

05,11

Влияние механической деформации на магнитные свойства и магнитокалорический эффект в пленках Gd

© С.Н. Кашин¹, О.В. Коплак³, Р.А. Валеев², В.П. Пискорский², М.В. Бурканов², Р.Б. Моргунов^{1,2,3}

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

² Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов НИЦ „Курчатовский институт“, Москва, Россия

³ Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Россия

E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 27 февраля 2023 г.

В окончательной редакции 27 февраля 2023 г.

Принята к публикации 1 марта 2023 г.

В гетероструктурах W/Gd/W/MgO выявлена зависимость механических напряжений в пленке Gd от кристаллографической ориентации подложки MgO. Вариации межплоскостных расстояний в MgO в разных ориентациях создают в пленке Gd растягивающие упругие напряжения до 0.22 GPa, передаваемые через демпфирующий слой W. Обнаружено, что эти напряжения влияют на кривые изотермической намагниченности, соответствующее изменение магнитной части энтропии в точке Кюри $T_c = 293$ K и относительную мощность охлаждения (RCP). Это позволяет рассматривать механические напряжения, как фактор управления магнитокалорическим циклом, увеличивающим КПД холодильной машины, при синхронизации механического нагружения с циклами нагрева-охлаждения ферромагнетика.

Ключевые слова: магнитокалорический эффект, энтропия, микродеформации, микронапряжения.

DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55495.25

1. Введение

Магнитокалорические эффекты (МКЭ) в ферромагнетиках привлекают значительное внимание благодаря тому, что уже достигнутое понижение температуры в магнитокалорическом цикле может достигать 20–30°C [1–2], что делает перспективной замену стандартного перехода жидкость–пар на переход парамагнетик–ферромагнетик для создания экологических и энергоэкономичных холодильных установок. Материалы группы лантаноидов проявляют наибольший МКЭ, поскольку обладают наибольшим атомным магнитным моментом. Интерес к изучению металлического Gd обусловлен тем, что его температура Кюри 291–293 K близка к комнатной температуре, чем обеспечивается возможность его использования в промышленности и технике [1,2].

Слабое или умеренное магнитное поле создает изменения в магнитной анизотропии ΔS_T в изотермическом процессе вблизи температуры Кюри T_C . В парамагнитном состоянии материала с ферромагнитными корреляциями величина изотермической части магнитной анизотропии при нарастании поля от нуля до значения B составит $\Delta S_T \simeq -(1/2)CB^2/(T-T_C)^2$, где C — константа Кюри материала. Это оценка верхнего предела магнитокалорического эффекта в парамагнитном пределе. Обменное ферромагнитное взаимодействие уменьшает эту величину. Подобно тому, как обычный холодильник использует переход жидкость–газ, в магнитокалорическом холодильнике используется переход

ферромагнетик–парамагнетик. В стандартном холодильнике разница энергии связи молекул в жидком и газообразном состоянии пропорциональна эффективности холодильника, т.е. количеству отнимаемого тепла за рабочий цикл. В магнитокалорическом устройстве используется энергия обменного взаимодействия между спинами в ферромагнитном состоянии, которая резко уменьшается в парамагнитном состоянии. Идеальный цикл Карно с максимально возможным КПД в магнитокалорическом устройстве выглядит так же, как для идеального газа (рис. 1), однако два изотермических ($T = \text{const}$) и два адиабатических процесса (изменение энтропии $\Delta S = 0$) реализуются иначе.

Под изменением энтропии далее везде понимается только ее магнитная часть, связанная с переориентацией спинов атомов рабочего тела, так что структура материала считается неизменной. В данной статье мы изучаем только один изотермический процесс 1–2, в котором рабочее тело намагничивается в поле, увеличивающемся от 0 T до 5 T. При этом процессе упорядочения спинов выделяется тепло $Q_{12} = \Delta S T_1 > 0$ (рабочее тело передает тепло охлаждаемому объему). Далее происходит адиабатический нагрев рабочего тела, который сопровождается его резким переходом через точку Кюри и, таким образом, ферромагнитное состояние сменяется парамагнитным состоянием на участке 2–3 без обмена теплом $Q_{23} = 0$. Далее в парамагнитном состоянии происходит изотермическое выключение магнитного поля 5 T, при этом энтропия растет, а энергия поглощается рабочим телом $Q_{34} = \Delta S T_2 < 0$ (тепло передается из

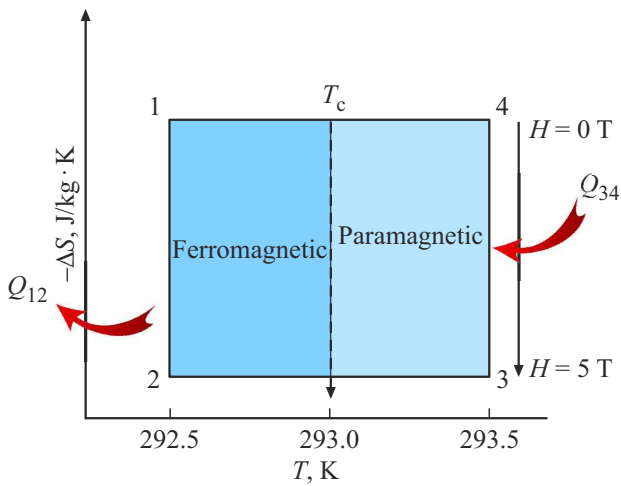


Рис. 1. Изменение магнитной энтропии магнитокалорического материала в магнитокалорическом цикле Карно в зависимости от температуры вблизи температуры Кюри T_c .

