

Магнитная анизотропия и магнитострикция монокристалла интерметаллического соединения $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$

© С.А. Никитин^{*,**}, И.С. Терешина^{*,**}, Н.Ю. Панкратов^{*}, Е.А. Терешина^{*},
Ю.В. Скурский^{**}, К.П. Скоков^{***}, Ю.Г. Пастушков^{***}

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

**Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур,
Вроцлав, Польша

***Тверской государственный университет,
Тверь, Россия

E-mail: nikitin@rem.phys.msu.su

(Поступила в Редакцию 5 февраля 2001 г.)

Исследованы магнитная анизотропия и магнитострикция монокристалла $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$. Получена температурная зависимость константы магнитной анизотропии K_1 в области температур 4.2–300 К и проведено ее сопоставление с теоретической формулой Каллена. Температурная зависимость K_1 монокристалла $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ отклоняется от температурной зависимости, следующей из локализованной одноионной модели. Сделан вывод, что в магнитную анизотропию данного соединения вносит определенный вклад магнитная анизотропия зонных электронов. Из исследования продольной, поперечной и объемной магнитострикции в монокристалле $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ определены магнитострикционные константы и показано, что в данном соединении, как и в случае соединения Y_2Fe_{17} , обменный интеграл резко зависит от атомного объема. Установлено, что именно этой зависимостью обусловлено сильное различие температур Кюри соединений $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и Y_2Fe_{17} . Найдено, что магнитострикция $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ в области магнитного фазового перехода обусловлена как двухионными обменными, так и одноионными вкладами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-02-17821 и 99-03-32824).

Интерметаллические соединения редкоземельных металлов и железа со стехиометрической формулой R_2Fe_{17} являются ферромагнетиками, если R — редкая земля цериевой подгруппы, или ферримагнетиками, если R — редкая земля иттриевой подгруппы [1–3]. Характерной их особенностью является то, что они обнаруживают сильную зависимость магнитных свойств от межатомных расстояний и атомного объема [4,5]. Это проявляется в значительном по величине смещении температуры магнитного упорядочения T_C при действии давления [5–8] и также в большой величине магнитострикции в соединениях R_2Fe_{17} [3,9–11]. Наиболее впечатляющим эффектом, который приводит к трансформации магнитных свойств при увеличении атомного объема, несомненно является возрастание T_C почти на 200 К при введении атомов азота в кристаллическую решетку $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ [12] с одновременным возникновением сильной одноосной магнитной анизотропии, что делает соединение $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}$ перспективным для разработки на его основе мощных постоянных магнитов. Перечисленные выше данные указывают на важность изучения магнитоупругих свойств соединений R_2Fe_{17} .

В ряду этих соединений наименее изученным является соединение $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$, особенностью которого является отсутствие магнитного момента редкоземельной подрешетки. Для него отсутствуют данные о температурной зависимости магнитной анизотропии, а данные о магнитострикции носят фрагментарный характер. Можно указать

лишь работу [9], где приводится только температурная зависимость магнитострикционной восприимчивости в поле 3 кОе вблизи температуры Кюри. В то же время магнитные свойства этого соединения дают наиболее полную информацию о магнетизме подрешетки железа.

Чтобы восполнить пробел в данных о магнетизме этого малоизученного соединения было проведено исследование магнитной анизотропии и магнитострикции монокристалла $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$.

1. Образцы и методики

Исследования проводились на монокристаллических образцах соединения $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$. Исходный сплав был получен методом индукционной плавки в атмосфере аргона в алундовом тигле. В качестве исходных компонент использовалось железо с чистотой 99.9% и лютетий с чистотой 99.5%. Масса выплавленного слитка составляла 150 г. Рентгеновский анализ проводился на установке ДРОН-3М. В качестве источника рентгеновского излучения использовалась трубка с Co катодом. Согласно данным аттестации, исходный интерметаллид был в основном однофазным (содержание примеси α -железа не более 3%). Гексагональная кристаллическая решетка $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ принадлежит к типу $\text{Th}_2\text{Ni}_{17}$. Параметры кристаллической решетки, определенные из экспериментальных дифрактограмм, хорошо согласуются с известными литературными данными [13].

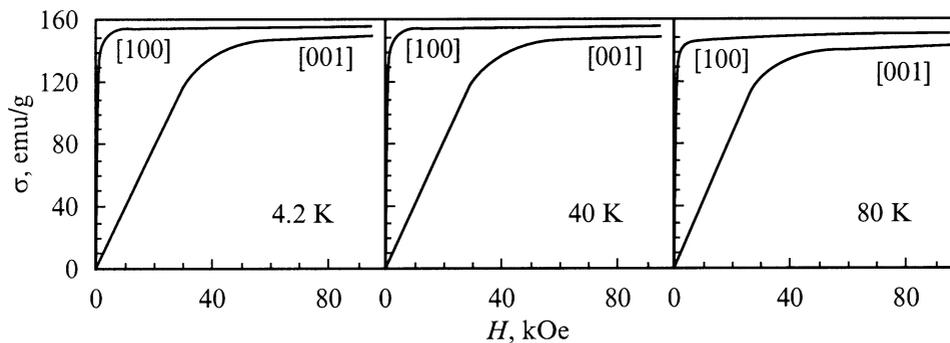


Рис. 1. Кривые намагничивания $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ вдоль кристаллографических направлений [100] и [001] при температурах 4,2, 40 и 80 К.

