

05,11

## Магнитокалорический эффект в микропроводах Gd

© О.В. Коплак<sup>1,2</sup>, С.Н. Кашин<sup>1</sup>, Р.Б. Моргунов<sup>1,2,3</sup>, Д.В. Королев<sup>3</sup>, М.В. Жидков<sup>1</sup>,  
В.П. Пискорский<sup>3</sup>, Р.А. Валеев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем химической физики РАН,  
Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Первый московский государственный медицинский университет им. И.М. Сеченова,  
Москва, Россия

<sup>3</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов  
научно-исследовательского центра „Курчатовский институт“,  
Москва, Россия

E-mail: o.koplak@gmail.com

Поступила в Редакцию 7 июля 2022 г.

В окончательной редакции 7 июля 2022 г.

Принята к публикации 9 июля 2022 г.

В микропроводах Gd, полученных сверхбыстрым охлаждением расплава, определено изменение магнитной энтропии 12 J/kg K при температуре Кюри 293 K в магнитном поле 5 T. Это значение совпадает с изменением магнитной части энтропии в объемных монокристаллических образцах в том же поле. Установлено, что в сильном магнитном поле 9 T на температурной зависимости энтропии наблюдается два максимума при температурах 292 и 312 K. Появление дополнительного максимума энтропии в микроструктурированных образцах вызвано высокими механическими микронапряжениями, сохраненными в образце после сверхбыстрого охлаждения.

