

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНЕТИЗМА В СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ MnBi_2Te_4 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА

© 2024 г. Д. А. Глазкова^{1,*}, Д. А. Естюнин¹, А. С. Тарасов^{2,3}, Н. Н. Косырев^{2,4}, В. А. Комаров^{2,3},
Г. С. Патрин^{2,3}, В. А. Голяшов^{1,5}, О. Е. Терещенко^{1,5}, К. А. Кох^{1,6}, А. В. Королёва¹, А. М. Шикин¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

²Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН,
Красноярск, Россия

³Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

⁴Ачинский филиал Красноярского государственного аграрного университета, Ачинск, Россия

⁵Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

⁶Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия

*E-mail: daria.a.glazkova@gmail.com

Поступила в редакцию 10.04.2023 г.

После доработки 10.04.2023 г.

Принята к публикации 08.06.2023 г.

Материалы MnBi_2Te_4 , $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$ и $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ (где $m \geq 1$) относятся к классу магнитных топологических изоляторов. Для успешного применения данных материалов в устройствах наноэлектроники необходимо всестороннее изучение их электронной структуры и магнитных свойств в зависимости от соотношения атомов Bi/Sb и количества (m) блоков Bi_2Te_3 . Изучались магнитные свойства поверхности соединений MnBi_2Te_4 , MnBi_4Te_7 и $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ (где $x = 0.43, 0.32$) при помощи магнитооптического эффекта Керра. Показано, что температуры магнитных переходов на поверхности и в объеме MnBi_4Te_7 и $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$ существенно различаются.

DOI: 10.31857/S0023476124010155, EDN: slmdkk

ВВЕДЕНИЕ

Взаимосвязь электронных и магнитных свойств в сочетании с нетривиальной топологией в магнитных топологических изоляторах (МТИ) создает основу для реализации уникальных квантовых эффектов, таких как квантовый аномальный эффект Холла, состояние аксионного изолятора, фермионы Майораны [1–13]. Наиболее перспективными материалами для наблюдения перечисленных выше эффектов являются MnBi_2Te_4 и семейства материалов, созданные на его основе: $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$ и $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ [14–16]. В электронной структуре топологических поверхностных состояний MnBi_2Te_4 возможно открытие аномально широкой, в сравнении с другими известными МТИ, энергетической запрещенной зоны. Температура магнитного упорядочения в MnBi_2Te_4 составляет $T_N = 24.5$ К [14] и является одной из наиболее высоких для известных МТИ. Благодаря данным особенностям исследование

соединения MnBi_2Te_4 и материалов, созданных на его основе, в последние несколько лет вызвало повышенный интерес [17–19]. Однако экспериментальные данные, характеризующие электронную и магнитную структуру этих материалов, существенно различаются. Так, при исследовании величины энергетической запрещенной зоны в точке Дирака были получены значения, изменяющиеся от единиц до десятков микроэлектронвольт [20]. По данным ряда работ предполагается, что причинами такого поведения могут выступать как структурные дефекты, влияющие на распределение топологических поверхностных состояний и их взаимодействие с атомами Mn [21], так и изменение магнитного порядка, в том числе вблизи поверхности [22].

Для MnBi_2Te_4 энергетически выгодным является антиферромагнитное (АФМ) упорядочение А-типа с магнитными моментами, направленными перпендикулярно поверхности (0001) [23].