охлаждаемого объема рабочему телу). Так как на этом участке 3–4 рабочее тело пребывает в парамагнитном состоянии, по абсолютной величине количество тепла, переданного тепловому резервуару, оказывается больше, чем тепло, отнятое у него в предыдущем процессе 1–2, т.е. $|Q_{34}| > |Q_{12}|$. В результате общий баланс соответствует охлаждению рабочего тела и охлаждаемого резервуара. И, наконец, завершается цикл адиабатическим процессом 3–4, переводящим парамагнетик снова в исходное ферромагнитное размагниченное состояние 1, сохраняя при этом энтропию постоянной без обмена теплом с резервуаром. Нетрудно заметить, что в этом процессе значительную роль играет динамика передачи тепла, а следовательно теплоемкость и теплопроводность рабочего тела. В описанном идеализированном цикле большое значение имеет скорость изменения магнитного момента рабочего тела при его намагничивании $\partial M(H, T)/\partial H$ в изотермической части цикла и скорость изменения магнитного момента в адиабатической части цикла $\partial M(H, T)/\partial T$ в постоянном поле. Например, расчет прироста магнитной части энтропии согласно термодинамическим соотношениям Максвелла включает производную [3]:

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

Как правило, стратегия увеличения главных параметров МКЭ (приращения энтропии в изотермическом процессе ΔS и изменение температуры в адиабатическом процессе ΔT) заключается в поиске удачного химического, фазового состава или структуры рабочего тела, которые привели бы к росту M . Однако другим способом увеличения МКЭ является также стимуляция

роста производных $\partial M(H, T)/\partial H$ и $\partial M(H, T)/\partial T$ с помощью немагнитных внешних воздействий, синхронизированных с вышеописанным циклом. Например, упругая механическая деформация способна приводить к смещению температуры Кюри T_c , так что в адиабатическом цикле прохождение точки Кюри значительно ускорится, а производная $\partial M(H, T)/\partial H$ в изотермической части цикла и скорость изменения магнитного момента в адиабатической части цикла $\partial M(H, T)/\partial T$ значительно возрастут при одновременном изменении температуры и приложении механических напряжений σ нужного знака [4,5]. Основой такого эффекта может быть, например, высокое значение магнитоупругих констант λ в редкоземельных сплавах, так что дополнительный прирост магнитного момента будет достигаться при высоких значениях величины $\lambda \partial M(H, T, \sigma)/\partial \sigma$. По этой причине большую популярность приобрели исследования гибридных магнитокалорических машин, в которых производную $\partial M(H, T)/\partial T$ принудительно увеличивают, используя элемент Пельтье [6], или при циклическом деформировании рабочего тела в магнитокалорическом цикле [7]. Для приложения синхронизированных механических напряжений используются также пьезоэлектрические подложки, на которые напыляют пленку ферромагнетика [8]. В этом случае приложение электрического поля к образцу ведет к изменению размера подложки и соответствующему механическому напряжению в магнитной пленке, изменяя мощность магнитокалорического охлаждения или температуру Кюри [9]. Таким образом, влияние механических напряжений на любую из вышеописанных стадий цикла является актуальным и стимулирует интерес исследователей. Перемагничивание тонких пленок под действием механических напряжений в настоящее время считается частью стрейнтроники — раздела физики гетероструктур, свойства которых могут изменяться под действием механического нагружения [10]. Отметим в частности, что в материалах с памятью формы одно только циклирование механических напряжений в отсутствие магнитного поля способно приводить к значительному охлаждению рабочего тела и также может рассматриваться в качестве стратегии создания холодильных устройств [11]. Отметим, что создание механически напряженных пленок со значительной анизотропией МКЭ приводит к возникновению устройств, в которых охлаждение возникает при вращающемся образце, а разность магнитной части энтропии в разных ориентациях является ключевой характеристикой эффективности такого устройства [12].

Актуальность применения механических напряжений для совершенствования холодильных устройств и увеличения МКЭ определила цель настоящей работы, которая заключалась в сравнении величины МКЭ в упруго напряженных пленках Gd, в которых механические напряжения созданы с помощью вариации кристаллографической ориентации подложки MgO, создающей напряжения, буферизированные слоем W в гетероструктуре W/Gd/W/MgO.