**Ключевые слова:** микропровода, магнитная энтропия, магнито-упругая анизотропия, температура Кюри.

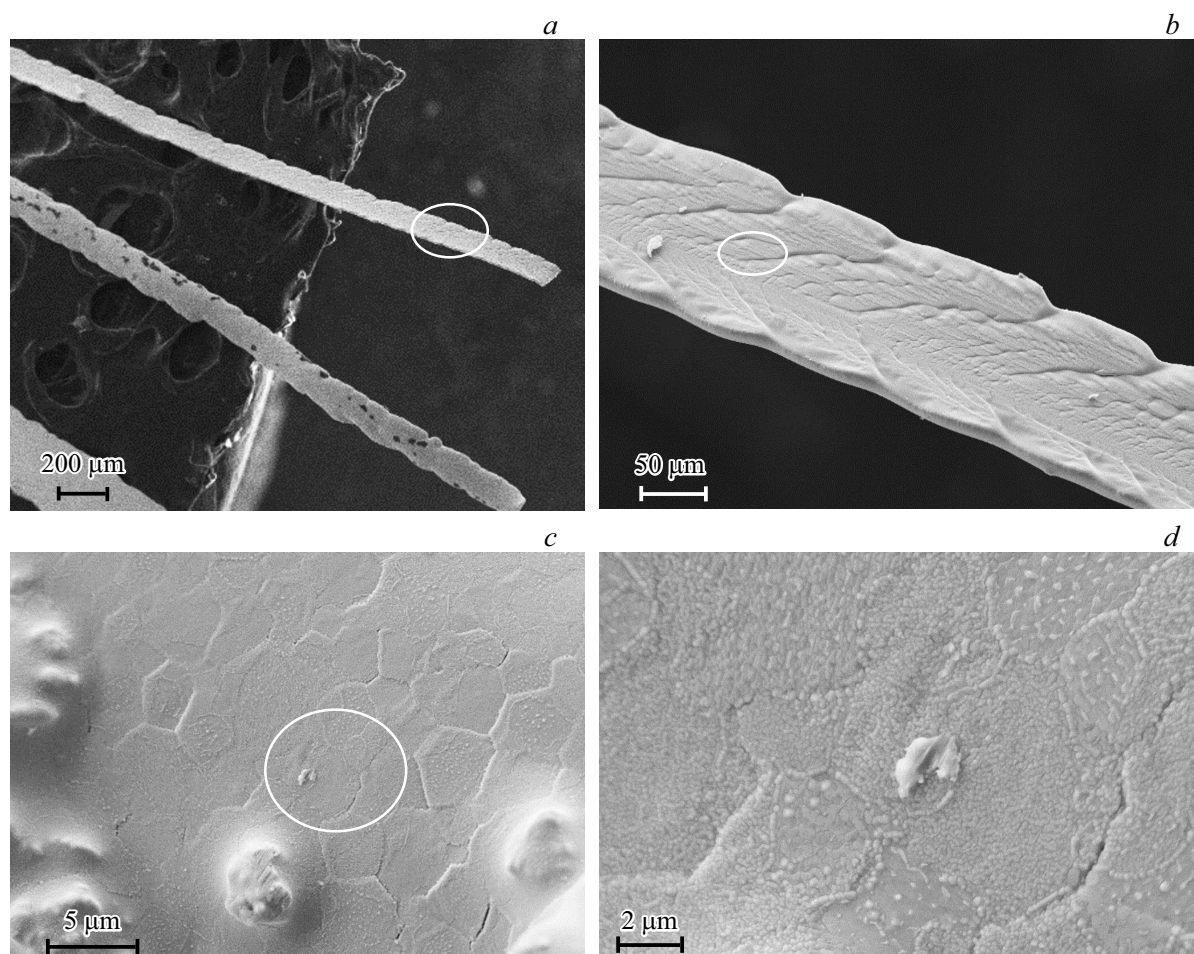
DOI: 10.21883/FTT.2022.11.53332.424

### 1. Введение

Магнитокалорический эффект (МКЭ) обычно в экспериментах имеет два типа проявлений: изменение температуры тела при включении–выключении магнитного поля и изменение магнитной части энтропии, рассчитываемой по величине магнитного момента и его зависимости от поля. Печарским и Шнейднером был обнаружен гигантский МКЭ в сплавах с гадолинием [1]. Адиабатическое изменение температуры тела при наложении магнитного поля или изотермическое изменение намагниченности при изменении поля при температуре Кюри особенно велики в гадолинии и его сплавах [1–4]. Создание „магнитного холодильника“, позволяющего уменьшать температуру на 20–30 K возможно уже сейчас при использовании в качестве рабочего тела гадолиниевых сплавов. Гадолиний удобен также тем, что его температура Кюри 292 K близка к комнатной температуре. Это решает проблемы энергопотребления при охлаждении, а также экологическую проблему, связанную с использованием ядовитых газов в охлаждающих устройствах классического типа. Поэтому множество исследовательских групп во всем мире ищут пути модификации гадолиния и оптимизации его магнитокалорических свойств.

Обычно в таких исследованиях варьируемыми параметрами являются химический и фазовый состав сплава. Добавление различных химических элементов и вариации термической обработки и режима охлаждения

расплава действительно приводят к увеличению МКЭ в гадолиниевых сплавах и способны в перспективе сделать магнитоохлаждающие устройства еще более эффективными. Другим способом оптимизации МКЭ является создание внутренних напряжений, которые могут влиять на магнитоупругую анизотропию, изменять температуру Кюри. В частности, было показано, что изменение ориентации подложки пленки Gd, которое приводит к механическим напряжениям на интерфейсе, способно значительно влиять на величину МКЭ [5]. Следует ожидать, что в микропроводах, полученных сверхбыстрым охлаждением расплава микронапряжения могут достигать высоких значений и приводить к значительному изменению МКЭ. Кроме того, микропровода являются удобным рабочим телом холодильника потому, что имеют значительную площадь удельной поверхности и обеспечивают хороший теплообмен с окружающей средой. Этот факт отражен в работах последнего времени, в основном направленных на исследование микропроводов бинарных и тройных сплавов гадолиния с переходными металлами [6–8]. В основном в этих исследованиях прибавка энтропии при температуре Кюри оказывается меньше, чем в объемном гадолинии, а температуры Кюри понижаются до 100–150 K, что значительно меньше нужной в практических применениях комнатной температуры. Даже микропровода чистого Gd [9] демонстрируют максимум энтропии при 80–100 K, что говорит о значительном снижении МКЭ в аморфизированных микропроводах.



**Рис. 1.** SEM-изображения микропроводов Gd (*a*); поверхность контакта с диском-экстрактором (*c, d*); изображения на рисунках *c* и *d* соответствуют увеличенному масштабу области, обведенной эллипсом на рис. *b*.

Целью работы является получение данных о магнитокалорическом эффекте в микрокристаллических микропроводах Gd и анализ изменений магнитной энтропии, вызванных микроструктурированием.

## 2. Методика и образцы

Микропровода гадолиния были получены методом экстракции висящей капли расплава (ЭВКР) [10]. Заготовка в виде слитка Gd с размерами  $5 \times 5 \times 50$  mm подвешивалась над вращающимся водоохлаждаемым диском-экстрактором с острой кромкой в вакуумной камере. Слиток гадолиния использовался промышленной частоты с концентрацией 99.4 mass%. Камера вакуумировалась до давления  $1 \cdot 10^{-2}$  Pa. Разогрев свободной части образца проводился путем направления электронного луча диаметром 5 mm, генерируемого электронной пушкой. Затем расплав подавался на вращающийся диск-экстрактор. При контакте капли расплава с кромкой диска происходил выброс расплава в свободное пространство камеры. Полученные таким образом микропровода

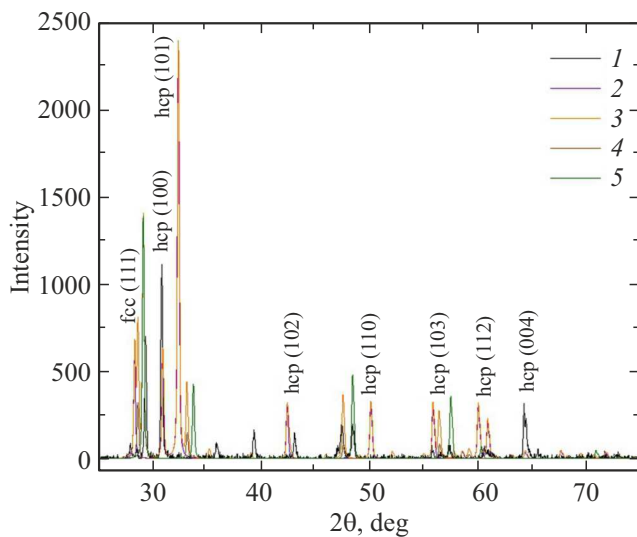
имели длину до 100 mm и диаметр от 25 до  $100 \mu\text{m}$  (рис. 1).

