

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.638.5

КОЛЛАПС ОБРАТНОГО МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СПЛАВЕ $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ В ЦИКЛИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

© 2024 г. А. Г. Гамзатов^a, *, А. Б. Батдалов^a, А. М. Алиев^a

^aИнститут физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367015 Россия

*e-mail: gamzatov_adler@mail.ru

Поступила в редакцию 21.02.2024 г.

После доработки 15.07.2024 г.

Принята к публикации 29.07.2024 г.

Приведены результаты прямых измерений адиабатического изменения температуры ($\Delta T_{\text{ад}}$) в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в циклических магнитных полях методом модуляции магнитного поля. На температурной зависимости МКЭ обнаружен прямой ($\Delta T_{\text{ад}} > 0$) и обратный ($\Delta T_{\text{ад}} < 0$) МКЭ. Величина обратного эффекта в циклическом магнитном поле зависит от скорости температурного сканирования. Увеличение частоты циклического магнитного поля от 1 до 30 Гц в поле с индукцией 1.2 Тл приводит к уменьшению величины прямого эффекта более чем в 2 раза. В циклическом магнитном поле с индукцией 1.2 Тл при частотах $f \geq 1$ Гц наблюдается полное исчезновение — “коллапс” обратного магнитокалорического эффекта, при этом величина $\Delta T_{\text{ад}}$ при разовом включении магнитного поля равна -0.49 К. Зависимость величины обратного эффекта от скорости температурного сканирования наряду с сильной частотной зависимостью является как следствием проявления необратимости магнитоструктурного фазового перехода из-за гистерезиса, так и наличием фазовых неоднородностей, которые влияют на кинетику фазового перехода.

Ключевые слова: магнитокалорический эффект, сплавы Гейслера, циклическое магнитное поле

DOI: 10.31857/S0015323024120013, **EDN:** IJRJQA

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы синтез новых материалов с гигантским магнитокалорическим эффектом в значительной степени способствовал возрастанию интереса к технологии магнитного охлаждения при комнатной температуре. Среди таких материалов сплавы Гейслера Ni-Mn-Z ($Z = \text{In, Ga, Sn, Cu}$ и т.д.) вызывают особый интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения, особенно те сплавы, которые не содержат дорогостоящих редкоземельных элементов [1–7]. Благодаря совмещенным по температуре магнитным и структурным фазовым переходам (МСФП) в этих материалах наблюдаются гигантские значения магнитокалорического эффекта (МКЭ), которые обусловлены не только изменением в магнитной подсистеме, но и вкладом решетки [2]. Под МКЭ далее в тексте будет подразумеваться адиабатическое изменение температуры.

Известно, что в охлаждающих устройствах на основе магнитокалорического эффекта материал рабочего тела будет подвергаться долговре-

менному циклическому воздействию магнитного поля. Поэтому к обычным требованиям, предъявляемым к магнитокалорическим материалам (большие величины $\Delta T_{\text{ад}}$, удобные рабочие температуры, большая хладоемкость), следует добавить и устойчивость $\Delta T_{\text{ад}}$ к долговременному периодическому воздействию магнитного поля и независимость $\Delta T_{\text{ад}}$ от частоты изменения магнитного поля. Рабочие частоты магнитных холодильных машин охватывают широкий интервал частот $f = 0.1\text{--}50$ Гц [8], и при этих частотах магнитокалорические материалы должны сохранить свои функциональные свойства. В экспериментальных работах по изучению $\Delta T_{\text{ад}}$ в циклических магнитных полях [1, 2] в основном рассмотрены разовые циклы включения/выключения магнитного поля. Как показывают результаты этих работ, после первого цикла величина обратного МКЭ уменьшается примерно в 2.5 раза. Кроме того, величина эффекта зависит как от скорости развертки магнитного поля [9, 10], так и от частоты изменения магнитного поля [11–18]. Экспериментальные исследования