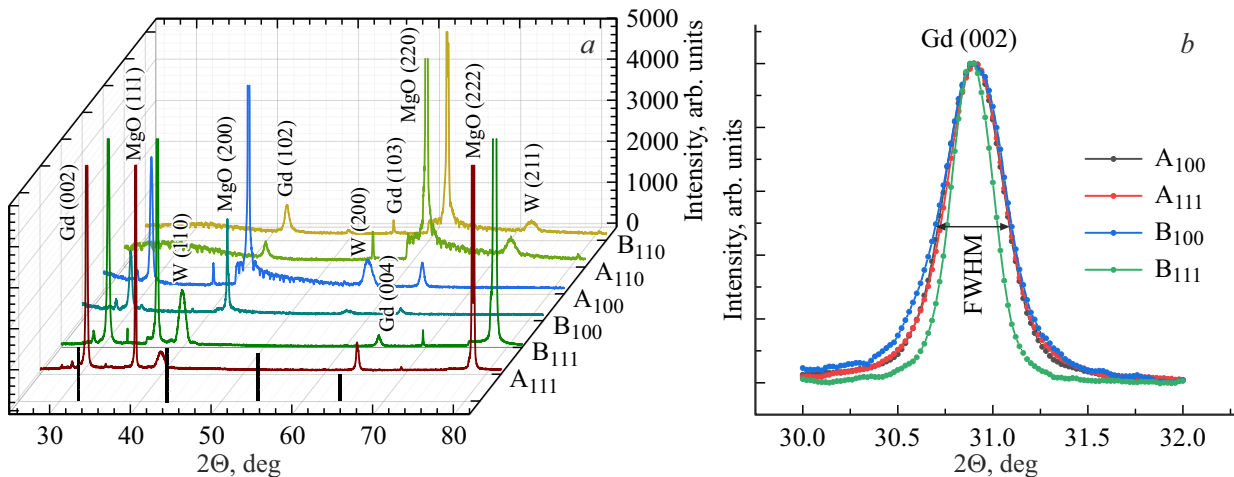


Рис. 2. (а) Экспериментальные XRD спектры образцов A_{100} , B_{100} , A_{110} , B_{110} , A_{111} , B_{111} . Вертикальные штрихи на горизонтальной оси соответствуют модельному спектру. (б) Пример сравнения ширины линии Gd (002) на полувысоте (FWHM) для четырех разных подложек MgO A_{100} , B_{100} , A_{111} , B_{111} .

2. Методика и образцы

Гетероструктуры W/Gd/W/MgO были получены методом магнетронного напыления в атмосфере аргона. Рабочее давление в камере составляло $\sim 10^{-5}$ Па. Использовались подложки MgO с различной кристаллографической ориентацией поверхности, на которую наносился вольфрам (111), (110), (100). Слой гадолиния в двух сериях образцов с упомянутыми ориентациями подложек имел толщину 100 nm (образцы серии А) и 300 nm (образцы серии В). Химический и структурный анализ этих образцов был выполнен в [4].

Для идентификации структуры пленок были получены их спектры рентгеновской дифракции XRD (рис. 2, а). Пики, соответствующие каждому слою, отмечены в соответствии с картами международной базы данных рентгеновской дифракции для спектров XRD в поликристаллическом вольфраме 00-004-0806, оксиде магния 00-004-0829 и поликристаллического гадолиния 01-080-6667. Таким образом, все слои W, Gd, MgO, представленные на рис. 1, дают вклад в спектры XRD. В образцах, нанесенных на MgO (110), наблюдается уширение линий Gd при смене ориентации подложки, увеличивающей растягивающие напряжения (рис. 2, б). Ширина линии Gd на полувысоте FWHM в спектре XRD использовалась в качестве параметра для измерения внутренних напряжений в пленке Gd/W. Центры пиков использовали для получения межплоскостных расстояний. Сравнение образцов разной толщины с одинаковой ориентацией MgO показывает, что интенсивность рефлексов уменьшается с увеличением толщины. При ориентации подложки (100) линии Gd, соответствующие ориентациям (002) и (004), и линия W, соответствующая ориентации (200), исчезают при увеличении толщины пленки от 100 до 300 nm (рис. 2, а).

Параметр кристаллической решетки подложки MgO превышает эту величину в W при любых ее ориентациях, а параметр решетки W больше, чем в Gd. Таким

образом, в наших опытах всегда пленка Gd подвергалась растягивающим механическим напряжениям.

Пример сравнения ширины линии Gd (002) на полувысоте (FWHM) для четырех разных подложек MgO A_{100} , B_{100} , A_{111} , B_{111} приведен на рис. 2, б. Среднее изменение параметра решетки в гадолиниевом слое $\varepsilon = \Delta d/d$ было рассчитано с помощью формулы $\varepsilon = \Delta d/d = b/4 \tan \theta_{hkl}$, где β — ширина линии определенная ее аппроксимацией функцией Лоренца, а θ_{hkl} — угол, соответствующий ориентации $[hkl]$ для данного пика [13]. Было установлено, что изменение ориентации подложки увеличивает относительную деформацию в ряду (100) \rightarrow (110) \rightarrow (111) до максимального значения $\varepsilon = 0.4\%$, что меньше типичного предела текучести $\varepsilon \sim 1\%$. Это позволяет считать, что все эксперименты произведены в упругой области деформаций. Из известного значения модуля Юнга для гадолиния $E = 55$ GPa было рассчитано максимальное внутреннее напряжение $\sigma = \varepsilon E = 0.22$ GPa, создаваемое в Gd подложкой с ориентацией (111).

