

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СРЕДНЕЭНТРОПИЙНОГО СПЛАВА GdT_bDyY

© 2025 г. Н. Ю. Панкратов^{1,*}, И. С. Терёшина¹, П. А. Крот²,
В. Н. Вербецкий², С. А. Никитин¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский
государственный университет имени М. В. Ломоносова», Химический факультет, Москва, Россия

*E-mail: pankratov@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Синтезирован многокомпонентный редкоземельный сплав GdT_bDyY с однофазной структурой ГПУ (гексагонально-плотноупакованной). Обнаружено, что полученный сплав демонстрирует два магнитных фазовых перехода при температурах 140 и 201 К. В области температур, объединяющих оба перехода, наблюдается заметный по величине магнитокалорический эффект (МКЭ). Установлено, что основной вклад в магнитные свойства сплава GdT_bDyY дают трехвалентные ионы тербия и диспрозия: наблюдается корреляция как между структурными, так и магнитными параметрами.

Ключевые слова: магнитокалорический эффект, редкоземельные сплавы, изменение энтропии, температура магнитного фазового перехода

DOI: 10.31857/S0367676525040112, **EDN:** GTOSSS

ВВЕДЕНИЕ

Магнитное твердотельное охлаждение на основе магнитокалорического эффекта (МКЭ) является многообещающей экологически чистой технологией [1–5]. Многочисленные комплексные исследования различных магнитных хладагентов показывают, что эта стратегия охлаждения имеет большой потенциал для внедрения в обозримом будущем. Одной из ключевых задач на пути к этой цели является поиск подходящих и эффективных магнитных материалов с большим магнитокалорическим эффектом в достаточно небольших магнитных полях (<20 кЭ) [6–9]. Ранее технология магнитного охлаждения стала одной из самых конкурентоспособных и эффективных для достижения сверхнизких криогенных температур в лабораторных приборах [10]. За последние десятилетия были предприняты большие усилия для расширения области применения этой технологии до температур, близких к комнатным.

Магнитное холодильное оборудование, прототипы которого созданы в настоящее время, имеет большой потенциал для замены широко распространенных парокомпрессионных устройств. Однако ряд ключевых проблем все еще остаются не до конца решенными. Большинство из из-

вестных магнитных материалов проявляют большой по величине калорический эффект в узком интервале температур, вблизи точек их магнитного превращения (например, при температуре Кюри). Более того, МКЭ в таких материалах, как правило, проявляется в достаточно сильных магнитных полях. Следовательно, одной из главных проблем на данном пути является поиск калорического материала с большим МКЭ в магнитном поле менее 2 Тл. Также важно обеспечить стабильное и эффективное преобразование энергии, поскольку потенциальный магнитокалорический материал «работает» в области фазового перехода. «Хороший» хладагент не должен демонстрировать магнитный гистерезис в рабочем температурном диапазоне для достижения наивысшей эффективности охлаждения. Материалы с магнитными фазовыми переходами второго рода, к которым относится редкоземельный металл гадолиний, обладают слабым гистерезисом, что обеспечивает повторяемость результатов при циклическом намагничивании. В настоящее время существуют различные подходы и продуктивные идеи, которые могут помочь справиться с проблемами, возникшими в области развития магнитного твердотельного охлаждения.

Настоящим прорывом в исследовании МКЭ стало открытие гигантского магнитокалориче-

ского эффекта в области комнатной температуры в трехкомпонентном соединении Gd₅Si₂Ge₂, а также в замещенных составах [11–16]. Установлено, что большинство перспективных магнитокалорических фаз, представляют собой многокомпонентные системы, в состав которых входит несколько элементов, в том числе редкоземельных. Сплавы и соединения, содержащие тяжелые редкоземельные металлы, такие как гадолиний, тербий и диспрозий, демонстрируют высокие магнитокалорические характеристики и поэтому многокомпонентные системы, состоящие из четырех, пяти и более РЗМ (так называемые средне- и высокоэнтропийные сплавы (СЭС и ВЭС)) также могут быть рассмотрены в качестве магнитных хладагентов [17]. В настоящее время СЭС и ВЭС являются объектами повышенного внимания со стороны ученых и технологов, благодаря уникальному сочетанию различных физико-химических свойств [18–20].