На изображениях электронной микроскопии можно заметить, что имеет место различная структура микропроводов относительно свободной поверхности и поверхности контакта с диском-экстрактором (рис. 1, *a*). Свободная поверхность микропровода имеет темные пятна, отвечающие образованию оксидов Gd. При быстрой закалке температурный фронт направлен от поверхности контакта с диском экстрактором к свободной поверхности. В следствии этого поверхность микропровода с диском практически не имеет следов окисления (рис. 1, *b–d*), так как скорость охлаждения в этой области максимальна ( $\sim 10^5$  K/s). Об этом свидетельствует форма поверхности застывшего в потоке расплава (рис. 1, *b*). Свободная поверхность имеет более гладкий рельеф и округлую форму, так как остывает значительно медленнее в процессе выброса микропровода с диска-экстрактора. Высокая скорость охлаждения, однако оказалась недостаточной для формирования аморфной фазы. Микроструктура поверхности контакта микропровода состоит из зерен размером 2–5 mkm и

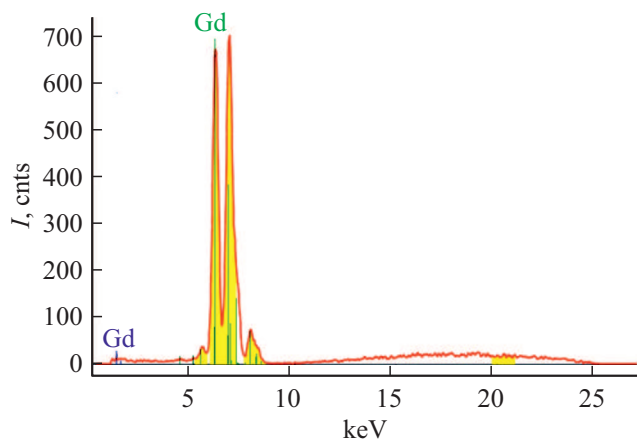
содержащихся в них дендритов размером 100-200 nm (рис. 1, c, d).

Для установления структуры образцов был применен рентгеноструктурный (XRD) и рентгенофлуоресцентный (XRF) анализ. Соответствующие спектры микропроводов Gd представлены на рис. 2 (XRD) и рис. 3 (XRF).

Спектр XRD на рис. 2 (черная линия 1) является экспериментальными данными на микропроводе Gd. Остальные спектры смоделированы с помощью базы данных и содержат пики, близкие к полученному экспериментально спектру образца. Модельный спектр 3, содержит вклады hcp- и fcc-фаз гадолиния (кривые 2 и 4 соответственно), а также вклад оксида Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (кривая 5). Положение пиков модельного спектра в



**Рис. 2.** Рентгеноструктурный анализ микропроводов Gd. 1 — экспериментальный дифракционный спектр исследуемого образца микропровода Gd; 2 — дифракционный спектр hcp-фазы Gd из базы данных Pdf № 000-65-7943; 3 — суммарный модельный спектр многофазного материала; 4 — дифракционный спектр fcc-фазы Gd из базы данных Pdf № 000-45-0912; 5 — дифракционный спектр Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> из базы данных Pdf № 000-86-2477.



**Рис. 3.** Рентгенофлуоресцентный спектр микропровода Gd.

Фазовый состав и объемные концентрации фаз в микропроводах Gd по данным рентгенофазового анализа

Фаза	№базы данных PDF	Концентрация, отн. ед.
hcp-Gd	000-02-0864	0.375
fcc-Gd	000-65-7943	0.459
Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	000-65-9199	0.166
Сумма		1.000