Для выращивания монокристаллов использовалась шахтная печь сопротивления. Образцы нагревались выше температуры плавления, выдерживались в течение одного часа и далее медленно охлаждались по специально подобранному режиму в целях увеличения размеров кристаллических зерен. Монокристалличность образцов контролировалась методом Лауэ.

Окончательный контроль поверхностей исследованных монокристалльных образцов и химического состава выполнен в Институте структурных исследований и низких температур (г. Вроцлав, Польша). Результаты показали, что химический состав полученных монокристаллов соответствует химической формуле $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ с точностью до долей процента. В данной работе все магнитные измерения выполнялись на монокристаллах или на сростках монокристаллов с углом разориентирования не более двух-трех градусов.

Магнитные измерения проводились с помощью магнитного анизометра и емкостного магнетометра на монокристаллических образцах размером ~ 2 мм. Экспериментальные кривые механического вращающего момента измерялись на магнитном анизометре в интервале температур 77–350 К в магнитных полях до 12 кОе на дисковидных образцах диаметром $d \approx 5$ мм. Значения момента фиксировались через каждые 2 градуса угла поворота монокристалла относительно магнитного поля. Кривые намагничивания были получены с помощью емкостного магнетометра в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша) в области температур от 4,2 до 80 К в полях до 100 кОе.

Измерение магнитострикции проводилось тензометрическим методом. Используемые в данной работе тензодатчики были изготовлены из тензочувствительной проволоки, не обладавшей заметным гальваномагнитным эффектом. Тензометрические датчики наклеивались на поверхность монокристаллического образца вдоль направления кристаллографических осей [001] и [100]. Измерения проводились в интервале температур 80–300 К.

2. Магнитные свойства

Магнитные свойства соединения $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ практически не изучены. Имеется указание о том, что температура магнитного упорядочения соединения $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ отличается приблизительно на 80 К по сравнению с Y_2Fe_{17} , а магнитный момент ориентирован в базисной плоскости при 4,2 К [4]. Кроме того, на основе нейтронографических данных [4] сделано заключение о том, что в некотором интервале температур ниже температуры Кюри соединение $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ обладает гелимагнитной структурой. Однако детальное изучение поведения намагниченности и магнитной анизотропии в широком интервале температур и магнитных полей для $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ не приводилось, поэтому магнетизм этого соединения нуждается в дальнейшем исследовании.

Мы провели измерения кривых намагничивания монокристалла $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ в сильных магнитных полях в диапазоне от 1 до 100 кОе. Перехода в гелимагнитное состояние в этом интервале полей не обнаружено; возможно, такой переход существует в более слабых полях. Здесь приводятся данные исследования магнитных свойств, необходимые для определения температуры Кюри и констант магнитной анизотропии.

На рис. 1 представлены кривые намагничивания, измеренные вдоль разных кристаллографических направлений в полях до 100 кОе при температурах 4,2, 40 и 80 К. Видно, что осью трудного намагничивания является гексагональная ось [001], а осью легкого намагничивания (ОЛН) — ось [100], лежащая в базисной плоскости. Эффективное поле магнитной анизотропии равно $H_A = 40$ кОе при $T = 4,2$ К; с возрастанием температуры оно уменьшается, так что при 80 К $H_A = 36$ кОе. Эти результаты согласуются с результатами работы [4], в которой было найдено значение поля анизотропии $H_A = 40$ кОе при 4,2 К.

Кривые вращающих моментов (рис. 2) свидетельствуют о том, что $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ в интервале температур 80–325 К является ферромагнетиком, обладающим анизотропией типа плоскость ОЛН, которой в этом соединении является базисная плоскость гексагональной кристаллографи-

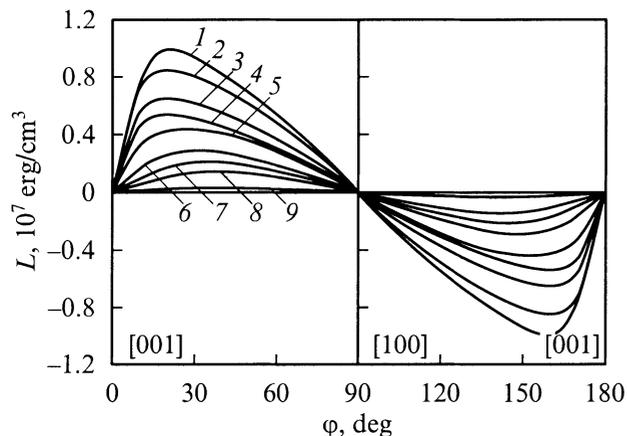


Рис. 2. Кривые механических вращающих моментов, действующих на монокристалл $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ в магнитном поле 12 кОе, при температурах, К: 1 — 80, 2 — 140, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 225, 6 — 260, 7 — 280, 8 — 290 и 9 — 325.

ческой решетки. Гексагональная ось $[001]$ является осью трудного намагничивания во всем интервале температур. Результаты исследования кривых намагничивания и кривых вращающих моментов позволяют сделать вывод, что анизотропия типа плоскости ОЛН существует во всем интервале температур от 4.2 К до температуры Кюри.