Основными преимуществами СЭС и ВЭС на основе РЗМ являются наличие в них магнитных фазовых переходов второго рода, а также высокие значения изменения магнитной части энтропии в значительно более широкой области температур, чем у традиционных сплавов. Ранее были исследованы такие составы: GdT_bHoErY, GdT_bHoErLa, GdT_bHoErLaY, GdT_bHoErPr, GdT_bDyHoEr, ScGdT_bDyHo и GdT_bHoEr, которые продемонстрировали высокие значения магнитокалорического эффекта в широком диапазоне температур вплоть до 250 К [21–31]. Среди них наиболее перспективные магнитокалорические характеристики имели последние три сплава из вышеперечисленных [29–31].

Целью данной работы был синтез нового многокомпонентного редкоземельного сплава GdT_bDyY и исследование температурных и полевых зависимостей намагниченности и магнитокалорического эффекта в широкой области температур, включая область магнитных фазовых переходов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Сплав редкоземельных металлов, представляющий собой эквивалентные комбинации элементов Gd, Tb, Dy, и Y был получен методом дуговой плавки. После подготовки шихты из исходных редкоземельных элементов (чистотой не менее 99.9 масс. %) проводился синтез сплава в электродуговой печи в атмосфере аргона. Полученный сплав был также подвергнут высокотемпературному отжигу (при температуре 900 °С, продолжительностью 80 ч).

Для аттестации сплава GdT_bDyY, определения его структурных параметров было использовано несколько методов. Изучена морфология поверхности при помощи сканирующей электронной микроскопии (SEM) на микроскопе LEO EVO 50

XVPTM, уточнен элементный и фазовый состав посредством энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) и рентгенофазового анализа (XRD) на дифрактометре ARLX'TRATM.

Исследования магнитных свойств проводились на многофункциональном измерительном комплексе MagEq 201 (ООО «ПМТик» Россия) в широком интервале температур (77–350 К) в магнитных полях до 18 кЭ. Намагниченность образцов была измерена индукционным методом. Исследование магнитокалорического эффекта проводилось прямым методом путем измерения изменения температуры образца при адиабатическом изменении магнитного поля.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рентгенофазовый дифракционный анализ сплава GdT_bDyY показал, что в исследуемых образцах объем основной фазы с гексагональной плотноупакованной (ГПУ) структурой (пространственная группа P6₃/mmc) составляет не менее 95%. По результатам рентгенофлуоресцентного анализа показано, что кроме основной фазы (экваториальной) в образцах было обнаружено небольшое количество (до 5%) примесной фазы с ГПУ структурой с повышенным содержанием иттрия. Параметры решетки *a* и *c* основной фазы показаны в табл. 1. Для сравнения в таблице даны параметры для магнитных РЗМ – Gd, Tb и Dy (по литературным данным [32]). Из табл. 1 видно, что параметры решетки и объем элементарной ячейки для GdT_bDyY по величине оказываются между значениями объема элементарной ячейки Tb и Dy, что характерно для лантаноидного сжатия.