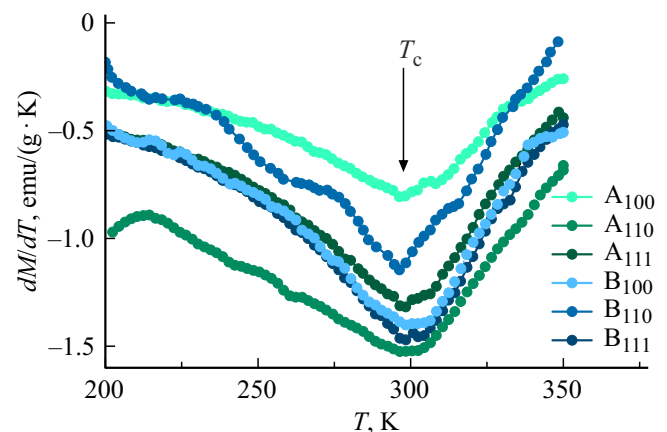


Рис. 3. Температурные зависимости производной dM/dT в области магнитного перехода.

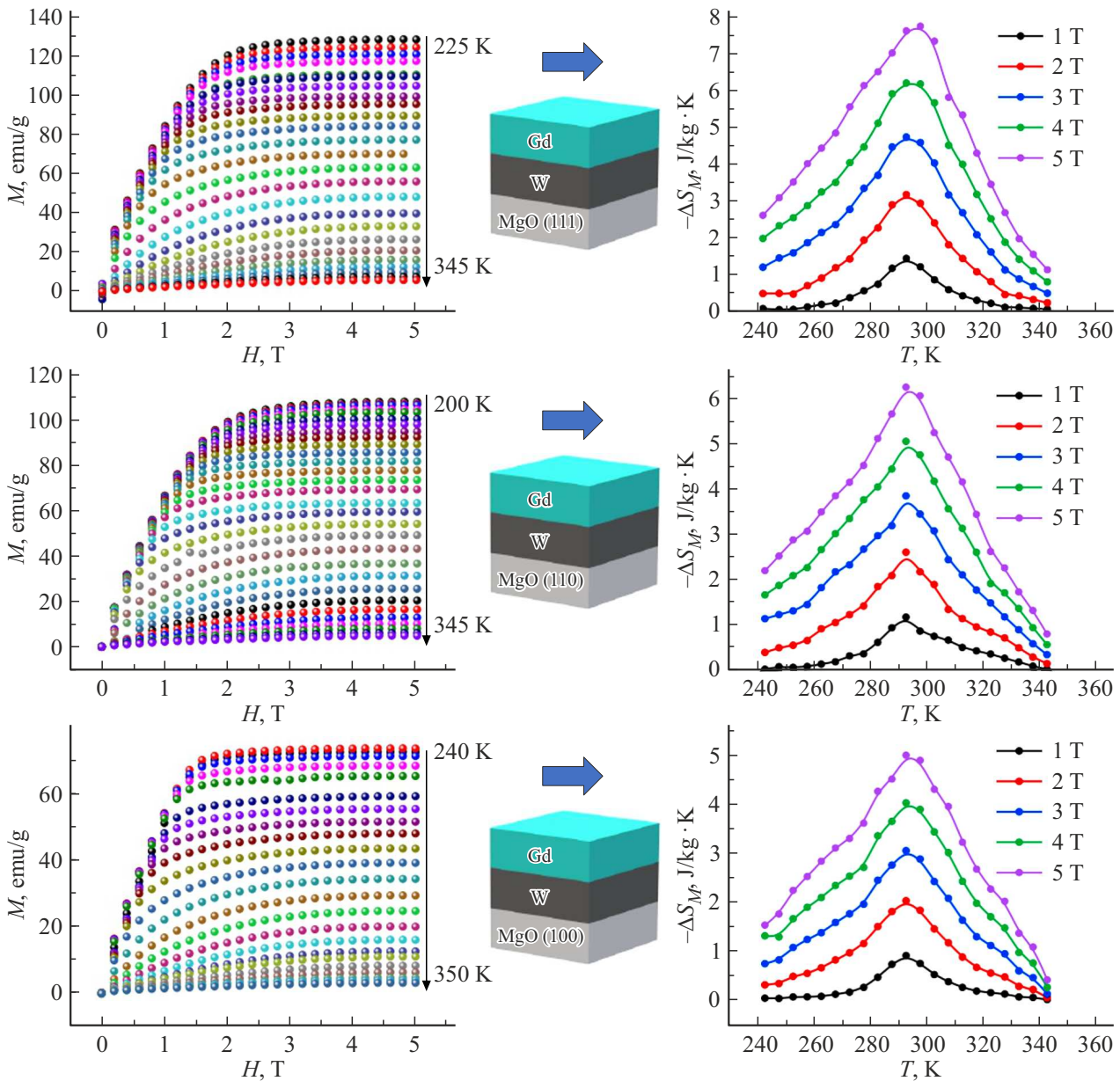


Рис. 4. Изотермические кривые магнитного момента (*a, c, e*) и изменения магнитной части энтропии (*b, d, f*) при разных ориентациях подложки MgO (на врезках) в образцах с толщиной слоя Gd $t = 100$ nm. Потемнение цвета слоя Gd на врезках передает рост механических напряжений.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 3 представлены температурные зависимости намагниченности образца в окрестности температуры Кюри. Видно, что хотя сама температура Кюри практически не изменяется, производная $\partial M(H, T)/\partial T$, входящая в формулу (1), значительно зависит от ориентации подложки. Наиболее сильное различие наблюдается между образцами A_{100} и A_{110} .