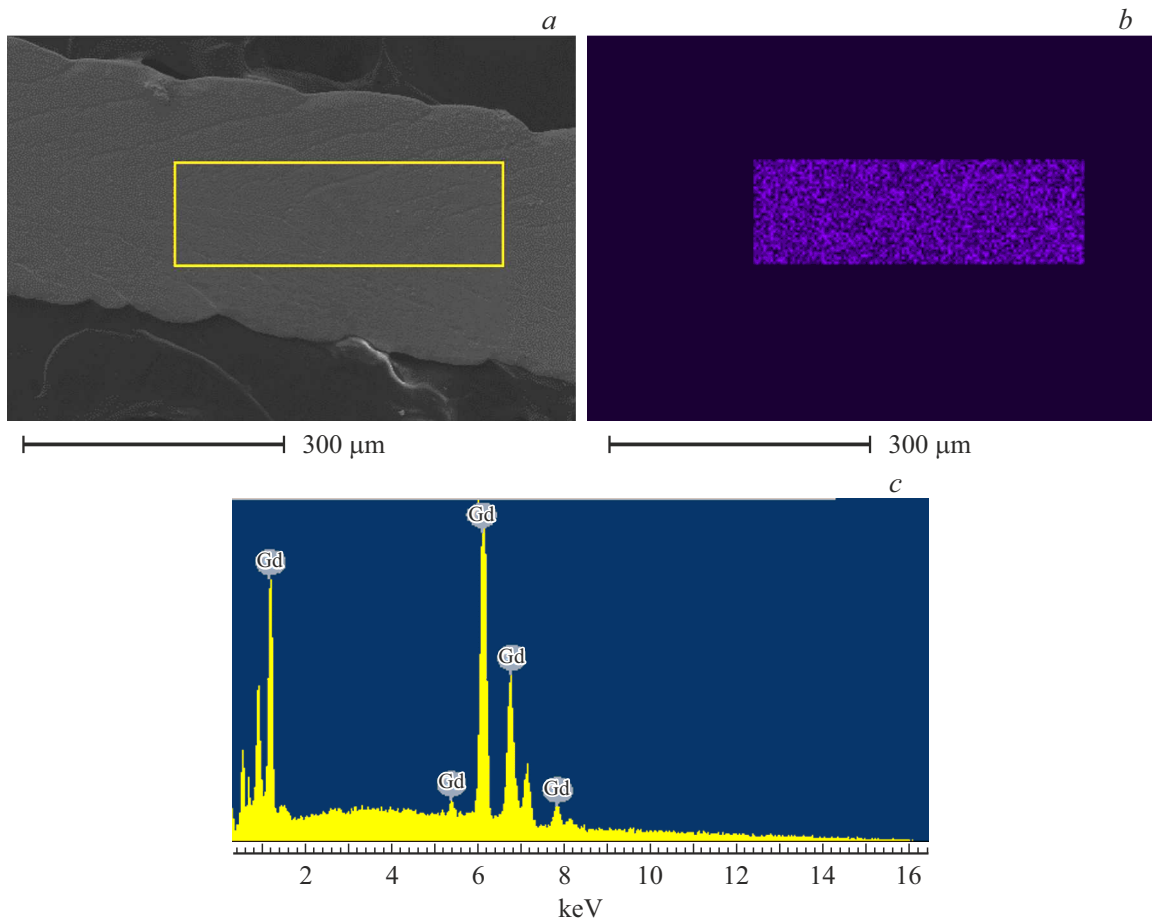
основном согласуется с экспериментальными данными. Однако пики экспериментального спектра XRD в основном имеют меньшую интенсивность по сравнению с базой данных спектров возможных соединений, что говорит о том, что микропровода имеют мелкозернистую многофазную структуру. Основная стабильная hcp-фаза является гексагональной плотноупакованной фазой с параметрами  $a = 3.606$  и  $c = 5.786$  Å для объемного материала. Другая фаза fcc гранецентрированная кубическая с параметром решетки  $a = 5.336$  Å. Эта фаза является метастабильной и часто обнаруживается в тонких пленках и микроструктурированных образцах гадолиния [11].

Фазовый состав с соответствующими номерами соединений из базы данных PDF и определенными по площади пиков спектра XRF (рис. 3). Концентрации выявленных фаз представлены в таблице. В результате быстрой закалки в микропроводах Gd формируются hcp- и fcc-фазы гадолиния и оксида гадолиния Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Наличие оксида Gd связано с присутствием остаточного кислорода в камере при быстрой закалке из расплава.

Изображения микропроводов в сканирующем электронном микроскопе (SEM) были получены с помощью комплекса сверхвысокого разрешения Tescan Clara при ускоряющем напряжении 15 kV на поперечном срезе, подготовленном ионным травлением и полировкой в комплексе Technoorg Linda SEMPRep2. Микроструктуру и локальный химический состав микропроводов определяли с помощью сканирующего микроскопа с приставкой для микроэнергодисперсионного анализа (EDX). EDX спектр представлен на рис. 4 вместе с изображением фрагмента микропровода, подвергнутого анализу (рис. 4, a) и распределение гадолиния на этом участке (рис. 4, b). В этом спектре преимущественно видны линии гадолиния (рис. 4, c), что свидетельствует о высокой чистоте исследуемого образца.

### 3. Экспериментальные результаты

На рис. 5, a показаны температурные зависимости намагниченности  $M(T)$  одиночного микропровода, записанные в различных условиях. Кривые 1 и 2 точно накладываются друг на друга и являются температурными зависимостями, записанными в поле 1 kOe при нагреве образца от 2 K после его охлаждения без



**Рис. 4.** Энергодисперсионный анализ локальной микрообласти поверхности контакта с диском-экстрактором микропровода Gd: *a* — прямоугольником отмечена анализируемая область микропровода; *b* — распределение гадолиния в данной области; *c* — спектр EDX в выделенной области.

поля (режим ZFC) и в поле (режим FC). Увеличение поля до 9 и 10 kOe (кривые 3 и 4) приводит к изменению намагниченности при всех температурах, что делает температуру Кюри более распределенной по температурной шкале. На рис. 5, *b* показана серия температурных зависимостей ZFC, записанных в разных магнитных полях 0–9 Т. Видно, что по мере увеличения поля, при котором записывается зависимость  $M(H)$ , температура Кюри  $T_{c1}$  сдвигается от 286 К в отсутствие поля (остаточная намагниченность) до 292 К в сильном поле 9 Т. Можно усмотреть и наличие второй температуры Кюри  $T_{c2}$ , но более явно ее существование будет продемонстрировано при обсуждении магнитной энтропии. На рис. 5, *b* вертикальными стрелками показаны температуры Кюри, определенные по максимумам на температурной зависимости энтропии при 9 Т.