Термомагнитный анализ сплава GdT_bDyY был выполнен во внешнем магнитном поле 1 кЭ (см. рис. 1) с целью определения температур магнитных фазовых переходов, а именно, температуры перехода из ферромагнитного состояния в антиферромагнитную фазу (θ_1) и температуры перехода из магнитоупорядоченного (антиферромагнитного) в парамагнитное состояние (θ_2). Значения температур θ_1 и θ_2 равны 140 и 201 К (табл. 1). Наблюдаемая температурная зависимость намагниченности вполне характерна для целого ряда тяжелых редкоземельных металлов [32]. Как известно, в Tb и Dy в области низких температур наблюдается ферромагнитное упорядочение (легкая ось лежит в базисной плоскости), а с ростом температуры происходит резкое уменьшение намагниченности, вызванное фазовым переходом из ферромагнитной фазы в геликоидальную антиферромагнитную фазу (ГАФМ). Область существования ГАФМ у тербия и диспрозия сильно различается: в Tb эта область составляет всего 8 К, в то время как в Dy она на порядок больше (93 К) [33–35]. Как результат, можно предположить, что в сплаве GdT_bDyY в области низких температур при $T < \theta_1$ также суще-

Таблица 1. Структурные и магнитные параметры среднеэнтропийного сплава GdT_bDyY, а также Gd, Tb, Dy: параметры решетки a и c , объем элементарной ячейки V , осевое соотношение c/a , температура Кюри T_C , температуры магнитных фазовых переходов Θ_1 и Θ_2

Compound	a , Å	c , Å	c/a	V , Å ³	Θ_1 , K	Θ_2 , K	T_C , K
GdT _b DyY	3.594	5.670	1.58	63.17	140	201	—
Gd	3.636	5.782	1.59	65.93	—	—	293
Tb	3.601	5.694	1.58	63.68	222	230	—
Dy	3.593	5.654	1.57	62.95	87	180	—

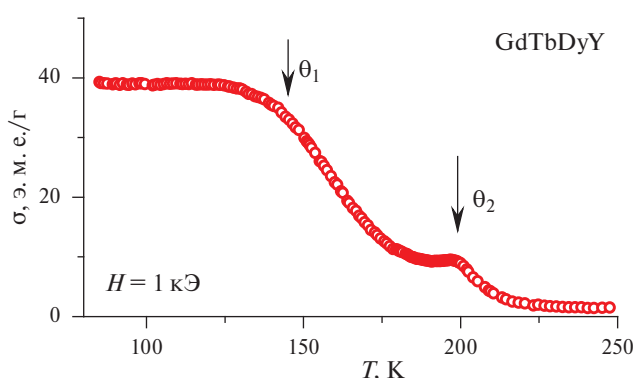


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности сплава GdT_bDyY в магнитном поле 1 кЭ.

ствует ферромагнитное упорядочение, и в области температур $\Theta_1 < T < \Theta_2$ появляется ГАФМ фаза. В этом случае температура Θ_2 является температурой Нееля. В сплаве GdT_bDyY при Θ_2 происходит магнитный фазовый переход из антиферромагнитной фазы в парамагнитную.

На рис. 2 показаны полевые зависимости намагниченности в магнитных полях до 18 кЭ, измеренные при различных температурах. При температуре 300 К наблюдается линейная зависимость намагниченности от магнитного поля, что подтверждает наличие парамагнитного состояния при $T > \Theta_2$. При температуре 140 К наблюдается кривая, характерная для ферромагнетика.

Магнитокалорический эффект в данной работе изучался прямым методом путем измерения величины изменения температуры при адиабатическом намагничивании образца. На рис. 3 показаны температурные зависимости МКЭ в магнитных полях до 18 кЭ. На кривых $\Delta T_{ad}(T)$ наблюдается два ярко выраженных максимума, которые сливаются в один широкий максимум с ростом магнитного поля. Максимум в области низких температур соответствует фазовому переходу из ФМ в АФМ состояние с ростом температуры. Изменение температуры при МКЭ соответствует области быстрого уменьшения намагниченности с ростом температуры, что следует из соотношения Максвелла:

$$\Delta T_{ad} = -\frac{C}{T} \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right) dH. \quad (1)$$