К числу новых результатов, полученных нами, относятся также данные о температурной зависимости константы магнитной анизотропии K_1 . В интервале температур от 4.2 до 80 К значения констант анизотропии определялись методом Сексмита–Томпсона путем обработки экспериментальных кривых намагничивания $M(H)$, измеренных вдоль трудного направления (ось $[001]$). Легко показать, что для ферромагнетика с ОЛН, лежащей в базисной плоскости гексагонального кристалла, в поле $H \parallel [001]$ связь намагниченности с полем H дается соотношением

$$\frac{H}{M} = \frac{2K_1}{M_S^2} + \frac{4K_2}{M_S^4} M^2, \quad (1)$$

где H и M — внешнее магнитное поле и намагниченность в поле H соответственно, M_S — спонтанная намагниченность, а K_1 и K_2 — константы магнитной анизотропии первого и второго порядков. Построив зависимость H/M от M^2 , при различных температурах мы получили температурную зависимость $K_1(T)$. Величина K_2 оказалась пренебрежимо мала.

В интервале температур от 80 К до T_C значение константы K_1 было получено из обработки кривых вращающих моментов $L(\theta)$ методом наименьших квадратов. Угловая зависимость $L(\theta)$ для кристаллографической плоскости $(01\bar{1}0)$ дается соотношением

$$L = K_1 \sin 2\theta + 2K_2 \sin 2\theta \sin^2 \theta, \quad (2)$$

где θ — угол между осью c и спонтанным магнитным моментом \mathbf{M}_S . Полученные значения $K_1(T)$ на три

порядка величины превосходят значение $K_2(T)$ во всем исследованном диапазоне температур, поэтому может быть сделан вывод о доминирующем влиянии константы анизотропии K_1 по сравнению с K_2 .

На рис. 3 представлены температурные зависимости константы магнитной анизотропии и намагниченности, измеренные в поле 10 кОе. По методу Белова–Аррота из кривых удельной намагниченности $\sigma_S(H)$, измеренных в области магнитного перехода, была определена температура Кюри $T = 298$ К путем построения кривых $H/\sigma = f(\sigma^2)$. В поле 10 кОе кривая $\sigma(T)$ спадает при более высокой температуре, чем T_C , что можно объяснить наличием вклада в намагниченность за счет парапроцесса, который добавляет к самопроизвольной намагниченности σ_S индуцированную парапроцессом намагниченность. Этим объясняется наличие "хвоста" на кривой $\sigma(T)$ при $T > T_C$ (рис. 3, *a*).

Константа магнитной анизотропии уменьшается (рис. 3, *b*) с повышением температуры более резко, чем намагниченность, что согласуется с выводами одноионной теории магнитокристаллической анизотропии [14], однако следующее из этой теории соотношение

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \left[\frac{M(T)}{M(0)} \right]^3 \quad (3)$$

выполняется только приближенно. Это можно объяснить наличием вклада в магнитную анизотропию от $3d$ -зонных электронов, который является добавочным к основному вкладу от $3d$ -локализованных электронов на ионах железа.

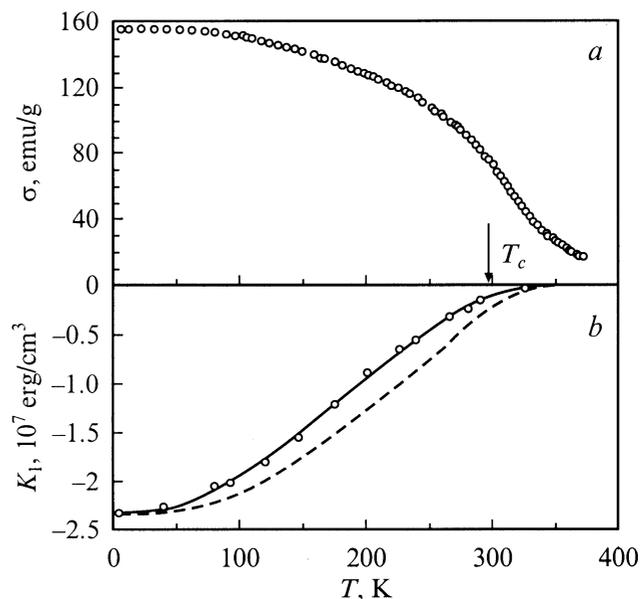


Рис. 3. *a* — температурная зависимость намагниченности, измеренная в магнитном поле 10 кОе; *b* — температурная зависимость константы магнитной анизотропии K_1 для монокристалла $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$: экспериментальная кривая — сплошная линия, теоретическая — штриховая линия.

Следует отметить, что в данном соединении наблюдается также анизотропия намагниченности насыщения — разность M_S для направлений [100] и [001]. Величина ΔM_S при 4.2 К составляет величину порядка $\sim 4\%$, что близко по величине к ΔM_S в Y_2Fe_{17} [15]. Этот эффект может быть объяснен тем, что на электронные состояния вблизи уровня Ферми оказывает определенное влияние анизотропное спин-орбитальное взаимодействие [16,17]. Отметим, что в расчете на атом железа в Lu_2Fe_{17} анизотропия $\Delta M_S = 0.087\mu_B$, магнитный момент на атом железа равен $M_S = 1.99\mu_B$, в то время как в Y_2Fe_{17} магнитный момент на атом железа равен $M_S = 2.01\mu_B$ [15], $2.15\mu_B$ [8], а анизотропия $\Delta M_S = 0.016\mu_B$ [15].