На рис. 6 показаны полевые зависимости намагниченности  $M(H)$ , записанные дважды: при проходе из положительных полей в отрицательные и обратно. Обычно это позволяет выявлять наличие петли гистерезиса. В наших опытах магнитный гистерезис практически не наблюдался, за исключением температуры 2 К, где

коэрцитивная сила составляла 10 Ое (на рисунке не показано). Для рабочего тела магнитного холодильника это очень важный и положительный результат. Наличие магнитного гистерезиса приводит к поглощению энергии и ее превращению в тепло, что нежелательно при циклическом изменении поля, в котором находится рабочее тело.

На рис. 7 приведены зависимости намагниченности микропровода Gd от внешнего магнитного поля, приложенного вдоль его оси, при температурах 247–347 К. Зависимости записаны с шагом 5 К в изотермическом режиме и поэтому они пригодны для вычисления магнитной части энтропии.

Величина МКЭ определяется вкладом магнитной энтропии  $\Delta S$ , которую можно определить из соотношений Максвелла [12]:

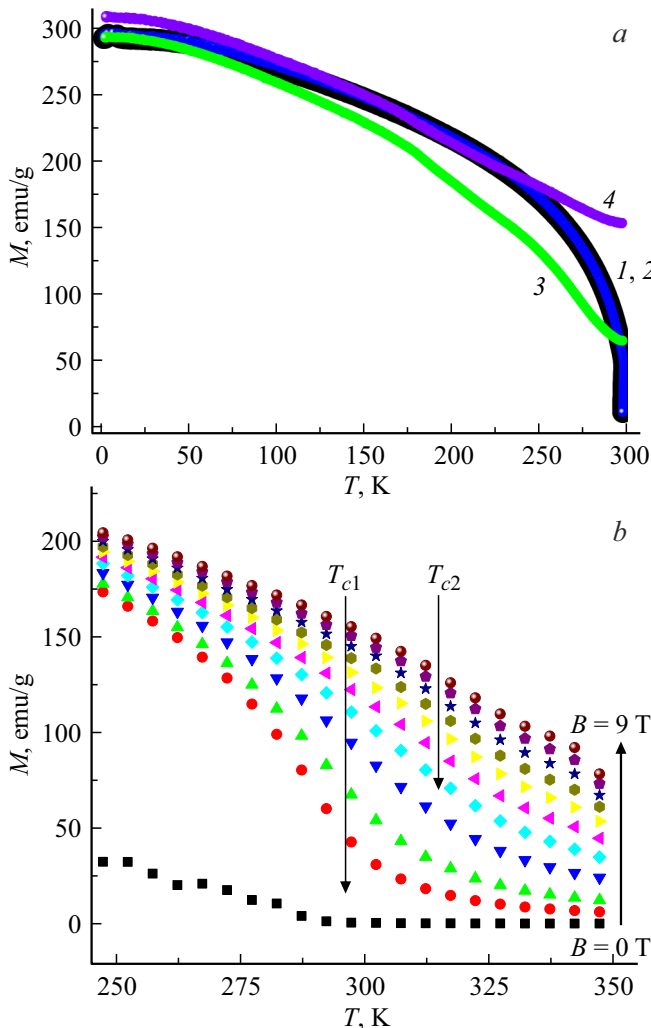
$$\Delta S_M(T, H) = \int_0^H \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH, \quad (1)$$

где  $H$  — приложенное магнитное поле,  $M$  — намагниченность.

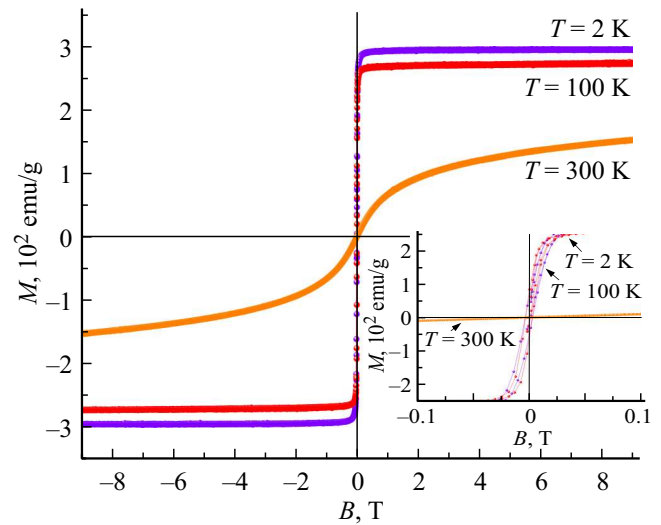
В реальности подсчет интеграла затруднен тем, что экспериментальные точки на зависимости  $M(H)$  записываются дискретно. Поэтому, согласно [12], формулу Максвелла (1) можно заменить дискретной формулой, учитывающей шаг по полю  $\Delta H$  и суммирующие величины, зависящие от момента  $M_i(T_i, H)$  с разным номером  $i$ :

$$\Delta S_M(T, H) = \sum_i \frac{M_{i+1}(T_{i+1}, H) - M_i(T_i, H)}{T_{i+1} - T_i} \Delta H. \quad (2)$$