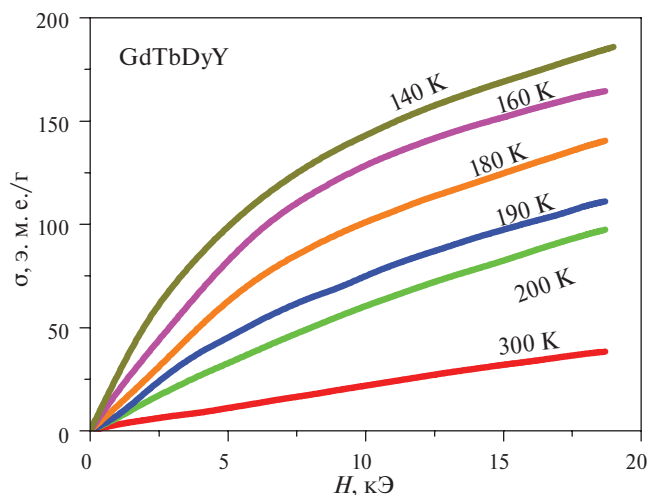


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности сплава GdT_bDyY при разных температурах 80, 160, 200, 260, 284 и 300 К.

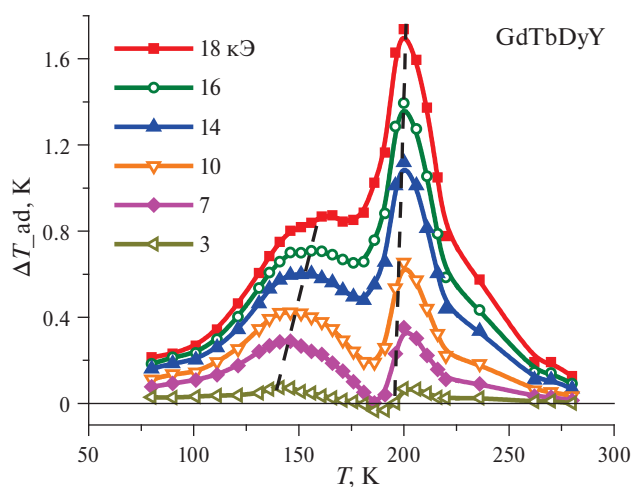


Рис. 3. Температурные зависимости МКЭ сплава GdT_bDyY в разных полях 3, 7, 10, 14, 16 и 18 кЭ.

При магнитных фазовых переходах из одного магнитного состояния в другое при изменении величины приложенного магнитного поля наблюдается МКЭ, обусловленный тем, что энтропии различных магнитных фаз не равны друг другу [33]. В частности, рассматривая переход «антиферромагнетизм—ферромагнетизм» в поле

как фазовый переход I рода, получим МКЭ, обусловленный изменением энтропии при данном переходе:

$$\Delta T_{\text{ад}} = \frac{-T}{C} (S_{\text{ф}} - S_{\text{аф}}), \quad (2)$$

где $S_{\text{ф}}$ и $S_{\text{аф}}$ — значения энтропии ферромагнитного и антиферромагнитного состояний соответственно, $S_{\text{ф}} - S_{\text{аф}}$ — скачок энтропии при переходе АФМ — ФМ. Этот тип МКЭ наблюдается в ряде редкоземельных металлов и сплавов [33]. В монокристалле Dy в магнитном поле, приложенном в базисной плоскости, на температурной зависимости МКЭ (в области существования антиферромагнитной структуры) возникает широкий максимум, если величина поля H не превышает критическое значение $H_{\text{кр}}$. При $H > H_{\text{кр}}$ антиферромагнитная структура разрушается и возникает ферромагнитная структура. Аналогично в исследованном СЭС GdT_bDyY в магнитных полях ниже 7 кЭ в области антиферромагнитного упорядочения наблюдается отрицательный МКЭ. Появление отрицательного МКЭ вызвано наличием АФМ магнитного упорядочения вблизи θ_2 .