Представляет интерес тот факт, что при $T = 4.2$ К константа магнитной анизотропии Lu_2Fe_{17} $K_1 = -2.3 \cdot 10^7$ erg/cm³ практически совпадает со значением константы магнитной анизотропии Y_2Fe_{17} $K_1 = -2.3 \cdot 10^7$ erg/cm³ [15].

3. Магнитострикция

Для получения детальной информации о магнитострикции Lu_2Fe_{17} были детально исследованы температурные и полевые зависимости продольной и поперечной магнитострикции монокристалла Lu_2Fe_{17} в интервале температур 78–300 К в магнитных полях до 12 кОе, приложенных параллельно и перпендикулярно гексагональной оси c — [001]. Монокристаллический образец имел форму диска, плоскость которого совпадала с кристаллографической плоскостью, содержащей оси a и c .

Из рис. 4 и 5 видно, что наибольшую величину имеет магнитострикция λ_{ac} (первый нижний индекс обозначает направление приложенного поля, второй — направление измерения магнитострикционной деформации), в

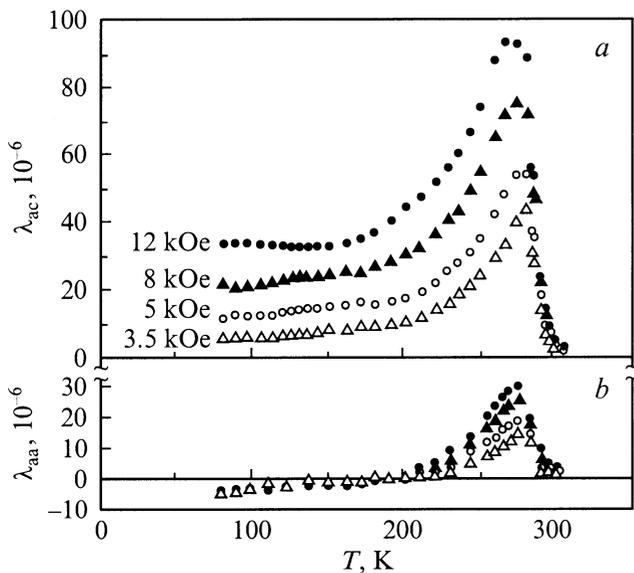


Рис. 4. Температурные зависимости магнитострикции: a — $\lambda_{ac}(T)$ и b — $\lambda_{aa}(T)$.

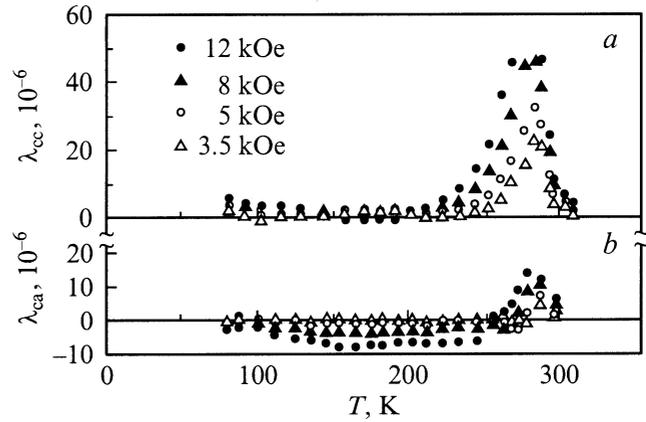


Рис. 5. Температурные зависимости магнитострикции: a — $\lambda_{cc}(T)$ и b — $\lambda_{ca}(T)$.

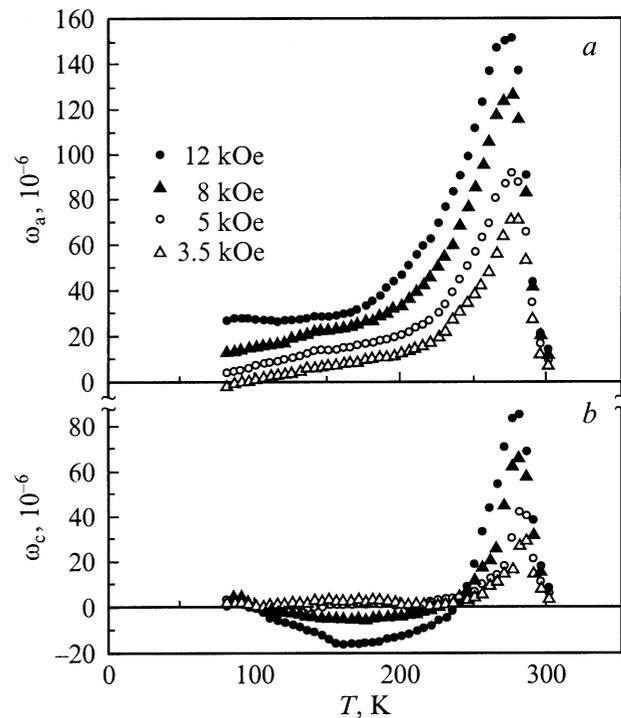


Рис. 6. Температурные зависимости объемной магнитострикции: a — $\omega_c(T)$ и b — $\omega_a(T)$.