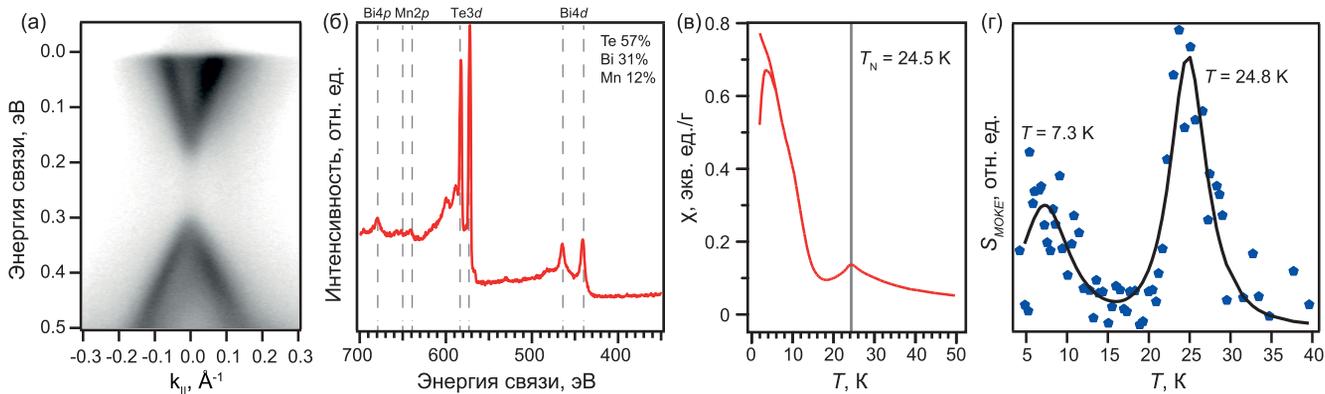


Рис. 1. MnBi_2Te_4 : а – ФЭСУР дисперсионная зависимость, измеренная в точке Γ , б – РФЭС-спектр остовных уровней элементов, присутствующих в образце, положения уровней отмечены вертикальными линиями, в – зависимость магнитной восприимчивости от температуры, температура АФМ-упорядочения отмечена вертикальной линией, г – зависимость $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ представлена точками, аппроксимация сигнала пиками Гаусса отмечена кривой.

Такая магнитная структура подтверждена разными экспериментальными методами: дифракцией нейтронов [24, 25], СКВИД-магнитометрией [26], рентгеновским магнитным циркулярным дихроизмом [14] и фотоэлектронной спектроскопией с угловым разрешением (ФЭСУР) [27]. Значения температуры Нееля, измеренные поверхностно-объемно-чувствительными методами, с высокой точностью совпадали.

Тем не менее магнитные свойства вблизи поверхности могут претерпевать изменения по сравнению с объемными магнитными свойствами. Для метамгнетиков, к которым принадлежит соединение MnBi_2Te_4 , характерно послойное перемагничивание во внешнем магнитном поле [28, 29]. Такое поведение связано с уменьшением коэрцитивной силы поверхностного блока. Таким образом, изучение магнитных свойств вблизи поверхности требует дополнительного внимания.

В данной работе проведено исследование магнитных свойств материалов MnBi_2Te_4 , $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)$ (т.е. MnBi_4Te_7) и $\text{Mn}(\text{Bi},\text{Sb})_2\text{Te}_4$ при помощи магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Исследована зависимость сигнала МОЭК от температуры. В качестве реперного образца для анализа полученных результатов выступал MnBi_2Te_4 , для которого магнитные свойства широко изучены.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Монокристаллы MnBi_2Te_4 , $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ и MnBi_4Te_7 синтезированы вертикальным методом Бриджмена в ИГМ СО РАН.

Измерения магнитных свойств проведены в ресурсном центре “Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники” Научного парка СПбГУ

с использованием СКВИД-магнитометра с гелиевым криостатом производства компании Quantum Design.

Измерения ФЭСУР и РФЭС проводили в ИФП СО РАН (Новосибирск) на установке SPECS ProvenX-ARPES при $h\nu = 21.22$ эВ для ФЭСУР и $h\nu = 1486.7$ эВ для РФЭС. Чистые поверхности образцов получали сколом в сверхвысоком вакууме. Базовое давление в процессе эксперимента было на уровне $\sim 3\text{--}5 \cdot 10^{-11}$ мбар. Дополнительные измерения РФЭС проводили в РЦ ФМИП СПбГУ на установке ESCALAB 250Xi при $h\nu = 1486.7$ эВ.