Для случая магнитных полей ниже 14 кЭ переходу АФМ-ФМ в θ_2 соответствует точка, удовлетворяющая условию $\Delta T_{\text{ад}} = 0$, а в поле 16 кЭ узкий максимум на кривой $\Delta T_{\text{ад}}(T)$. Отсюда можно сделать вывод, что магнитного поля величиной 16 кЭ достаточно для подавления геликоидальной АФМ структуры.

Полученные данные, в целом, совпадают с результатами исследований чистых РЗМ и бинарных сплавов РЗМ [32,35] и позволяют построить магнитную фазовую диаграмму сплава GdT_bDyY (рис. 4). АФМ фаза типа геликоид существует в диапазоне $\approx 140\text{--}201$ К в магнитном поле менее 15 кЭ. На кривых намагничивания не наблюдаются критические поля как ранее найдено в монокристаллах Tb, что, вероятно, связано с наличием примесей в образцах, которые играют роль центров захвата и, таким образом, препятствуют разрушению слабо связанной АФМ фазы. С увеличением магнитного поля температурный интервал АФМ фазы существенно уменьшается. Можно сделать предположение о том, что с ростом магнитного поля геликоидальная фаза трансформируется в веерную структуру. Магнитные и магнитотепловые свойства, измеренные в настоящей работе, содержат черты, которые могут быть связаны с существованием фазы веерного типа. Положение фазовых границ, определенных по аномалиям МКЭ, позволяет определить примерные границы фаз. Веерная фаза существует между ФМ и ПМ областями упорядочения, то есть в температурном диапазоне 150–200 К и максимальным значением поля 15 кЭ. В низкотемпературной области она замещается геликоидальным АФМ упорядочением. Однако окончательно

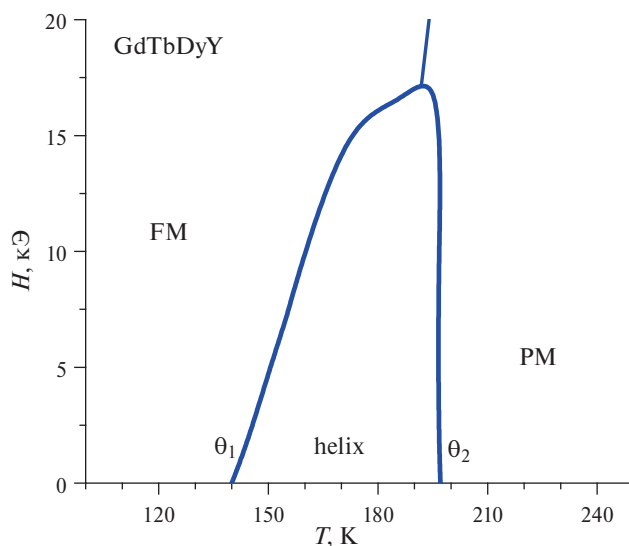


Рис. 4. Магнитная фазовая диаграмма сплава GdT_bDyY.

ное решение вопроса о существовании структуры типа веер в сплаве GdT_bDyY по-прежнему остается открытым. Таким образом, для более точного определения типа магнитного упорядочения в указанном диапазоне необходимы детальные исследования на монокристаллических образцах.

В данном исследовании была поставлена задача выяснить механизмы, ответственные за величину температур магнитных фазовых переходов. В табл. 1 показаны температуры фазовых переходов для Dy и Tb, известные из литературных данных [32]. Можно вычислить среднее значение для температур $\theta_1 = 154$ К и $\theta_2 = 205$ К. Полученные значения близки к экспериментально определенным температурам θ_1 и θ_2 для сплава GdT_bDyY. Отметим, что ионы Y³⁺ не несут заметного по величине локализованного магнитного момента, а ионы Gd³⁺ отличается отсутствием орбитального момента, и, как следствие, сравнительно низкой магнитокристаллической анизотропией и ферромагнитным упорядочением во всей области температур.