влияния частоты циклического магнитного поля на величину и на стабильность $\Delta T_{\text{ад}}$ при долговременном воздействии переменных магнитных полей начаты относительно недавно несколькими независимыми группами [11, 12, 13]. Результаты этих немногочисленных исследований разнообразны и зачастую противоречат друг другу. Так, согласно [11], величина адиабатического изменения температуры в гадолинии не зависит от частоты изменения магнитного поля в интервале частот до 20 Гц в магнитных полях 0.62 и 1.2 Тл. В то же время по данным [12] рост частоты изменения магнитного поля от 2.2 Гц до 9 Гц приводит к уменьшению $\Delta T_{\text{ад}}$ от 1.5 К до 0.7 К в образце гадолиния. Бесконтактный метод измерения МКЭ [13] указывает на независимость $\Delta T_{\text{ад}}$ от циклической частоты. Аналогичные исследования в сплавах La–Fe–Si [14, 15] показали, что есть композиции, которые показывают стабильность величины $\Delta T_{\text{ад}}$ при увеличении частоты циклического поля, есть и такие, которые демонстрируют заметное уменьшение $\Delta T_{\text{ад}}$ с ростом частоты изменения магнитного поля.

Исследования частотной зависимости $\Delta T_{\text{ад}}$ в манганитах [11] показали, что зависимость $\Delta T_{\text{ад}}(f)$ резко усиливается по мере возрастания микроструктурных неоднородностей образцов. В работе [16] для сплава FeRh показано, что наличие вторых фаз α -Fe и γ -FeRh приводит к сильной частотной зависимости $\Delta T_{\text{ад}}$ в магнитном поле с индукцией 0.62 Тл. Все это говорит о том, что для понимания природы наблюдаемых особенностей необходимо продолжить исследования МКЭ в динамическом режиме при различных скоростях изменения температуры образца, магнитного поля и т.д.

В данной работе исследовано влияние циклического магнитного поля на величину прямого и обратного магнитокалорического эффекта в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$.

ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Поликристаллический образец $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ был получен методом механического сплавления [7]. Магнитокалорический эффект ($\Delta T_{\text{ад}}$) исследовали как классическим экстракционным методом, так и в циклических магнитных полях методом модуляции магнитного поля. Переменное воздействие магнитного поля на образец осуществляли путем механического введения (выведения) ячейки с образцом в постоянное магнитное поле с частотой 0.2 Гц. В случае магнитных полей с индукциями $H=0.62$ и 1.2 Тл — путем циклического вращения постоянных магнитов вокруг образца с регулируемой частотой (0–30 Гц). В качестве датчиков температуры ис-

пользованы термопары хромель–константан и медь–константан $\varnothing=0.05$ мм. Для исключения влияния гистерезисных эффектов перед измерениями в режиме нагрева образец охлаждали до температуры жидкого азота, а в случае охлаждения — до температуры выше T_{C} . Образец представляет собой прямоугольную пластину размером $\sim 4 \times 4 \times 1$ мм³.

Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ для сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в магнитном поле с индукцией 20 мТл в режимах нагрева и охлаждения приведены на рис. 1а. При понижении температуры в аустенитной фазе при $T_{\text{C}}=313$ К происходит магнитный фазовый переход парамагнетик–ферромагнетик. При дальнейшем понижении температуры происходит структурный фазовый переход аустенит–мартенсит, который сопровождается магнитным переходом ферромагнетик — слабый ферромагнетик (антиферромагнетик). Соответствующие аустенитному переходу температуры начала и окончания равны $A_{\text{S}}=206$ К, $A_{\text{f}}=232$ К, температуры начала и окончания мартенсита равны $M_{\text{S}}=212$ К, $M_{\text{f}}=190$ К. На рис. 1б приведены температурные зависимости $\Delta T_{\text{ад}}$ образца $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в циклическом магнитном поле с индукцией 1.8 Тл и $f=0.2$ Гц в режимах нагрева и охлаждения при различных скоростях нагрева/охлаждения образца. Там же приведены (черные сплошные кружки) результаты измерения $\Delta T_{\text{ад}}$ классическим экстракционным методом в магнитном поле с индукцией 1.8 Тл в режиме нагрева.