то время как магнитострикция в базисной плоскости значительно меньше. Следовательно, поле, приложенное в базисной плоскости, вызывает анизотропную деформацию кристаллической решетки: межатомные расстояния вдоль оси c увеличиваются значительно сильнее, чем в базисной плоскости, при этом знак магнитострикционных деформаций в обоих направлениях положителен, что указывает на возрастание объема образца в магнитном поле. Объемная магнитострикция в поле вдоль оси c равна

$$\omega_c = \frac{\Delta V}{V} = \lambda_{cc} + 2\lambda_{ca}, \quad (4)$$

а вдоль оси **a** имеем

$$\omega_a = \lambda_{ac} + 2\lambda_{aa}. \quad (5)$$

Температурные зависимости ω_c и ω_a , найденные по экспериментальным данным для $\lambda_{cc}(H)$ и $\lambda_{ac}(H)$, представлены на рис. 6.

Обращает на себя внимание (рис. 4–6), что при нагревании образца λ_{cc} , λ_{ac} и ω_c сильно возрастают при приближении к температуре Кюри T_C . Температура максимума T_{\max} на кривых $\lambda_{cc}(T)$, $\lambda_{ac}(T)$, $\omega_c(T)$ и $\omega_a(T)$ зависит от величины магнитного поля, при этом T_{\max} тем ниже, чем выше H (например, в магнитном поле $H = 12$ кОе $T_{\max} = 275$ К, а при $H = 3$ кОе $T_{\max} = 280$ К для кривой $\lambda_{cc}(T)$). Такое поведение магнитострикции является аномальным по сравнению с обычными ферромагнетиками. В температурном интервале от T_{\max} до T_C , по-видимому, существует гелимагнитная структура, которая разрушается в сравнительно небольших полях $H < 2$ кОе. Наличие такой структуры в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ следует из нейтронографических исследований [4].

Согласно теории [18], объемные магнитострикции $\omega_a(\mathbf{H} \parallel \mathbf{a})$ и $\omega_c(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$ могут быть представлены как линейные комбинации двух магнитострикционных констант λ_{11}^a и λ_{12}^a

$$\omega_a = \lambda_{11}^a - \frac{1}{2\sqrt{3}} \lambda_{12}^a, \quad (6)$$

$$\omega_c = \lambda_{11}^a + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_{12}^a. \quad (7)$$

Здесь λ_{11}^a — двухионная изотропная обменная константа, λ_{12}^a — одноионная константа.

Кроме того, вследствие магнитострикции происходит изменение осевого соотношения c/a , которое может быть представлено как линейная комбинация двух магнитострикционных констант λ_{21}^a и λ_{22}^a для двух случаев: в поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ имеем

$$\frac{1}{2} \lambda_{ac} - \frac{1}{2} (\lambda_{aa} + \lambda_{ab}) = \lambda_{21}^a - \frac{1}{2\sqrt{3}} \lambda_{22}^a, \quad (8)$$

а в поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ получим

$$\frac{1}{2} (\lambda_{cc} - \lambda_{ca}) = \lambda_{21}^a + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_{22}^a. \quad (9)$$

Здесь λ_{21}^a — двухионная обменная константа и λ_{22}^a — одноионная константа.

Константы λ_{11}^a , λ_{21}^a учитывают изотропное парное обменное и псевдодипольные взаимодействия двух соседних магнитных ионов. Константы λ_{12}^a и λ_{22}^a учитывают анизотропное взаимодействие магнитного иона с кристаллическим полем, которое создается окружающими ионами кристаллической решетки. Обменные взаимодействия вносят изотропные вклады в магнитострикционную деформацию, которые не зависят от направляющих косинусов вектора намагниченности, в то время как одноионные взаимодействия вносят анизотропные вклады, зависящие от направления вектора намагниченности.

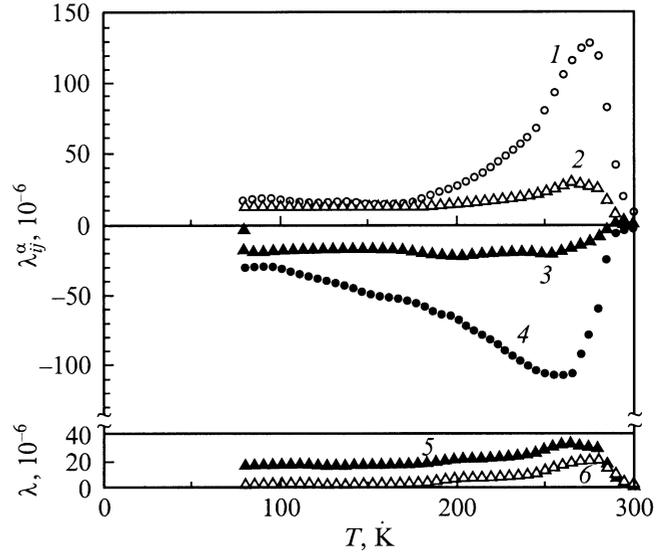


Рис. 7. Температурная зависимость магнитострикционных констант: 1 — λ_{11}^a , 2 — λ_{21}^a , 3 — λ_{22}^a , 4 — λ_{12}^a и рассчитанных по формулам (8) и (9) изменений осевого соотношения c/a : 5 — при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, 6 — при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ в магнитном поле $H = 12$ кОе.