Можно сделать вывод, что для многокомпонентных РЗ сплавов, обладающих областью геликоидального антиферромагнетизма, основной вклад в величину температур магнитных фазовых переходов вносят РЗ элементы, для которых характерно наличие орбитального магнитного момента 4f-оболочки. Также на величины температур магнитных фазовых переходов оказывают влияние межатомные расстояния между магнитоактивными ионами. Как уже упоминалось выше, объем элементарной ячейки для сплава GdT_bDyY по величине оказывается именно между объемами элементарной ячейки Tb и Dy. Известно, что для РЗМ характерно косвенное обменное РККИ взаимодействие (Рудермана—Киттеля—Касуя—Иосиды), которое яв-

ляется одним из основных механизмов взаимодействия магнитных моментов в 4f-металлах. РККИ-взаимодействие появляется за счет спин-зависимого рассеяния электронов в кристалле на магнитных центрах и интерференции рассеянных волн от разных центров. При изменении расстояний между магнитными моментами величина интеграла косвенного обменного взаимодействия существенно изменяется, поскольку она обратно пропорциональна расстоянию в третьей степени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты могут быть использованы в качестве рекомендаций при поиске новых магнитокалорических материалов среди средне-энтропийных сплавов. Нами были исследованы магнитные и магнитокалорические свойства сплава GdT_{0.8}Tb_{0.2}DyY. Выявлены общие закономерности в свойствах полученного сплава GdT_{0.8}Tb_{0.2}DyY, тербия и диспрозия, а также специфические особенности сплава GdT_{0.8}Tb_{0.2}DyY, а именно отсутствие заметного по величине вклада в магнитные свойства от гадолиния и иттрия. Выполненное исследование может быть востребовано при решении задачи повышения производительности магнитных твердотельных холодильных устройств на основе магнитокалорического эффекта.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова, регистрационный номер 122012400186-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Brück E. // J. Physics D. Appl. Phys. 2005. V. 38. No. 23. P. R381.
- Maiorino A., Petruzzello F., Grilletto A. et al. // Appl. Energy. 2024. V. 364. P. 123145.
- Alahmer A., Al-Amayreh M., Mostafa A.O. et al. // Energies. 2021. V. 14. No. 15. P. 4662.
- Khovaylo V.V., Taskaev S.V. // In: Encyclopedia of Smart Materials. Oxford: Elsevier, 2022. P. 407.
- Kitanovski A. // Adv. Energy Mater. 2020. V. 10. No. 10. Art. No. 1903741.
- Peng L., Dongsheng Y., Chao D. et al. // NPG Asia Mater. 2023. V. 15. No. 1. P. 41.
- Vdovichev S.N., Polushkin N.I., Rodionov I.D. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 014428.
- Bez H.N., Pathak A.K., Biswas A. // Acta Mater. 2019. V. 173. P. 225.
- Терешина И.С., Овченкова Ю.А., Политова Г.А., Панкратов Н.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 353; Tereshina I.S., Ovchenkova I.A., Politova G.A., Pankratov N.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 304.
- Franco V., Blázquez J.S., Ipus J.J. et al. // Progr. Mater. Sci. 2018. V. 93. P. 112.
- Pecharsky V.K., Gschneidner Jr. K.A. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 4494.
- Fujieda S., Fujita A., Fukamichi K. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. No. 7. P. 1276.
- Tegus O., Brück E., Buschow K.H.J. et al. // Nature. 2002. V. 415. No. 6868. P. 150.
- Annaorazov M.P., Ünal M., Nikitin S.A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 251. No. 1. P. 61.
- Маширов А.В., Каманцев А.П., Кузнецов Д.Д. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 974; Mashirov A.V., Kamantsev A.P., Kuznetsov D.D. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 7. P. 751.
- Умхаева З.С., Терешина И.С., Панкратов Н.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 338; Umkhaeva Z.S., Tereshina I.S., Pankratov N.Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 291.