Протокол измерений экстракционным методом был следующим: при измерениях вблизи температуры МСФП образец предварительно охлаждали намного ниже температуры M_{r} , далее образец нагревали до нужной температуры и включали магнитное поле с индукцией 1.8 Тл (время ввода поля 2.5 с). Вблизи T_{C} измерения проводили без перегрева и охлаждения образца. Как видим из рис. 1б, наблюдается картина, характерная для сплавов Гейслера с магнитоструктурными фазовыми переходами: прямой эффект ($\Delta T_{\text{ад}} > 0$) вблизи T_{C} и обратный ($\Delta T_{\text{ад}} < 0$) в окрестности температуры магнитоструктурного фазового перехода $T_{\text{струк}}$. Максимальное значение $\Delta T_{\text{ад}}=1.05$ К в области магнитного перехода для $H=1.8$ Тл наблюдается при $T=320$ К. Величина обратного эффекта при разовом включении магнитного поля 1.8 Тл наблюдается при $T=213$ К и $\Delta T_{\text{ад}} = -0.82$ К.

Вблизи магнитоструктурного перехода обратный МКЭ сопровождается широким гистерезисом (~ 21 К). Величина обратного эффекта в циклическом поле зависит от скорости изменения температуры образца (нагрева или охлаждения): чем выше скорость, тем больше величина

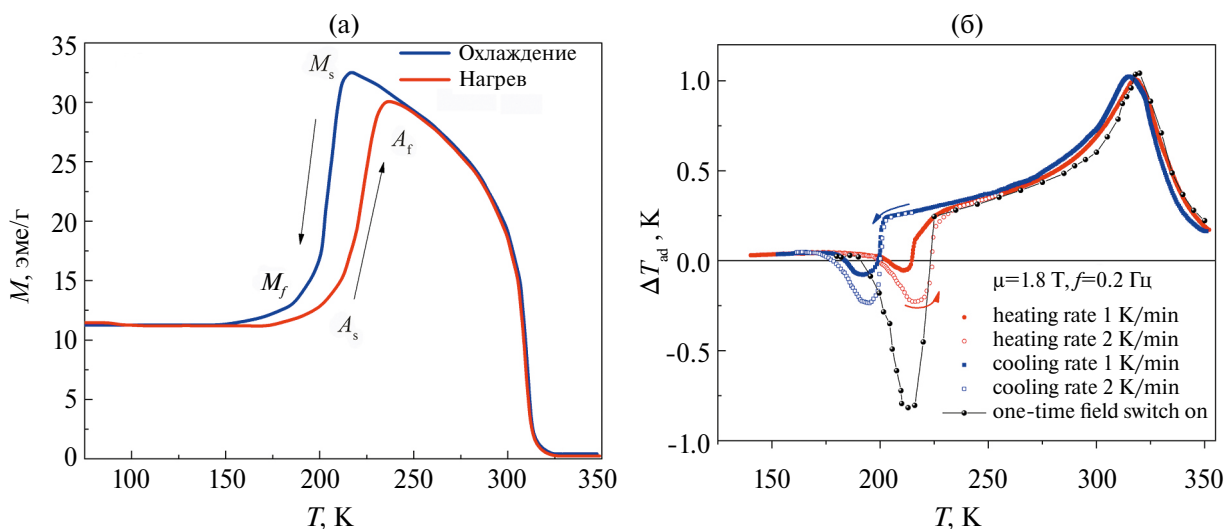


Рис. 1. (а) Температурная зависимость намагниченности $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в магнитном поле с индукцией 20 мТл (на графике заменить FCC и FCH на охлаждение и нагрев; (б) температурная зависимость $\Delta T_{\text{ад}}$ в циклическом магнитном поле с индукцией 1.8 Тл в режимах нагрева и охлаждения при различных скоростях изменения температуры образца. Сплошные кружки — значения $\Delta T_{\text{ад}}$ при разовом включении магнитного поля 1.8 Тл в режиме нагрева.

на обратного эффекта. Такое поведение находит свое объяснение, если проследить за детальным изменением $\Delta T(t)$ при циклическом приложении магнитного поля.