Далее для каждого образца записывали серию кривых $M(H)$ при нарастании поля и фиксированной температуре (рис. 4, *a, c, e*) для образцов серии А и (рис. 5 левая

колонка) для образцов серии В. Этот набор позволяет определять зависимость магнитной части энтропии ΔS_M от температуры при переходе между ферромагнитной и парамагнитной фазами Gd по формуле (1). Численная дискретная форма этого соотношения позволяла рассчитать изменение энтропии. Температурные зависимости магнитной части энтропии, рассчитанные по формуле (1) в магнитном поле $H = 1-5$ Т, представлены на рис. 4 и рис. 5 на врезках. Все кривые имеют максимум при T_c , и его координата на оси температуры незначительно меняется от образца к образцу. Толщина слоя Gd не влияет на максимальное значение энтропии ΔS_{max} для образца с ориентацией подлож-

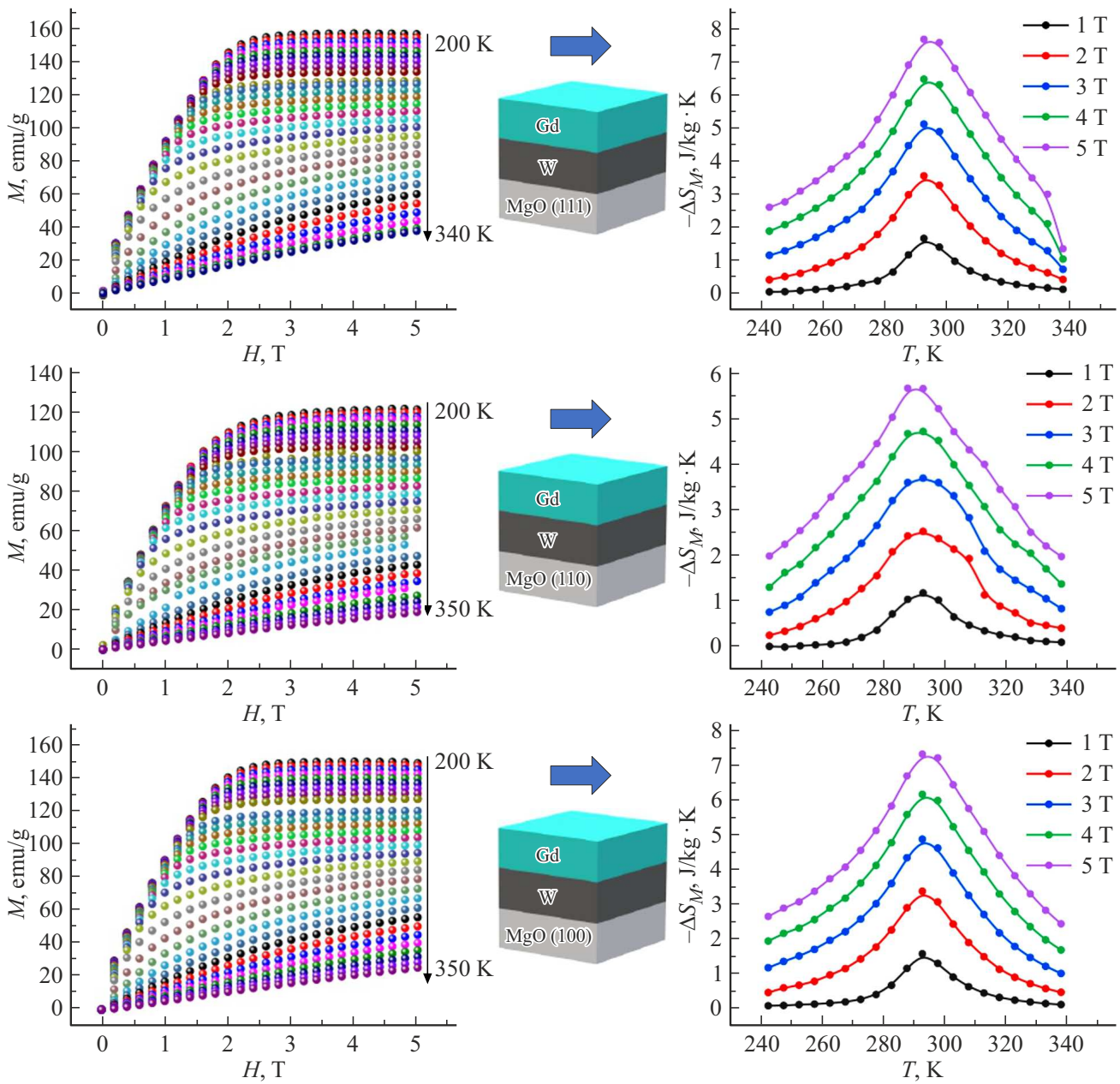


Рис. 5. Изотермические кривые магнитного момента (*a, c, e*) и изменения магнитной части энтропии (*b, d, f*) при разных ориентациях подложки MgO и возникающих внутренних напряжениях в образцах с толщиной слоя Gd $t = 300$ nm. Потемнением слоя Gd на вставках качественно показан рост возникающих внутренних напряжений.

ки MgO (110), тогда как при ориентациях MgO (100) и (111) максимальное значение $-\Delta S_{\max}$ зависит от толщины Gd. Форма кривой $\Delta S_M(T)$ существенно не меняется с увеличением приложенного поля, за исключением увеличения амплитуды пика $\Delta S_M(T)$. Амплитуда пика $\Delta S_M(T)$ растет за счет увеличения Зеемановской энергии материала в магнитном поле.