Измерение МОЭК проводили на установке NanoMOKE 2 (производства Durham Magneto Optics, Великобритания) оснащенной гелиевым криостатом (Oxford Instruments, Великобритания), электромагнитом (магнитное поле до 3.5 кЭ) и автоматизированным микроманипулятором, обеспечивающим перемещение криостата с образцом относительно луча лазера с шагом 1 мкм. Чувствительность установки составляет порядка 10^{-14} emu.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Получены спектры ФЭСУР (рис. 1а) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) (рис. 1б) для характеристики электронной структуры и элементного состава исследуемого образца MnBi_2Te_4 . На рис. 1а ясно видны состояния объемной валентной зоны и объемной зоны проводимости, а также широкая объемная запрещенная зона между ними (~ 200 мэВ). Топологические поверхностные состояния располагаются в области объемной запрещенной зоны. Такой вид электронной структуры вблизи уровня Ферми с центром объемной запрещенной зоны при энергии связи

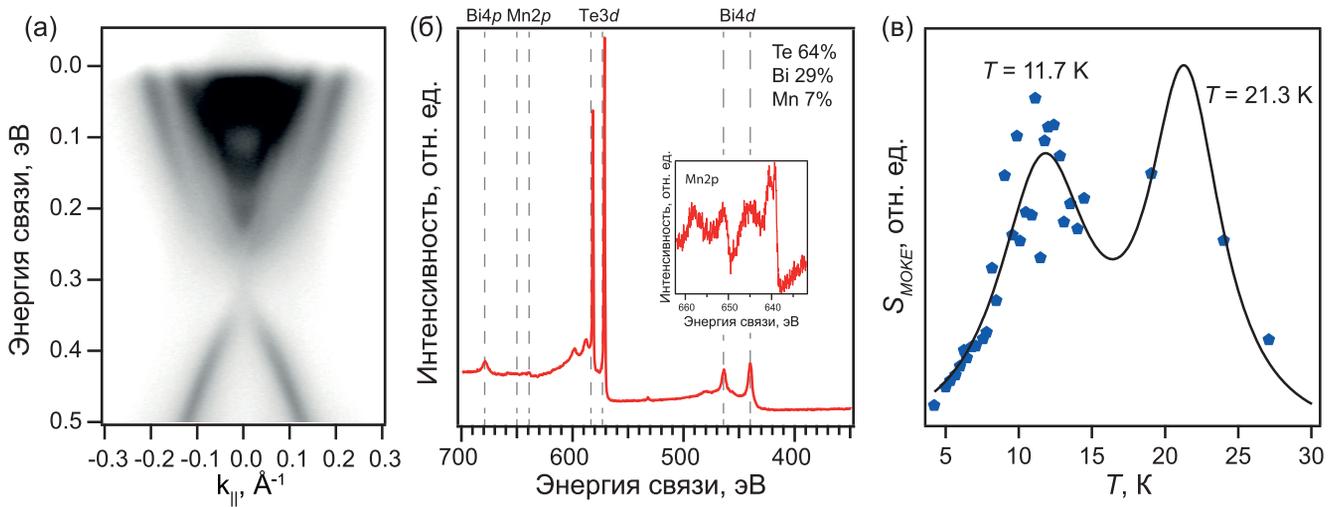


Рис. 2. MnBi_2Te_4 : а – ФЭСУР дисперсионная зависимость, измеренная в точке Γ , б – РФЭС-спектр основных уровней элементов, присутствующих в образце, положения уровней отмечены вертикальными линиями. На вставке – область $2p$ -уровня Mn; в – зависимость $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ представлена точками, аппроксимация сигнала пиками Гаусса отмечена кривой.