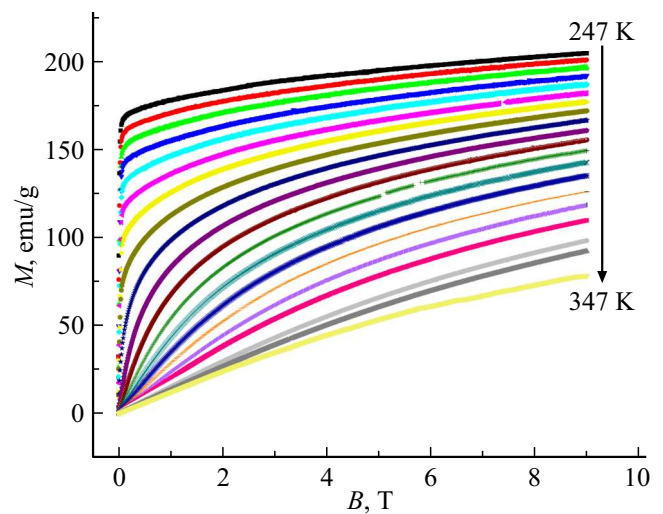
Рассчитанное изменение магнитной части энтропии  $-\Delta S_M$  как функции поля представлено на рис. 8, *a*, а температурные зависимости прибавки величины  $-\Delta S_M$  при приложенном поле  $H = 0-9$  Т можно увидеть на рис. 8, *b*.



**Рис. 5.** *a* — температурные зависимости намагниченности в режимах охлаждения микропровода в поле FC и без поля ZFC, записанные в полях 1 (1ZFC и 2FC), 9, 10 kOe (FC); *b* — зависимости намагниченности микропровода Gd от температуры, измеренные в магнитных полях с индукцией 0, 0,5, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 Т.



**Рис. 6.** Полевые зависимости намагниченности микропровода Gd, записанные при нарастании и убывании поля при температурах 2, 100, 287 К. Наложение полевых зависимостей при прямой и обратной развертке поля свидетельствует об отсутствии гистерезиса.



**Рис. 7.** Зависимости намагниченности микропровода Gd от внешнего магнитного поля, приложенного вдоль его оси, при температурах 247–347 К и с шагом 5 К.

Из рис. 8, *a* видно, что при температурах ниже 293 К полевые зависимости в координатах  $-\Delta S_{\max}(H^{2/3})$ , предложенных для анализа роли дефектной структуры в [13], спрямляются. Выше 293 К линейность функции  $\Delta S_{\max}(H^{2/3})$  нарушается. Низкотемпературные части зависимостей отклоняются от прямой линии. На рис. 8, *b* в слабых полях имеется один максимум энтропии при 286 К при 0,5 Т. Этот максимум смещается в сторону более высоких температур по мере увеличения поля, так что при 9 Т положение этого максимума соответствует температуре 292 К. Вместе с тем, при росте поля

постепенно растет правое крыло зависимости  $\Delta S_M(H)$ , и при 7–9 Т становится очевидным, что появляется еще один максимум при температуре  $T_{c2} = 312$  К при 9 Т. Этот результат кажется интригующим потому, что ранее в объемных и микроструктурированных образцах гадолиния не наблюдали наличия двух максимумов энтропии на ее температурной зависимости.

#### 4. Обсуждение

Дефекты структуры, возникшие при быстрой кристаллизации, создают распределение температур Кюри  $T_c$  и таким образом увеличивают ширину перехода ферромагнетик-парамагнетик. Это определяет полевые зависимости прироста магнитной части энтропии от поля (рис. 8, *a*), которые для образцов с дефектами описывают положение максимума энтропии формулой [13]:

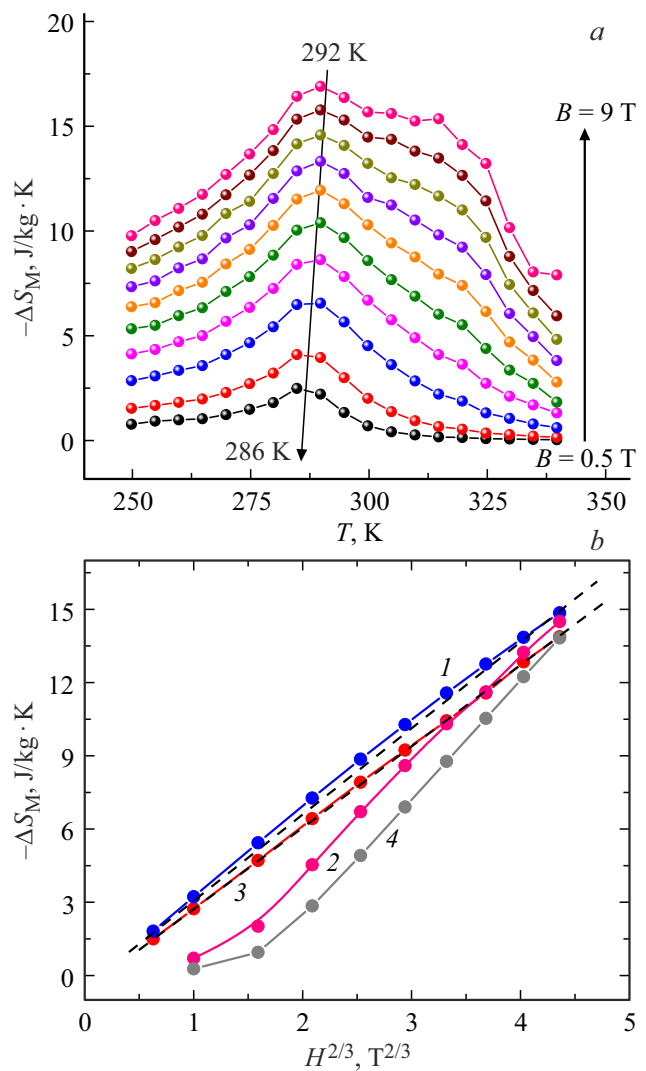
$$-\Delta S_{\max} = AH^{2/3} + B, \quad (3)$$