На рис. 2а приведена зависимость $\Delta T(t)$ для $T=212$ К при циклическом приложении магнитного поля с индукцией 1.8 Тл и частотой 0.2 Гц. Как видим, при первом включении магнитного поля наблюдается обратный эффект $\Delta T_{\text{ад}} = -0.62$ К, при последующих циклах наблюдается постепенный кроссовер обратный МКЭ — прямой МКЭ. Наблюдаемый эффект на примере зависимости $\Delta T(t)$ можно объяснить следующим образом. При приложении магнитного поля (при росте магнитного поля) в первом цикле наблюдается обратный МКЭ с $\Delta T_{\text{ад}} = -0.62$ К, обусловленный переходом низкотемпературный АФМ-мартенсит — высокотемпературный ФМ-аустенит (область А—В). Но переход в ферромагнитную фазу происходит не во всем объеме образца, только часть мартенсита переходит в аустенит. Какая часть мартенсита переходит в аустенит зависит как от величины поля, так и от температуры. В данном случае поле с индукцией 1.8 Тл недостаточно, чтобы произошел полный (во всем объеме образца) переход из мартенситного состояния в аустенитную. Для части образца, которая перешла в аустенитную фазу, температура обратного перехода из-за гистерезиса равна ~ 192 К. А так как температура образца $T=212$ К, то при выключении поля (уменьшении поля) ферромагнитная фаза не переходит обратно в мартенсит. Поэтому при выключении магнитного поля величина $\Delta T_{\text{ад}}$, из-за необратимости

МСФП, не возвращается в исходное положение в точку А, а движется по участку В—С). При последующем приложении магнитного поля вначале наблюдается прямой МКЭ за счет ферромагнитной фазы, которая появилась при первом включении магнитного поля (область С—D). При достижении определенной величины магнитного поля произойдет переход части оставшейся мартенситной фазы в аустенит, поэтому наблюдается охлаждение образца (область D—Е). Фактически наблюдаемый в области С—Е эффект будет являться суммой прямого и обратного эффектов. В последующих циклах выключения—включения поля наблюдается постепенное уменьшение обратного МКЭ, за счет уменьшения объема мартенситной фазы. При этом с каждым циклом будет увеличиваться и величина магнитного поля, необходимого для индуцирования перехода мартенсит—аустенит. На рис. 2а штриховкой отмечены области, где вклады от обратного и прямого эффекта преобладают. Как видим, с каждым циклом включения/выключения магнитного поля доля обратного эффекта по величине уменьшается и после 3 цикла обратный эффект практически исчезает.

Влияние частоты циклического магнитного поля 1.2 Тл на температурную зависимость $\Delta T_{\text{ад}}$ в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ приведены на рис. 2б. Там же для сравнения приведена температурная зависимость $\Delta T_{\text{ад}}$ при разовом включении магнитного поля 1.2 Тл (открытые кружки), полученная экстракционным методом. Как видим, с ростом частоты от 1 до 30 Гц в поле с индукцией 1.2 Тл величина $\Delta T_{\text{ад}}$ вблизи T_C убывает от 0.78 К до 0.35 К,