~ 0.25 эВ является характерным для данных материалов [14]. На рис. 1б показан РФЭС-спектр, на котором представлены пики основных уровней. По интенсивности пиков была оценена концентрация атомов элементов на поверхности образца при помощи базы сечений фотоионизации Тржасковской [30]. Отклонение расчетной стехиометрии от стехиометрии, заявленной при росте, составило 1–2%, что соответствует погрешности метода измерения. Таким образом, по составу и электронной структуре поверхности исследуемый образец соответствует кристаллу MnBi_2Te_4 . Зависимость магнитной восприимчивости от температуры $\chi(T)$, измеренная при помощи СКВИД-магнитометрии (рис. 1в), также демонстрирует типичную для соединения MnBi_2Te_4 картину [31]. Измерения проводили в поле 1 кЭ, приложенном параллельно кристаллографической оси c . Излом на графике зависимости $\chi(T)$ при 24.5 К (рис. 1в) свидетельствует об АФМ-упорядочении ниже данной температуры, а резкое увеличение магнитной восприимчивости (намагниченности) при 15 К характерно для ферромагнитного (ФМ) перехода.

Далее для данного образца были измерены зависимости сигнала МОЭК от приложенного магнитного поля $I_{\text{МОКЕ}}(H)$ при различных температурах в диапазоне от 4.5 до 40 К. Поле H (от -2 до 2 кЭ) прикладывали вдоль поверхности образца. В эксперименте зависимость $I_{\text{МОКЕ}}(H)$ имела форму восьмерки, а не типичной для данного метода петли гистерезиса. Необычная форма сигнала связана с приложением магнитного поля, недостаточного для поворота спина (спин-флоп перехода), перпендикулярно легкой оси намагниченности в образце

(оси c кристалла). В результате фактически измерялся парамагнитный сигнал, за исключением области температур с ФМ-упорядочением части образцов. Тем не менее в [32–34] показано, что магнитооптический сигнал может быть использован для определения температуры Нееля. В частности, наибольший оптический сигнал возникает из-за изменений в показателе преломления по оси, перпендикулярной вектору Нееля [34], что соответствует выбранной экспериментальной геометрии. Для анализа изменений полученных зависимостей $I_{\text{МОКЕ}}(H)$ от температуры каждой зависимости был сопоставлен численный параметр – площадь внутри петли, а также амплитуда изменения сигнала. Полученная площадь петли сигнала, нормированная на амплитуду сигнала $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ (рис. 1г), зависит от температуры. Отметим, что для медной пластины, на которой был закреплен образец, изменений параметров $S_{\text{МОКЕ}}(H)$ от температуры не наблюдали.

Значение $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ (рис. 1г) претерпевает существенное изменение в окрестности температуры $T \approx 25$ К, которая соответствует температуре АФМ-упорядочения в MnBi_2Te_4 . Для наглядности зависимость $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ аппроксимировали пиками Гаусса. Аппроксимация дает положение пика при $T = 24.8$ К, что с учетом погрешности совпадает с объемной температурой Нееля. Также на зависимости видно изменение $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ ниже 10 К. Из аппроксимации пиком Гаусса зависимости в данной области была получена температура $T \approx 7$ К, что согласуется с температурой ФМ-перехода, оцененной из зависимости $\chi(T)$ (рис. 1в). Однако температура поверхностного ФМ-перехода оказывается