где  $A = \alpha/(4b)^{2/3}$  и  $B = -\alpha^2 T_c/(18b)$ , константы материала, относящиеся к коэффициентам расширения. На рис. 8, *a* показана аппроксимация полевых зависимостей прироста магнитной энтропии формулой (3). Полевые зависимости прибавки энтропии спрямляются в координатах  $-\Delta S_{\max}(H^{2/3})$  вплоть до 293 К. Далее при температурах 295–312 К начинается отклонение полевых зависимостей от этой закономерности, так как по крайней мере бездефектная часть образца перешла в парамагнитное состояние. Это подтверждает, что имеется бездефектная часть образца, которая имеет классическую температуру Кюри, свойственную объемным совершенным кристаллам, и еще одна часть с повышенной температурой Кюри, контролируемой остаточными механическими напряжениями.

Обсудим теперь температурные зависимости максимума энтропии при 293 К. Температура, соответствующая максимуму энтропии, может быть описана соотношением  $T_{\max} = T_{c1}(1 - \gamma)$ , где  $\gamma$  — коэффициент, зависящий от формы распределения  $T_{c1}$ . Т.е. максимум на зависимости  $\Delta S(T)$ , строго говоря не соответствует температуре Кюри, но может быть в нее пересчитан. Этот максимум в наших опытах смещается по мере увеличения магнитного поля от 0.5 до 9 Т (рис. 8, *b*). Это явление хорошо известно, и детально описано в работах [14–16]. Смещение температуры максимума энтропии линейно связано со смещением температуры Кюри. Смещение этого максимума в область высоких температур связано с изменением реального эффективного поля внутри ферромагнетика из-за вклада магнитного поля размагничивания. Рассчитать максимальное теоретическое отклонение температуры Кюри от истинной температуры Кюри  $\Delta T_c$  можно по формуле, представленной в [14]:

$$\Delta T_c = (J + 1)\mu N M_S / 3Jk, \quad (4)$$

где  $J = 7/2$  — полный угловой момент Gd,  $\mu = 7$  — магнитный момент Gd,  $M_S = 2120$  emu/cm<sup>3</sup> — намагниченность насыщения,  $k$  — константа Больцмана,



**Рис. 8.** *a* — температурные зависимости изменения магнитной части энтропии при изменении индукции внешнего магнитного поля 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 Т; *b* — полевые зависимости прироста магнитной части энтропии при температурах 275 (1), 284 (2), 300 (3), 310 К (4) (сверху вниз). Пунктирными линиями показаны аппроксимации зависимостей 1 и 2 формулой (1).

$N = 4\pi \cdot 0.1$  — размагничивающий фактор стержня. Оценка отклонения температуры Кюри от „истинной температуры“  $T_{c1}$  290 К по формуле (4) дает значение на уровне 5 К, что хорошо согласуется с экспериментально определенной нами разницей  $\Delta T_c = 6$  К между температурами Кюри 286 К в слабом поле 0.5 Т и 292 К в сильном поле 9 Т (рис. 8, *b*).

Обсудим теперь причину появления второго пика на зависимости  $\Delta S(T)$ . Известно, что сдвиг температуры Кюри может быть обусловлен полем размагничивания в гадолинии [14–16]. Фактор формы должен учитываться потому, что реальное внутреннее поле в ферромагнетике оказывается иным по сравнению с внешним полем. Величина этого эффекта (изменения температуры Кюри  $\Delta T_{c2}$ ) в экспериментах варьируется в пределах 2–6 К/Т,

и поэтому при максимальном поле 9 Т в наших экспериментах, этого могло быть вполне достаточно для объяснения сдвига температуры Кюри с 290 К (истинная температура Кюри [14]) до 312 К. Однако такая интерпретация могла бы быть разумной только в том случае, если бы наблюдался только один максимум энтропии, который смещается с ростом поля, как это наблюдалось в [14–16]. Объяснить с помощью поля размагничивания наличие сразу двух максимумов энтропии и двух температур Кюри  $T_{c1} = 293$  К и  $T_{c2} = 312$  К на одной и той же зависимости  $\Delta S(T)$  не представляется возможным.

Другими причинами появления дополнительного максимума на зависимости  $\Delta S(T)$  могут быть: 1) наличие метастабильной аллотропной fcc модификации гадолиния и оксидов гадолиния, подтвержденное нами с помощью XRD анализа; 2) наличие высоких внутренних механических напряжений, которые возникли при сверхбыстром охлаждении расплава и способны менять локально межатомные расстояния и соответствующую температуру Кюри в области дефектов структуры [5].