Если пренебречь орторомбическими искажениями и деформацией сдвига, которые не наблюдались в изученном диапазоне температур, то магнитострикционную деформацию с учетом констант λ_{11}^a , λ_{12}^a , λ_{21}^a , λ_{22}^a можно записать в виде [18]

$$\lambda_{\alpha\beta} = \frac{1}{3} \lambda_{11}^a + 2\lambda_{21}^a \left(\beta_Z^2 - \frac{1}{3} \right) + \frac{1}{2\sqrt{3}} \lambda_{12}^a \left(\alpha_Z^2 - \frac{1}{3} \right) + \sqrt{3} \lambda_{22}^a \left(\alpha_Z^2 - \frac{1}{3} \right) \left(\beta_Z^2 - \frac{1}{3} \right), \quad (10)$$

где α_Z и β_Z — направляющие косинусы вектора намагниченности и направления деформации соответственно.

По формулам (4)–(9) были вычислены из экспериментальных данных для магнитострикции λ_{ac} , λ_{ca} , λ_{aa} , λ_{cc} и температурная зависимость магнитострикционных констант (рис. 7). В области магнитного перехода различием в значениях λ_{aa} и λ_{ab} можно пренебречь.

Из рис. 7 и формулы (6) видно, что обменная магнитострикция ω_a имеет приблизительно одинаковые положительные вклады: первый — за счет двухионной обменной константы λ_{11}^a , второй — за счет одноионной константы λ_{12}^a . Температура максимума кривой $\lambda_{11}^a(T)$ на ~ 20 К выше, чем температура максимума кривой $\lambda_{12}^a(T)$. В изменение осевого отношения c/a вносят также вклады обменная константа λ_{21}^a и одноионная константа λ_{22}^a .

4. Обсуждение результатов

Трехвалентный ион Lu^{3+} не обладает парамагнитным моментом вследствие того, что $4f$ -электронная оболочка иона лютеция полностью заполнена ($L = 0$,

Таблица 1. Параметры a , c и объем элементарной ячейки V , смещение T_C с давлением и сжимаемость \varkappa в соединениях $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и Y_2Fe_{17}

Состав	$a, \text{Å}$	$c, \text{Å}$	$V, \text{Å}^3$	$d \ln T_C / dp, \text{kBar}^{-1}$	$\varkappa, \text{kBar}^{-1}$
Y_2Fe_{17}	8.485	8.300	516.8	$-12.6 \cdot 10^{-3}$	$1.05 \cdot 10^{-3}$
$\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$	8.418	8.295	508.4	$-8.4 \cdot 10^{-3}$	–

Таблица 2. Температура Кюри, магнитный момент, анизотропия намагниченности и константа анизотропии соединений $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и Y_2Fe_{17}

Состав	T_C, K	$\mu_{\text{Fe/at}}, \mu_B$	$\Delta M_S, \mu_B$	$K_1, 10^7 \text{erg/cm}^3$
Y_2Fe_{17}	374	2.01	0.016	-2.3 [14]
$\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$	298	1.99	0.087	-2.3

$S = 0$), поэтому магнитный момент соединения $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ образован только магнитными моментами ионов Fe. Представляет интерес сравнение свойств $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и соединения Y_2Fe_{17} , в котором магнетизм также определяется подрешеткой железа, а кристаллографическая структура является аналогичной. В соединении Y_2Fe_{17} также отсутствует магнитный момент на ионе иттрия Y^{3+} . Поскольку иттрий относится к $4d$ -переходным элементам, возникает вопрос, в какой мере специфика электронного строения ионов лютетия и иттрия сказывается на магнетизме соединений $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и Y_2Fe_{17} , обладающих идентичными кристаллическими структурами и имеющих в узлах кристаллической решетки одинаковое количество атомов железа в элементарной ячейке. Однако электронные структуры атомов лютетия ($4d^{10}4f^{14}5s^25p^65d^16s^2$) и иттрия ($4d^15s^2$) заметно отличаются.

В табл. 1 и 2 приводятся кристаллографические данные для соединений Y_2Fe_{17} и $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ (параметры гексагональной кристаллической решетки a и c и объем элементарной ячейки V), а также некоторые магнитные данные (магнитные моменты μ_{Fe} , приходящиеся на атом железа при 4.2 К, температуры Кюри T_C , константы магнитной анизотропии при 4.2 К). Сравнение полученных данных показывает большое сходство в значениях μ_{Fe} и K_1 при 4.2 К. Это указывает на то, что магнитная и электронная структуры этих соединений очень похожи и на магнитную анизотропию не оказывает заметного влияния специфика электронной структуры ионов Lu^{3+} и Y^{3+} .