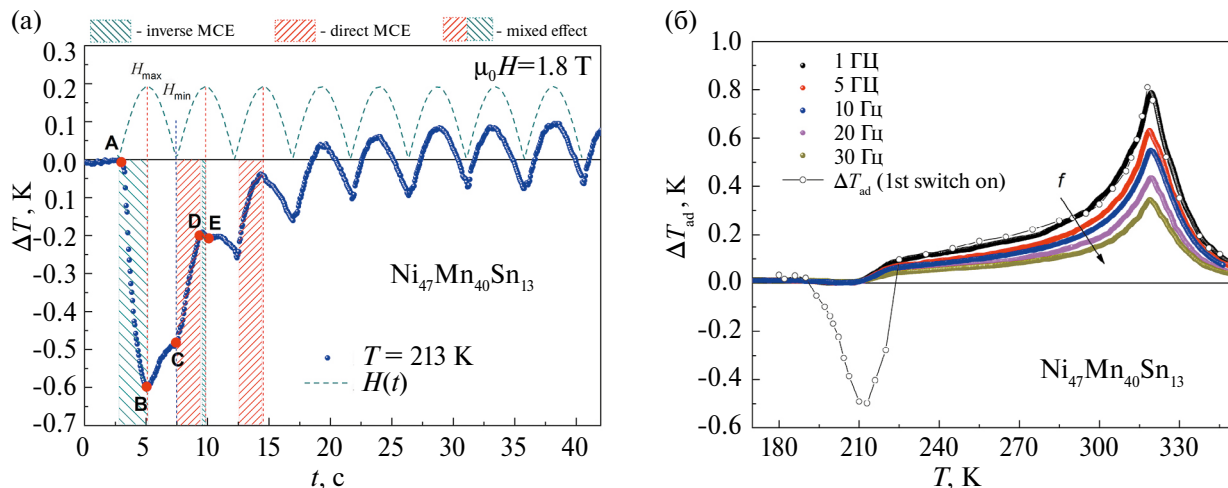


Рис. 2. (а) Временная зависимость $\Delta T_{\text{ад}}$ в циклическом магнитном поле с индукцией 1.8 Тл ($f=0.2$ Гц) при $T=213$ К; (б) температурная зависимость $\Delta T_{\text{ад}}$ в циклическом магнитном поле с индукцией 1.2 Тл при разных частотах циклического магнитного поля 1, 5, 20 и 30 Гц. Открытые кружки — значения $\Delta T_{\text{ад}}$ при разовом включении магнитного поля 1.2 Тл.

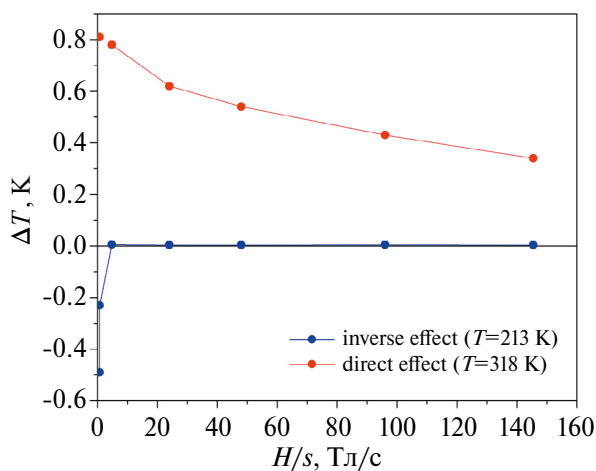


Рис. 3. Зависимость максимума прямого и обратного эффектов от скорости развертки магнитного поля.

т.е. более чем в 2 раза, при этом максимальное значение $\Delta T_{\text{ад}}$ вблизи T_C , полученное при разовом включении поля, равно 0.81 К, что незначительно отличается от значений при частоте 1 Гц. Вблизи МСФП величина $\Delta T_{\text{ад}}$ при разовом включении магнитного поля равна -0.49 К, тогда как в циклических магнитных полях 1.2 Тл и $f=1-30$ Гц наблюдается полное исчезновение — “коллапс” обратного магнитокалорического эффекта (см. рис. 2б).

Сильная частотная зависимость величины $\Delta T_{\text{ад}}$ вблизи ФП мартенсит—аустенит может быть как следствием проявления необратимости МСФП из-за гистерезиса, так и наличия фазовых неоднородностей, которые влияют на кинетику фазового перехода. В работе [10] было изу-

чено динамическое поведение сплавов Гейслера $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15}$ и $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{37}\text{In}_{13}\text{Co}_5$ вблизи магнито-структурного фазового перехода путем прямых измерений эволюции $\Delta T_{\text{ад}}$ при различных скоростях развертки поля (0.01–1500 Тл/с). Было показано, что относительно медленная стадия зарождения “новой” фазы доминирует над динамическим процессом мартенситного превращения, что приводит к сильной зависимости мартенситного превращения от времени.

