in europium

V. Ya. Dikovsky, E. B. Amitin, Yu. A. Kovalevskaya, and A. G. Beloshapko

An anomalous electrical resistance of Eu near the Neel point was studied under a tensile stress (σ = = 0.25–0.5 kbar) sufficient to decrease the number of components of the order parameter from 12 to 4. It is found that in the «fourcomponent» state the antiferromagnetic transition remains the first order transition in accordance with theoretical concepts. Along with the first-order transition domain, there is a wide temperature region where the derivative of resistance is described by a power function of the reduced temperature. In this region the stable value of the critical index $\lambda = 0.5 \pm 0.05$ found for a nondeformed sample can be explained by the influence of the Gaussian tricritical point. After the sample transition into the «fourcomponent» state, the critical index decreases down to $\lambda = 0.2$–0.3.