Однако температуры Кюри этих соединений отличаются почти на 76 К. Для выяснения физических механизмов, отвечающих за столь значительную разность температур Кюри, обратимся к эффектам, которые дают информацию о зависимости обменного интеграла от атомного объема. К ним следует отнести смещение T_C с давлением и объемную магнитоstriction $\omega = dV/V$.

В табл. 1 приводятся экспериментальные данные о величине $d \ln T_C / dp$ и сжимаемости \varkappa для соединения

Y_2Fe_{17} . Известно, что сжимаемость \varkappa равна

$$\varkappa = -\frac{\Delta V/V}{p}, \quad (11)$$

а смещение T_C при давлении связано со смещением T_C при изменении атомного объема следующим соотношением:

$$\frac{d \ln T_C}{dp} = -\frac{\varkappa}{T_C} \frac{dT_C}{d \ln V} = -\varkappa \frac{d \ln T_C}{d \ln V}. \quad (12)$$

Объемы элементарных ячеек отличаются у Y_2Fe_{17} и $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ на величину (табл. 1)

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{V_{\text{Y}_2\text{Fe}_{17}} - V_{\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}}}{V_{\text{Y}_2\text{Fe}_{17}}} = 1.62 \cdot 10^{-2}. \quad (13)$$

Вычислим изменение температуры Кюри при сокращении объема элементарной ячейки V на величину $\Delta V/V = 1.6 \cdot 10^{-2}$, опираясь на экспериментальную величину $\partial \ln T_C / \partial p = -12.6 \cdot 10^{-3} \text{kBar}^{-1}$. Тогда из (12) с учетом величины сжимаемости $\varkappa = 1.05 \cdot 10^{-3} \text{kBar}^{-1}$ [8] получим

$$\Delta T_C = -\frac{T_C}{\varkappa} \frac{\Delta V}{V} \frac{d \ln T_C}{dp} = 74 \text{K}, \quad (14)$$

что близко к разности температур Кюри Y_2Fe_{17} и $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$. Следовательно, можно заключить, что уменьшение величины T_C у $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ по сравнению с Y_2Fe_{17} обусловлено уменьшением интеграла обменного взаимодействия вследствие уменьшения атомного объема.

Далее рассмотрим зависимость обменных интегралов от атомного объема для $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$. Смещение T_C с давлением для $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ не определено. Однако величину $d \ln T_C / dp$ можно вычислить на основе термодинамических соотношений, предполагая, что намагниченность I в области парапроцесса является функцией T/T_C и H ,

$$\left(\frac{\partial \omega}{\partial H} \right)_p = - \left(\frac{\partial I}{\partial p} \right)_H = T \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_H \frac{\partial \ln T_C}{\partial p}. \quad (15)$$

Отсюда получим, что

$$\frac{\partial \ln T_C}{\partial p} = \frac{1}{T \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_H} \left(\frac{\partial \omega}{\partial H} \right)_p. \quad (16)$$

Исходя из полученных экспериментальных данных для $\partial \omega / \partial H = 15.4 \text{kOe}^{-1}$, $\partial I / \partial T = -7.1 \text{G/K}$, найдем, что $\partial \ln T_C / \partial p = -8.4 \cdot 10^{-3} \text{kBar}^{-1}$, что несильно отличается от значений для Y_2Fe_{17} (табл. 1). Представляет интерес определить также относительное изменение интеграла обменного взаимодействия A с атомным объемом, которое равно

$$\alpha = \frac{d \ln A}{d \ln V} = \frac{d \ln T_C}{d \ln V}. \quad (17)$$

Мы нашли, что эта величина равна следующим значениям: из экспериментальных данных для Y_2Fe_{17} по смещению T_C с давлением $\alpha = 12$, а из объемной магнитострикции парапроцесса в Lu_2Fe_{17} $\alpha = 8$. Несмотря на определенный разброс значений α , можно сделать вывод о резкой зависимости обменного интеграла от атомного объема как в соединении Y_2Fe_{17} , так и Lu_2Fe_{17} . В РЗМ и других РЗ интерметаллидах величина α значительно ниже: например, для Gd $\alpha = 2$, а для Tb $\alpha = 1.8$ [19].

Для объяснения большой величины объемной магнитострикции парапроцесса в области температуры Кюри следует учесть, что в гексагональной кристаллической структуре соединений R_2Fe_{17} (структура типа Th_2Ni_{17}) можно выделить чередующиеся, перпендикулярные гексагональной оси базисные атомные плоскости, заселенные атомами железа в трех кристаллографических позициях: $4f$, $6g$, $12j$ и $12k$ [4]. Хотя суммарное значение константы обменного взаимодействия является положительным, константы обменного взаимодействия между атомами железа в позициях $4f$, образующих гантелевидные пары, оказываются отрицательными [4], поскольку атомные расстояния между атомами железа $4f-4f$ весьма малы. Это является, по-видимому, основной причиной того, что магнитострикция вдоль оси c оказывается наибольшей, поскольку ось гантелевидной пары атомов железа $4f-4f$ перпендикулярна атомным базисным плоскостям. Согласно теоретическим расчетам [20], в подобном составе Y_2Fe_{17} большую роль играет анизотропный и одноэлектронный перескок внутри гантели из атомов $Fe(4f)$, перпендикулярной гексагону из ближайших атомов Fe в позициях $12j$. Именно этот механизм вносит главный вклад в двухионную обменную магнитострикцию. Этот структурный элемент существует как в Y_2Fe_{17} , так и в Lu_2Fe_{17} , и он, по-видимому, вносит значительный вклад в магнитострикцию, так как магнитострикция в Y_2Fe_{17} и Lu_2Fe_{17} , согласно результатам [9] и нашим данным, имеет близкие значения. Этот вклад учитывается магнитострикционной константой λ_{11}^a , которая является наибольшей.