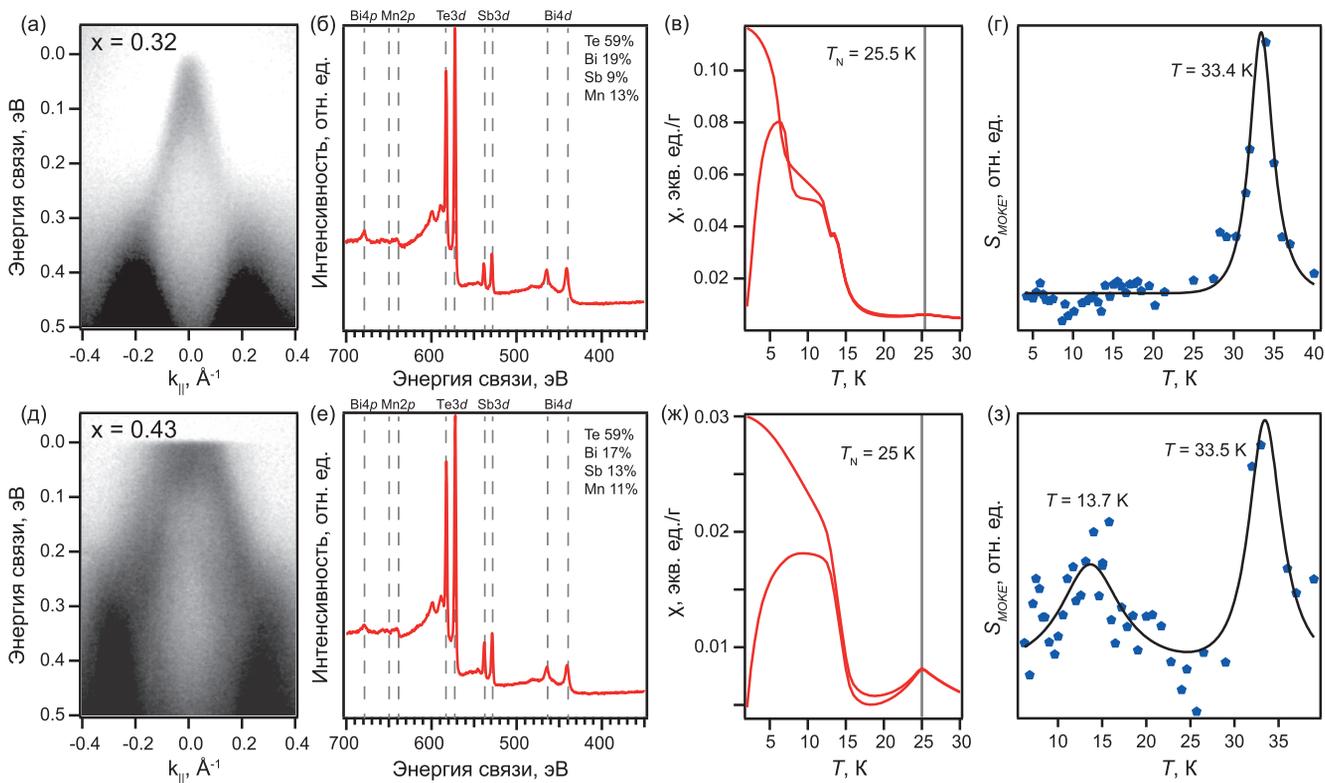


Рис. 3. $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ при $x = 0.32$ (а–г) и $x = 0.43$ (д–з); а, д – ФЭСУР дисперсионная зависимость, измеренная в точке Г; б, е – РФЭС-спектры основных уровней элементов, присутствующих в образцах, положения уровней отмечены вертикальными линиями; в, ж – зависимость магнитной восприимчивости от температуры, температура АФМ-упорядочения отмечена вертикальной линией; г, з – зависимость $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ представлена точками, аппроксимация сигнала пиками Гаусса отмечена кривой.

ниже температуры объемного ФМ-перехода. Таким образом, температурные области пиков на зависимости $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ связаны с температурами магнитного упорядочения системы. На основе анализа зависимости $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ возможно определение температуры магнитного упорядочения для систем $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ и MnBi_4Te_7 .

На рис. 2а показана дисперсионная зависимость ФЭСУР для образца MnBi_4Te_7 , характерная для образцов с данной стехиометрией [18]. Поверхность образцов MnBi_4Te_7 может иметь две возможные терминатии: пятислойный блок Bi_2Te_3 или семислойный блок MnBi_2Te_4 . На рис. 2а можно видеть смешанную дисперсионную зависимость. Такое изображение получается, когда фотоэлектроны детектируются с двух видов терминаций. Дисперсионная зависимость на рис. 2а отображает состояния объемной валентной зоны, объемной зоны проводимости и объемную запрещенную зону между ними. Топологические поверхностные состояния располагаются в объемной запрещенной зоне. На рис. 2б представлены обзорный РФЭС-спектр образца MnBi_4Te_7 и оцененные из спектра концентрации. Область $2p$ -уровня

Mn дополнительно приведена в увеличенном размере на вставке. Стехиометрия образца соответствует шихте.