На рис. 3 приведены зависимости максимума прямого и обратного эффекта от скорости развертки магнитного поля. Начальные точки для обоих эффектов соответствуют разовым включениям магнитного поля с разверткой 0.72 Тл/с. Последующие точки соответствуют циклическому воздействию магнитного поля с разверткой от 1 Тл/с до 145 Тл/с. Известно, что происхождение гистерезиса для материалов, претерпевающих фазовый переход первого рода, может быть связано как с внутренними свойствами, так и внешними факторами, которые могут влиять на поведение гистерезиса, обуславливая процесс зарождения и роста основной фазы. К внутренним свойствам можно отнести магнито-структурную связь, движение доменных стенок, магнитную анизотропию, электронную структуру, спиновые флуктуации и т. д. К внешним факторам относятся микроструктура, в том числе дефекты, размер зерна, напряжение на границе раздела фаз индуцированное внешним полем.

Если сильная частотная зависимость $\Delta T_{\text{ад}}$ вблизи ФП первого рода может быть интерпретирована процессами зародышеобразования и роста основной фазы, связанной с кинетикой

протекания ФП, то сильная частотная зависимость $\Delta T_{\text{ад}}$ вблизи ФП второго рода не поддается столь однозначной трактовке. Физические механизмы, лежащие в основе наблюдаемого явления, до сих пор окончательно не установлены. В качестве одной из возможных версий можно рассматривать уширение петли гистерезиса (увеличение коэрцитивной силы H_c) при увеличении скорости развертки магнитного поля. В работе [19] было показано влияние скорости развертки магнитного поля на управляемый магнитным полем метамгнитный переход в системе $\text{LaFe}_{11.6}\text{Si}_{1.4}$. Авторы показали, что при увеличении скорости развертки поля от 1 до 18 мТл/с ширина петли М–Н гистерезиса увеличивается от 0.18 до 0.40 Тл, т.е. увеличивается примерно на 120%, что приводит к резкому уменьшению непосредственно измеряемой $\Delta T_{\text{ад}}$. В работе [20] в рамках теоретической модели было показано, что величина ΔS_M уменьшается более чем на 50 % при увеличении скорости развертки поля. Было показано, что микроструктура, связанная с дефектами, размером зерна и межфазным напряжением, могут влиять на гистерезис. В частности, показано, что слабая зависимость гистерезиса от скорости развертки магнитного поля проявляется в сплаве $\text{LaFe}_{11.71}\text{Co}_{0.19}\text{Si}_{1.11}$, когда материал разбивается на мелкие фрагменты из которых далее склеивается конструкция объемного образца. Учитывая, что в наших экспериментах скорости развертки магнитного поля заметно выше, чем в описанных работах, можно предположить, что наблюдаемый эффект сильной частотной зависимости $\Delta T_{\text{ад}}$ вблизи T_C для сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ может быть также следствием микроструктурных неоднородностей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведены исследования частотной и температурной зависимости адиабатического изменения температуры в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ как в циклических магнитных полях, так и при разовых включениях магнитного поля.

Обнаружено, что максимальная величина обратного эффекта при измерении в циклическом магнитном поле с индукцией 1.8 Тл зависит от скорости температурного сканирования: чем больше скорость нагрева/охлаждения, тем выше по абсолютной величине обратный МКЭ. Это связано с тем, что при таких измерениях не измеряются эффекты первого включения, сигнал формируется на основе нескольких циклов. Поэтому чем медленнее идет изменение температуры образца в области магнитоструктурного фазового перехода, тем больше циклов включения/

выключения поля происходит в единицу времени, и, соответственно, большая часть образца переходит в аустенитную фазу, и наблюдаемая величина обратного эффекта мала.

Установлено, что в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ при долговременном воздействии циклического магнитного поля происходит постепенное уменьшение и коллапс обратного МКЭ, что связывается с необратимостью МСФП в исследуемых магнитных полях.