Описанный выше структурный элемент (гексагон плюс гантель $4f-4f$) окружен тремя атомами Lu (в соединении Lu_2Fe_{17}) и Y (в соединении Y_2Fe_{17}). Специфика электронной структуры атомов Lu и Y, согласно результатам для Y_2Fe_{17} [9] и нашим данным для Lu_2Fe_{17} , не отражается заметным образом на магнитострикции.

Как показывают наши измерения, магнитострикция и магнитострикционные константы в Lu_2Fe_{17} имеют максимальные значения вблизи температуры магнитного фазового перехода, где наибольший вклад в намагниченность вносит парапроцесс. Вклады процессов вращения и смещения доменных границ в магнитострикцию Lu_2Fe_{17} незначительны в исследованном интервале температур. Проведенный расчет магнитострикционных констант λ_{12}^a и λ_{11}^a показывает, что анизотропные одноионные вклады в индуцированную полем магнитострикцию сравнимы по величине с изотропными двухионными обменными вкладами. Отсутствие насыщения на кривых $\lambda(H)$ в поле

вдоль ОЛН как вблизи температуры Кюри, так и при более низких температурах можно объяснить тем, что эффективное обменное поле заметным образом изменяет $3d$ -электронную зонную структуру.

Список литературы

- [1] D. Bonnenberg, E. Burzo, H.R. Kirchmayr, T. Nakamichi, H.P.J. Wijn. In: Landolt-Burnstein, New Series, III/19i2, 314 (1992).
- [2] B. Garcia-Landa, P.A. Algarabel, M.R. Ibara, F.E. Kayzel, T.H. Ahn, J.J.M. Franse. *J. Magn. Magn. Mater.* **140-144**, 1085 (1995).
- [3] А.В. Андреев, А.В. Дерягин, С.М. Задворкин, Н.В. Кудреватых, В.Н. Москалев, Р.З. Левитин, Ю.Ф. Попов, Р.Ю. Юмагузин. В сб.: "Физика магнитных материалов" / Под ред. Д.Д. Мишина. Изд-во Калинин. ун-та (1985). С. 21.
- [4] D. Givord, R. Lemaire. *IEEE Trans. Magn.* **MAG10**, 2, 109 (1974).
- [5] S.A. Nikitin, A.M. Tishin, M.D. Kuz'min, Yu.I. Spichkin. *Phys. Lett.* **A153**, 2, 155 (1991).
- [6] А.С. Андреев, С.А. Никитин, Ю.С. Спичкин. *ФТТ* **34**, 6, 1823 (1992).
- [7] А.С. Андреев, С.А. Никитин, Ю.С. Спичкин. *Вестн. МГУ. Физика, астрономия. Сер. 3*, 1, 55 (1993).
- [8] O. Mikulina, J. Kamarad, Z. Arnold, B. Garcia-Landa, P.A. Algarabel, M.R. Ibara. *J. Magn. Magn. Mater.* **196-197**, 649 (1999).
- [9] D. Givord, E.T. Lacheisserie. *IEEE Trans. Magn.* **MAG12**, 1, 31 (1976).
- [10] K. Mori, K. Hathaway, A. Clark. *IEEE Trans. Magn.* **MAG19**, 5, 1961 (1983).
- [11] B. Garcia-Landa, M.R. Ibara, P.A. Algarabel, F.E. Kayzel, T.H. Ahn. *Physica* **B177**, 227 (1992).
- [12] J.M.D. Coey, Hong Sun, D.P.F. Hurley. *J. Magn. Magn. Mater.* **101**, 310 (1991).
- [13] Cz. Kapusta, M. Rosenberg, H. Figel, T.H. Jacobs, K.H.J. Bushow. *J. Magn. Magn. Mater.* **104-107**, 1331 (1992).
- [14] H.B. Callen, E.R. Callen. *J. Phys. Chem. Solid.* **2**, 1271 (1966).
- [15] M.T. Averbuch-Pouchot, R. Chevalier, J. Deportes, B. Kebe, R. Lemaire. *J. Magn. Magn. Mater.* **68**, 190 (1987).
- [16] J. Deportes, B. Kebe, R. Lemaire. *J. Magn. Magn. Mater.* **54-57**, 1089 (1986).
- [17] H.B. Callen, E.R. Callen. *J. Phys. Chem. Solid.* **16**, 310 (1960).
- [18] E.R. Callen, H.B. Callen. *Phys. Rev.* **B96**, 2, 302 (1954).
- [19] С.А. Никитин. Магнитные свойства РЗМ и их сплавов. Изд-во МГУ, М. (1989). 248 с.
- [20] K. Kulakowski, A. del Moral. *Phys. Rev.* **B52**, 22, 15943 (1995).