Зависимость $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ для образца MnBi_4Te_7 (рис. 2в) имеет два пика при $T = 11.3$ и $T = 21.3$ К, в то время как объемная температура Нееля для MnBi_4Te_7 $T_N = 13$ К [35]. Пик при $T = 11.3$ К можно объяснить тем, что поверхностная температура Нееля для MnBi_4Te_7 несколько ниже объемной. Пик при $T = 21.3$ К характеризуется шириной, аналогичной $S_{\text{МОКЕ}}(T)$ пику образца MnBi_2Te_4 на рис. 1 г. Для образцов MnBi_2Te_4 и MnBi_4Te_7 положения пиков по температуре также близки. Таким образом, можно сделать вывод, что при сохранении формы электронных зон и стехиометрии на поверхности образец MnBi_4Te_7 способен проявлять магнитные свойства MnBi_2Te_4 . Кроме того, на поверхности материала температура магнитного перехода ниже объемной температуры Нееля для MnBi_2Te_4 .

Температуры магнитных переходов на поверхности для систем $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ были изучены для стехиометрий с шихтами $x = 0.2$ и $x = 0.3$. Такие концентрации атомов Sb позволяют получить на поверхности кристаллов состояния электронной

структуры, близкие к состоянию компенсированного полупроводника [19]. На рис. 3а, 3д показаны ФЭСУР-спектры образцов, из которых видно, что для образца с заявленной концентрацией атомов Sb $x = 0.2$ (рис. 3а) уровень Ферми локализован в объемной запрещенной зоне, т.е. достигнуто состояние компенсированного полупроводника. Образец с заявленной концентрацией атомов Sb $x = 0.3$ оказывается в состоянии дырочного легирования, и на дисперсионной зависимости рис. 3д можно видеть только часть состояний валентной зоны.

РФЭС-спектры образцов представлены на рис. 3б, 3е. Рассчитанная по интенсивности пиков концентрация атомов Sb оказывается $x = 0.32$ и $x = 0.43$ вместо заложенных при росте $x = 0.2$ и $x = 0.3$ соответственно. В образцах $\text{Mn}(\text{Bi}, \text{Sb})_2\text{Te}_4$ [19, 36] часто наблюдается увеличение концентрации Sb в кристалле по сравнению с шихтой. В остальных образцы соответствуют заявленному стехиометрическому соотношению.

Объемные магнитные свойства данных материалов широко изучены: образцы $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ при $x < 0.5$ могут проявлять как чисто АФМ-свойства [37], так и находиться в смешанной фазе, проявляя одновременно ФМ- и АФМ-свойства [38]. Температура Нееля в обоих случаях близка к $T = 24.5$ К, а температура Кюри для второго образца ~ 17 К. На рис. 3в, 3ж представлены зависимости магнитной восприимчивости образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ ($x = 0.32$ и $x = 0.43$) от температуры $\chi(T)$, измеренные при помощи СКВИД-магнитометра. Измерения проводили в магнитном поле напряженностью 50 Э, приложенном вдоль кристаллографической оси c . На кривых магнитной восприимчивости присутствуют как характерный для АФМ-перехода излом при температурах $T = 25.5$ К ($x = 0.32$, рис. 3в) и $T = 25$ К ($x = 0.43$, рис. 3ж), так и возрастание $\chi(T)$, характерное для ФМ-перехода, при температуре $T \approx 17$ К для обоих образцов.