Поскольку оксиды гадолиния имеют чрезвычайно низкую температуру Кюри и не могут объяснять пика энтропии при 312 К [17], можно было бы принять во внимание сосуществование в микроструктурах двух ферромагнитных фаз гадолиния hcp и fcc [11]. Однако температура Кюри fcc-фазы составляет 280–285 К [11] (т.е. меньше, чем температура Кюри основной hcp-фазы), и поэтому наличие этой метастабильной фазы не может объяснять пик энтропии при 312 К.

Из работы [5] известно, что в гадолинии механические напряжения сдвигают температуру Кюри с коэффициентом  $\sim 1.5 \cdot 10^{-8}$  К/Па. Это означает, что добиться изменения температуры Кюри в микронапряженных областях на величину  $\Delta T_c = 19$  К можно уже при механических напряжениях 1.3 ГПа, что составляет  $\sim 1.5$ –2% от модуля Юнга 55–80 ГПа (в зависимости от приложенного поля [18]). Такие внутренние механические напряжения типичны для быстро охлажденных сплавов. Поэтому гипотеза о роли микронапряжений в сдвиге температуры Кюри выглядит реалистичной. Такие напряжения вполне могут возникать в областях с повышенной концентрацией дислокаций или в частично аморфизированной фазе.

## 5. Выводы

1. В микропроводах гадолиния обнаружен магнитокалорический эффект, который заключается в увеличении магнитной части энтропии при температурах 293 и 312 К в поле 9 Т.

2. При 5 Т изменение магнитной энтропии при 293 К составляет 12 Дж/кг К, что совпадает с известными данными для объемного кристаллического гадолиния. Наблюдается сдвиг температуры Кюри от 286 К в поле 0.5 Т до 292 К в поле 9 Т. Этот сдвиг обусловлен влиянием поля рассеяния и может быть рассчитан с помощью фактора формы.

3. С ростом магнитного поля до 9 Т на температурной зависимости магнитной энтропии появляется дополнительный пик при 312 К, который обусловлен механическими внутренними напряжениями в микропроводе, возникшими при сверхбыстром охлаждении расплава.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках тематической карты Института проблем химической физики АААА-А19-119111390022-2

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, Jr. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 23, 4494 (1997).
- [2] S.Yu. Dan'kov, A.M. Tishin, V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner. *Phys. Rev. B* **57**, 6, 3478 (1998).
- [3] M. Tadout. *Crystals* **9**, 6, 278 (2019).
- [4] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, A.O. Tsokol. *Rep. Prog. Phys.* **68**, 1479 (2005).
- [5] I.S. Williams, E.S.R. Gopal, R. Street. *Phys. Status Solidi A* **67**, 1, 83 (1981).
- [6] F.X. Qin, N.S. Bingham, H. Wang, H.X. Peng, J.F. Sun, V. Franco, S.C. Yu, H. Srikanth, M.H. Phan. *Acta Materialia* **61**, 4, 1284 (2013).
- [7] Z. Xu, F. Wang, G. Lin. *J. Supercond. Nov. Magn.* **34**, 1, 243 (2020).
- [8] J. Liu, G. Qu, X. Wang, H. Chen, Y. Zhang, G. Cao, R. Liu, S. Jiang, H. Shen, J. Sun. *J. Alloys Comp.* **845**, 156190 (2020).
- [9] N.S. Bingham, H. Wang, F. Qin, H.X. Peng, J.F. Sun. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 10, 102407 (2012).
- [10] J. Strom-Olsen. *Mater. Sci. Eng. A Struct. Mater. Prop.* **178**, 1–2, 239 (1994).
- [11] T.P. Bertelli, E.C. Passamani, C. Larica, V.P. Nascimento, A.Y. Takeuchi, M.S. Pessoa. *J. Appl. Phys.* **117**, 20, 203904 (2015).
- [12] B.K. Banerjee. *Phys. Lett.* **12**, 1, 16 (1964).
- [13] D.N. Ba, Y. Zheng, L. Becerra, M. Marangolo, M. Almanza, M. LoBue. *Phys. Rev. Appl.* **15**, 6, 064045 (2021).
- [14] V.I. Zverev, R.R. Gimaev, A.M. Tishin, Ya. Mudryk, K.A. Gschneidner, Jr., V.K. Pecharsky. *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 20, 2453 (2011).
- [15] C.R. H. Bahl, K.K. Nielsen. *J. Appl. Phys.* **105**, 1, 013916 (2009).
- [16] H. Shen, L. Luo, D. Xing, S. Jiang, J. Liu, Y. Huang, S. Guo, H. Sun, Y. Liu, J. Sun, M. Phan. *Phys. Status Solidi A* **216**, 16, 1900090 (2019).
- [17] A. Zeleňáková, P. Hrubovčák, A. Berkutova. *Sci. Rep.* **12**, 1, 2282 (2022).
- [18] В.Ю. Бодряков, В.М. Зверев, А. Никитин. *ЖЭТФ* **114**, 6(12), 2111 (1998).

Редактор К.В. Емцев