Максимальное изменение магнитной энтропии $-\Delta S_{\max}$ при T_c (значения, соответствующие пикам на рис. 5) в зависимости от магнитного поля представлено на рис. 6 для всех анализируемых образцов. Аппроксимация полученных результатов бы-

ла проведена функцией $\Delta S_M(T) = bH^{2/3}$. Такая зависимость была получена Кувелем и Фишером путем разложения функции Бриллюэна по степеням в окрестности температуры Кюри [14]. Было показано, что вблизи температуры фазового перехода с точностью $\pm 3\%$ величина магнитной энтропии может быть оценена как $\Delta S_M \approx -qR(g\mu_B JH/kT_c)^{2/3}$, где $J = |L \pm S|$ — полный угловой момент иона, $g = 1 + (J(J+1) + S(S+1) - L(L+1))/(2J(J+1))$ — гиромагнитный фактор, J, S, L — полный, спиновый и орбитальный моменты, соответственно, k — постоянная Больцмана, μ_B — магнетон Бора, R — газовая посто-

янная, q — число магнитных ионов в моле вещества. Из рис. 6 следует, что в большинстве случаев зависимости энтропии от поля спрямляются в соответствующих координатах, что указывает на выполнимость теории среднего поля, описывающей эту зависимость [14]. Сравнение полученных нами результатов (зависимости 1–6 на рис. 6) со значениями для объемного Gd (зависимости 7–8 на рис. 6 из [15,16]) показывает, что в пленках, исследуемых в нашей работе, наблюдаются меньшие значения максимального изменения энтропии для всех образцов.

Наибольшее значение изменения магнитной части энтропии — $\Delta S_{\max} = 7.7 \pm 0.3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ соответствует образцу A_{111} с несоответствием межплоскостных расстояний 0.29%. Относительная мощность охлаждения (RCP) оценивалась по формуле

$$RCP = \Delta S_{\max} \delta T_{\text{FWHM}}.$$

T_{FWHM} — ширина зависимости $\Delta S_M(T)$ на полувысоте пика $\Delta S_M/2$. Максимальное значение $RCP = 394 \pm 1 \text{ J/kg}$ было обнаружено в образце A_{111} (рис. 7). На значение RCP влияет как толщина, так и ориентация подложки. Например, максимальное значение RCP отличается на 11.2% в образцах A_{111} и B_{111} из-за увеличения доли деформированного материала в тонком образце A_{111} . Видно, что в малых полях исследуемые образцы (линии 1–6) показывают меньшие значения относительной мощности охлаждения по сравнению с образцами в [15]

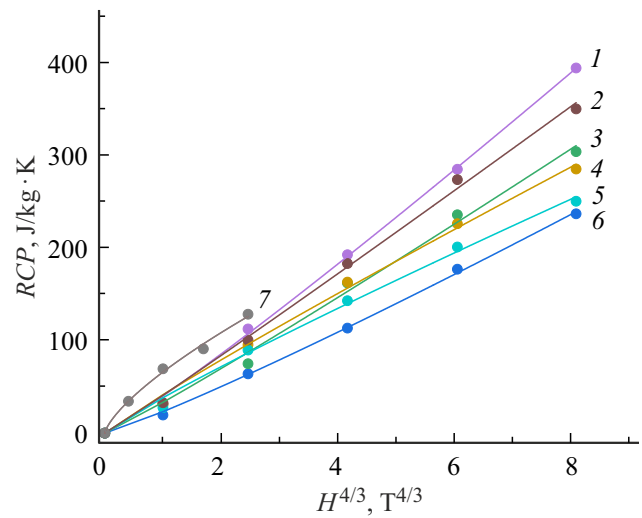


Рис. 7. Зависимость RCP от толщины слоя Gd для образцов A_{100} – A_{111} и B_{100} – B_{111} с различной ориентацией подложки MgO: (1) пленка толщиной 100 nm на подложке MgO (111); (2) пленка толщиной 300 nm на подложке MgO (111); (3) пленка толщиной 100 nm на подложке MgO (110); (4) пленка 300 nm на MgO (100); (5) пленка 300 nm на MgO (110); (6) пленка 100 nm на MgO (100). Линия 7 соответствует данным [15]. Сплошными линиями показаны аппроксимации функцией $RCP(H) = bH^{4/3}$.

(см. линию 7). Поскольку величина RCP получается умножением прибавки энтропии на температуру, степень в степенной функции $\Delta S_M(T) = bH^{2/3}$ увеличивается на 1, и мы должны ожидать для RCP выполнения зависимости $RCP \sim H^{5/3}$. Большинство зависимостей действительно спрямляется в координатах $RCP — H^n$ (рис. 7), однако значение показателя степени при этом получается равным 1.3 вместо ожидаемого значения 5/3. Значение критической экспоненты 1.23, полученное в [15] для объемного Gd, в пределах погрешности эксперимента совпадает со значением 1.3 ± 0.1 , установленным в нашей работе. Это свидетельствует о том, что имеются вклады в охлаждающую мощность не связанные с изменением энтропии, а вызванные вариациями температуры Кюри.