Обнаружена сильная зависимость величины $\Delta T_{\text{ад}}$ от частоты изменения магнитного поля вблизи T_C . Физические механизмы, лежащие в основе резкого уменьшения величины $\Delta T_{\text{ад}}$ вблизи T_C в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ с ростом частоты изменения магнитного поля, не поддаются однозначной трактовке и требуют дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Авторы выражают благодарность профессору Р. Kameli за представленные образцы для исследования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-19-00610, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00610/>, Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского Федерального исследовательского центра РАН.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Krenke T., Duman E., Acet M., Wassermann E.F., Moya X., Mañosa L. & Planes A. Inverse magnetocaloric effect in ferromagnetic Ni–Mn–Sn alloys // *Nature Mater.* 2005. V. 4. P. 450–454.
2. Liu J., Gottschall T., Skokov K.P., Moore J.D. & Gutfleisch O. Giant magnetocaloric effect driven by structural transitions // *Nature Mater.* 2012. V. 11. P. 620–626.
3. Соколовский В.В., Мирошкина О.Н., Бучельников В.Д., Марченко В.В. Магнитокалорический эффект в металлах и сплавах // *ФММ.* 2022. Т. 123. № 4. С. 339–343.
4. Khovaylo V.V., Skokov K.P., Gutfleisch O., Miki H., Kainuma R., Kanomata T. Reversibility and irreversibility of magnetocaloric effect in a metamagnetic shape memory alloy under cyclic action of a magnetic field // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. P. 052503.
5. Law J.Y., Moreno-Ramírez L.M., Díaz-García Á., Franco V. Current perspective in magnetocaloric materials research // *J. Appl. Phys.* 2023. V. 133. P. 040903.
6. Gamzatov A.G., Aliev A.M., Varzanah A.G., Kameli P., Sarsari I.A., and Yu S.C. Inverse-direct magnetocaloric effect crossover in $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{12.5}\text{Cu}_{0.5}$ Heusler alloy in cyclic magnetic fields // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. P. 172406.
7. Varzanah A. Gh., Kameli P., Sarsari I.A., Zavareh M.G., Mejia C.S., Amiri T., Skourski Y., Luo J.L., Etsell T.H.,