- Пахуева И.М., Бондарев А.В., Батаронов И.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 682; Pashueva I.M., Bondarev A.V., Bataronov I.L. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 569.
- Макурenkova А.А., Железный М.В., Панкратов Н.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 485; Makurenkova A.A., Zhelezny M.V., Pankratov N.Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 420.
- Лилеев А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 697; Lileev A.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 584.
- Умхаева З.С., Карпенков А.Ю., Терешина И.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 88. № 5. С. 812; Umkhaeva Z.S., Karpenkov A.Yu., Tereshina I.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 5. P. 779.
- Luznik J., Kozelj P., Vrtnik S. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. Art. No. 224201.
- Vrtnik S., Lunik J., Koelj P. et al. // J. Alloys Compounds. 2018. V. 742. P. 877.
- Lu S.F., Ma L., Rao G.H. et al. // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2021. V. 32. No. 8. P. 10919.
- Yuan Y., Wu Y., Tong X. et al. // Acta Mater. 2017. V. 125. P. 481.
- Krnel M., Vrtnik S., Jelen A. et al. // Intermetallics. 2020. V. 117. Art. No. 106680.
- Vrtnik S., Lunik J., Koelj P. et al. // Intermetallics. 2019. V. 105. P. 163.
- Yan L.J., Franco V. // Appl. Mater. 2021. V. 9. No. 8. Art. No. 080702.
- Wang L., Lu Z., Wu Y. et al. // Adv. Eng. Mater. 2023. V. 26. Art. No. 2300616.
- Lu S.F., Ma L., Wang J. et al. // J. Alloys Compounds. 2021. V. 874. Art. No. 159918.
- Wang L., Lu Z., Guo H. et al. // J. Alloys Compounds. 2023. V. 960. Art. No. 170901.
- Uporov S.A., Estemirova S. Kh., Sterkhov E.V. et al. // Intermetallics. 2022. V. 151. Art. No. 107678.
- Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Изд-во МГУ, 1989. 247 с.
- Панкратов Н.Ю., Терешина И.С., Никитин С.А. // ФММ. 2023. Т. 124. № 11. С. 1093; Pankratov N.Yu., Tereshina I.S., Nikitin S.A. // Phys. Met. Metallorg. 2023. V. 124. No. 11. P. 1139.
- Панкратов Н.Ю., Звонов А.И., Карпенков Д.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1472; Pankratov N.Yu., Zvonov A.I., Karpenkov D.Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 10. P. 1268.
- Zvonov A.I., Pankratov N.Yu., Smarzhenskaya A.I. et al. // Phys. Stat. Sol. C. 2014. V. 11. No. 5-6. P. 1149.
- Головин Ю.И., Головин Д.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 927; Golovin Yu.I., Golovin D.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 7. P. 709.

37. Менушенков В.П., Минкова И.О., Дорофиевич И.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 7. С. 1049; Menushenkov V.P., Minkova I.O.,

Dorofievich I.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 7. P. 871.

Structure and magnetic properties of the medium-entropy GdT_bDyY alloy

N. Yu. Pankratov^{a,*}, I. S. Tereshina^a, P. V. Krot^b, V. N. Verbetskiy^b, S. A. Nikitin^a

^a Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^b Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: pankratov@phys.msu.ru

A multicomponent rare-earth alloy GdT_bDyY with a single-phase HCP crystal structure was synthesized. It was found that this alloy exhibits two magnetic phase transitions at temperatures of 140 and 201 K. Within the temperature range that encompasses both transitions, there was a noticeable magnetocaloric effect. It has been established that trivalent terbium and dysprosium ions contribute significantly to the magnetic properties of the GdT_bDyY alloy: there is a correlation between structural and magnetic parameters.

Keywords: magnetocaloric effect, rare-earth alloys, entropy change, temperature of the magnetic phase transition