Поскольку параметры кристаллических решеток подложки при ее разных ориентациях ($a = 4.211 \text{ \AA}$ для MgO (110) и (100), $a = 5.955 \text{ \AA}$ для MgO (111)), буферного слоя W ($a = 3.160 \text{ \AA}$) и слоя Gd ($a = 3.636 \text{ \AA}$) не совпадают, то на границе интерфейса неизбежно возникают механические напряжения, профиль которых схематически изображен на рис. 8.

Из рис. 8 следует, что максимальная величина механических напряжений приходится на границу интерфейса, постепенно спадая при удалении от него. Однако данная картина не отражает поведение профиля напряжений в образце с учетом дефектов структуры, которые могут приводить к резкому локальному уменьшению механических напряжений в толщине слоя из-за возможного образования дислокаций. Количественную оценку

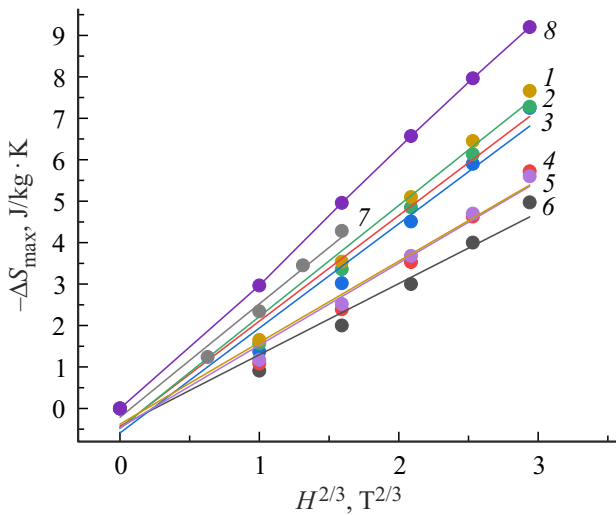


Рис. 6. Полевые зависимости максимального изменения магнитной энтропии ΔS_{\max} для образцов A_{100} – A_{111} и B_{100} – B_{111} с различной ориентацией подложки MgO: (1) пленка толщиной 100 nm на подложке MgO (111); (2) пленка толщиной 300 nm на подложке MgO (111); (3) пленка толщиной 300 nm на подложке MgO (100); (4) пленка 100 nm на MgO (110); (5) пленка 300 nm на MgO (110); (6) пленка 100 nm на MgO (100). Линии (7) и (8) пересчитаны их данных, полученных в [15,16]. Точками показаны экспериментальные значения. Сплошными линиями показаны аппроксимации функцией $\Delta S_M(T) = bH^{2/3}$.

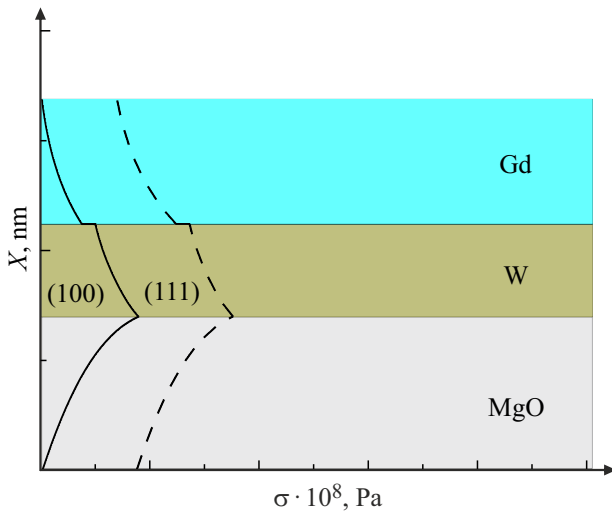


Рис. 8. Профиль распределения механических напряжений в образце для двух ориентаций подложки (100) и (111).

величины механических напряжений в образце можно произвести, основываясь на несоответствии параметров решетки полученных структур [17]:

$$\sigma = \frac{E}{1-\nu} (\delta_1^2 + \delta_2^2 + 2\nu\delta_1\delta_2),$$

где δ — несоответствие параметров решеток подложки и пленки, ν — коэффициент Пуассона, E — модуль Юнга. Для интерфейса MgO–W $\sigma \approx 4$ ГПа, для W–Gd $\sigma \approx 1$ ГПа. Формула (3) не учитывает затухания напряжений по мере удаления от интерфейса и дает завышенные значения механических напряжений, далекие от их средних значений, определяемых по уширению линий рентгеновской дифракции или по изменению механических свойств. Поэтому экспериментально определенные напряжения 0.2 ГПа значительно меньше, вычисленного из (3) значения. Учитывая, что пленки напыляли при повышенной температуре 60°C, а затем происходило охлаждение, которое приводило к возникновению остаточных напряжений, их оценку можно выполнить также согласно работе [18], где величина напряжений, возникающих в тонких пленках, может быть вычислена по формуле

$$\sigma = \frac{6E(\alpha_{\text{MgO}} - \alpha_{\text{Gd}})h_{\text{Gd}}\Delta T}{(1-\nu)(3h_{\text{MgO}} - 4h_{\text{Gd}})},$$

где h — толщина пленки, α — коэффициент температурного расширения. С учетом толщины пленок механические напряжения в слое MgO–W составляют $\sigma \approx 0.8$ ГПа, в слое W–Gd $\sigma \approx 0.3$ ГПа, что достаточно близко к экспериментально установленному значению $\sigma = 0.22$ ГПа, полученному из анализа уширения дифракционных линий Gd. Различия между значениями механических напряжений, полученных из эксперимента и оцененных с помощью [17,18], могут быть объяснены

тем, что теоретическая оценка не учитывает возможные дефекты структуры, которые могли возникнуть в образцах, тем самым уменьшив σ .