- Chernenko V.A. Magnetic and magnetocaloric properties of $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13-x}\text{Zn}_x$ alloys: Direct measurements and first-principles calculations // *Phys. Rev. B*. 2020. V. 101. P. 134403.
8. Kitanovski A. Energy applications of magnetocaloric materials // *Adv. Energy Mater.* 2020. V. 10. P. 1903741.
 9. Zhong Z., Ma S., Wang D., Du Y. A Review on the Regulation of Magnetic Transitions and the Related Magnetocaloric Properties in Ni–Mn–Co–Sn Alloys // *J. Mater. Sci. Technol.* 2012. V. 28. P. 193–199.
 10. Gottschall T., Skokov K.P., Scheibel F., Acet M., Zavarreh M., Ghorbani, Skourski Y., Wosnitza J., Farle M., and Gutfleisch O. Dynamical Effects of the Martensitic Transition in Magnetocaloric Heusler Alloys from Direct ΔT_{ad} Measurements under Different Magnetic-Field-Sweep Rates // *Phys. Rev. Applied.* 2016. V. 5. P. 024013.
 11. Aliev A.M., Gamzatov A.G. Magnetocaloric effect in manganites in alternating magnetic fields // *J. Magn. Mater.* 2022. V. 553. P. 169300.
 12. Zheng Z.G., Chen X.L., Liu J.Y., Wang H.Y., Da S., Qiu Z.G., Zeng D.C. Dynamical response of Gadolinium in alternating magnetic fields up to 9 Hz // *International Journal of Refrigeration*. 2023. V. 146. P. 100–107.
 13. Yusuke Hirayama, Ryo Iguchi, Xue-Fei Miao, Kazuhiro Hono, Ken-ichi Uchida. High-throughput direct measurement of magnetocaloric effect based on lock-in thermography technique // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V. 111. P. 163901.
 14. Abdulkadirova N.Z., Gamzatov A.G., Kamilov K.I., Kadirbardeev A.T., Aliev A.M., Popov Y.F., Vorob'ev G.P., Gebara P. Magnetostriction and magnetocaloric properties of $\text{LaFe}_{11.1}\text{Mn}_{0.1}\text{Co}_{0.7}\text{Si}_{1.1}$ alloy: Direct and indirect measurements // *J. Alloy. Compd.* 2022. V. 929. P. 167348.
 15. Aliev A.M., Gamzatov A.G., Abdulkadirova N.Z., Gebara P. Magnetocaloric properties of $\text{La}_{0.9}\text{Pr}_{0.1}\text{Fe}_{11.2}\text{Co}_{0.7}\text{Si}_{1.1}$ compound through direct measurements under cyclic magnetic fields up to 30 Hz // *International J. Refrigeration*. 2023. V. 151. P. 146–151.
 16. Qiao K., Wang J., Zuo S., Zhou H., Hao J., Liu Y., Hu F., Zhang H., Gamzatov A.G., Aliev A., Zhang C., Li J., Yu Z., Gao Y., Shen F., Ye R., Long Y., Bai X., Wang J., Sun J., Huang R., Zhao T., Shen B. Enhanced Performance of ΔT_{ad} upon Frequent Alternating Magnetic Fields in FeRh Alloys by Introducing Second Phases // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 2022. V. 14. P. 18293–18301.
 17. Gamzatov A.G., Batdalov A.B., Khizriev Sh.K., Aliev A.M., Varzaneh A.G., Kameli P. High frequency dependence of the magnetocaloric effect in the $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ alloy: direct measurement // *J. Mater. Sci.* 2023. V. 58. P. 8503–8514.
 18. Gamzatov A.G., Batdalov A.B., Khizriev Sh.K., Aliev A.M., Varzaneh A.G., Kameli P. The nature of the frequency dependence of the adiabatic temperature change in $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$ Heusler alloys in cyclic magnetic fields // *J. Alloy. Compd.* 2023. V. 965. P. 171451.
 19. Lovell E., Pereira A.M., Caplin A.D., Lyubina J., Cohen L.F. Dynamics of the first-order metamagnetic transition in magnetocaloric La (Fe, Si) 13: Reducing hysteresis // *Adv. Energ. Mater.* 2015. V. 5(6). P. 1401639.
 20. Costa R.M., Lovell E., Almeida R., Pinto R.M.C., Cohen L.F., Pereira A.M., Araujo J.P., Belo J.H. Landau theory-based relaxational modelling of first-order magnetic transition dynamics in magnetocaloric materials // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2023. V. 56. P. 155001.

COLLAPSE OF THE INVERSE MAGNETOCALORIC EFFECT IN THE $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ ALLOY IN CYCLIC MAGNETIC FIELDS

A. G. Gamzatov^{1,*}, A. B. Batdalov¹, and A. M. Aliev¹

¹Amirkhanov Institute of Physics, DFRC, Makhachkala, 367003 Russia

*e-mail: gamzatov_adler@mail.ru

The results of direct measurements for the adiabatic temperature change ΔT_{ad} in the $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ alloy in cyclic magnetic fields by the magnetic field modulation method are presented. In the temperature dependence of the magnetocaloric effect (MCE), direct ($\Delta T_{\text{ad}} > 0$) and inverse ($\Delta T_{\text{ad}} < 0$) MCE are detected. The inverse effect value in a cyclic magnetic field depends on the temperature scanning rate. An increase in the frequency of a cyclic magnetic field with an induction of 1.2 T from 1 to 30 Hz decreases the direct effect value by more than 2 times. In a cyclic magnetic field with an induction of 1.2 T at frequencies $f \gg 1$ Hz, complete disappearance (“collapse”) is observed for the inverse magnetocaloric effect, while ΔT_{ad} during the one-time actuation of magnetic field is -0.49 K. The dependence of the inverse effect value on the temperature scanning rate, along with its strong frequency dependence, results from both the manifestation of irreversibility in the magnetostructural phase transition due to hysteresis and the presence of phase inhomogeneities influencing the phase transition kinetics.

Keywords: magnetocaloric effect, Heusler alloys, cyclic magnetic field