Зависимости RCP и магнитной энтропии для образцов с различной ориентацией подложки MgO отличаются друг от друга при одинаковой толщине пленки Gd. Поскольку площадь под кривыми МКЭ определяет холодоёмкость материала, уширение кривой $\Delta S_M(T)$ означает увеличение количества отводимого тепла. Таким образом, мы нашли возможность управлять величиной холодоёмкости с помощью внутренних напряжений в пленке Gd.

4. Выводы

1. Растягивающие механические напряжения, создаваемые подложкой MgO в ее различных ориентациях, передаются через демпфирующий слой W в слой Gd. Эти напряжения ~ 0.2 ГПа меньше предела текучести и не создают пластической деформации и остаточных изменений в ферромагнитном слое в структуре MgO/W/Gd/W.

2. Механические напряжения в пленке гадолиния изменяют значение производной dM/dT в окрестности точки Кюри, что может быть полезным для регулировки магнитной части энтропии в изотермическом процессе намагничивания.

3. При уменьшении толщины пленки Gd механические напряжения, создаваемые подложкой, увеличиваются и оказывают более значительное влияние на магнитокалорический эффект, чем в толстых пленках. Наибольшей чувствительностью к изменению механических напряжений обладает пленка Gd толщиной 100 nm на подложке MgO (111).

4. Изменение магнитной энтропии и относительная мощность охлаждения растет с увеличением механических напряжений и достигает наибольшей величины в структуре с пленкой Gd толщиной 100 nm на подложке MgO (111). Наименьшие изменения параметров МКЭ по сравнению с объемными образцами наблюдаются в Gd пленке толщиной 100 nm на подложке MgO (100).

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках тематической карты Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН АААА-А19-119092390079-8.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Gottschall, M.D. Kuz'min, K.P. Skokov, Y. Skourski, M. Fries, O. Gutfleisch, J. Wosnitza. Phys. Rev. B **99**, 13, 134429 (2019).

- [2] J.Y. Lawa, L.M. Moreno-Ramírez, A. Díaz-García, V. Franco. *J. Appl. Phys.* **133**, 4, 040903 (2023).
- [3] B.K. Banerjee. *Phys. Lett.* **12**, 1, 16 (1964).
- [4] O.V. Koplak, S.N. Kashin, R.B. Morgunov. *J. Magn. Magn. Mater.* **564**, 2, 170164 (2022).
- [5] O.B. Коплак, С.Н. Кашин, Р.Б. Моргунов, Д.В. Королев, М.В. Жидков, В.П. Пискорский, Р.А. Валеев. *ФТТ* **64**, 11, 1774 (2022).
- [6] B. Lu, J. Wu, J. He, J. Huang. *Int. J. Refrigeration* **98**, 42 (2018).
- [7] C.P. Sasso, P. Zheng, V. Basso, P. Müllner, D.C. Dunand. *Intermet.* **19**, 7, 952 (2011).
- [8] F. Cheng, S. Ma, Y. Wang, X. Ke, J. Wang, S. Yang. *Acta Mater.* **210**, 116849 (2021).
- [9] Y.-Y. Gong, D.-H. Wang, Q.-Q. Cao, E.-K. Liu, J. Liu, Y.-W. Du. *Adv. Mater.* **27**, 5, 801 (2014).
- [10] R.L. Hadimani, J.H.B. Silva, A.M. Pereira, D.L. Schlagel, T.A. Lograsso, Y. Ren, J.P. Araújo. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 3, 032402 (2015).
- [11] L. Mañosa, A. Planes. *Appl. Phys. Lett.* **116**, 5, 050501 (2020).
- [12] H. Zhang, Y. Li, E. Liu, Y. Ke, J. Jin, Y. Long, B. Shen. *Sci. Rep.* **5**, 1, 11929 (2015).
- [13] P.F. Fewster, N.L. Andrew. *Thin Solid Films* **319**, 1 (1998).
- [14] H. Oesterreicher, F.T. Parker. *J. Appl. Phys.* **55**, 12, 4334 (1984).
- [15] D.N. Ba, Y. Zheng, L. Becerra, M. Marangolo, M. Almanza, M. LoBue. *Phys. Rev. Appl.* **15**, 6, 064045 (2021).
- [16] R. Essajai, N. Ennassiri, M. Balli M. Zidane, E. Salmani, O. Mounkachi, M. Rouchdi, A. Abbassi, H. Ez-Zahraouy, A. Mzerd. *Phys. Scripta.* **96**, 1 (2021).
- [17] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov. *J. Appl. Phys.* **113**, 2, 024909 (2013).
- [18] L.N. Maskaeva, A.V. Pozdin, V.F. Markov, V.I. Voronin. *Semiconductors* **54**, 12, 1567–1576 (2020).

Редактор Д.В. Жуманов