Однако температура магнитного перехода на поверхности, оцененная при помощи метода МОЭК, существенно отличается от объемной. На зависимости $S_{\text{МОЭК}}(T)$ для образца $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ ($x = 0.32$, рис. 3г) наблюдается единственный пик при $T = 33.4$ К, отличающийся от температуры объемного магнитного перехода приблизительно на 8 К. Такое значительное увеличение температуры перехода может быть вызвано изменением магнитного порядка в образце с АФМ на ФМ, который обусловлен увеличенным количеством дефектов замещения Mn_{Bi} и Bi_{Mn} и характеризуется температурой Кюри $T_C = 34$ К [39]. То что при измерениях магнитных свойств объема данная температура магнитного перехода не была обнаружена, может свидетельствовать о формировании поверхности при сколе объемного кристалла с большим количеством дефектов.

Эксперимент воспроизводится на образце с увеличенной концентрацией атомов Sb. На зависимости $S_{\text{МОЭК}}(T)$ для образца $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ ($x = 0.43$, рис. 3з) наблюдается такой же ширины пик, располагающийся с учетом погрешности при той же температуре. Пик при температуре $T = 13.7$ К соответствует ФМ-переходу. Однако по сравнению со СКВИД-данными температура ФМ-перехода вблизи поверхности уменьшается.

ВЫВОДЫ

При помощи МОЭК исследованы магнитные свойства поверхности материалов MnBi_2Te_4 , MnBi_4Te_7 и $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$. Показано, что можно оценивать температуру магнитного перехода, используя МОЭК при направлении внешнего поля перпендикулярно к направлению магнитного момента в образце.

Для образцов MnBi_2Te_4 продемонстрировано, что температура АФМ-перехода на поверхности соответствует объемной, в то время как температура ФМ-перехода ниже объемной.

Показано, что на поверхности MnBi_4Te_7 наблюдаются два магнитных перехода: один при температуре, соответствующей объемному магнитному переходу в MnBi_4Te_7 , а другой при температуре, соответствующей объемному магнитному переходу в MnBi_2Te_4 . Температуры магнитных переходов на поверхности MnBi_4Te_7 ниже объемных.

Для материалов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ ($x = 0.32, 0.43$) проведенный анализ показал значение температуры магнитного упорядочения ~ 33 К. Это может быть связано с изменением типа магнитного упорядочения с АФМ на ФМ за счет увеличения количества дефектов замещения в слоях Bi и Mn.

Работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект № 94031444) и Российского научного фонда (грант № 23-12-00016). Синтез образцов проведен в рамках проекта “Госзадание ИГМ СО РАН и ИФП СО РАН”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smejkal L., Mokrousov Y., Binghai Yan et al.* // Nature Phys. 2018. V. 14. P. 242.
<https://doi.org/10.1038/s41567-018-0064-5>
2. *Tokura Y., Yasuda K., Tsukazaki A.* // Nat. Rev. Phys. 2019. V. 1. P. 126.
<https://doi.org/10.1038/s42254-018-0011-5>
3. *Hasan M.Z., Kane C.L.* // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. art. 3045.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.3045>
4. *Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang* // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. art. 1057.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.1057>

5. *Chao-Xing Liu, Xiao-Liang Qi, Xi Dai et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. art. 146802.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.146802>
6. *Rui Yu, Wei Zhang, Hai-Jun Zhang et al.* // Science. 2010. V. 329. P. 61.
<https://doi.org/10.1126/science.1187485>
7. *Cui-Zu Chang, Jinsong Zhang, Xiao Geng et al.* // Science. 2013. V. 340. P. 167.
<https://doi.org/10.1126/science.1234414>
8. *Xiao-Liang Qi, Taylor L. Hughes, Shou-Cheng Zhang* // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. art. 195424.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.195424>
9. *Mogi M., Kawamura M., Yoshimi R. et al.* // Nat. Mater. 2017. V. 16. P. 516.
<https://doi.org/10.1038/nmat4855>
10. *Di Xiao, Jue Jiang, Jae-Ho Shin et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. art. 056801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.056801>
11. *Xiangang Wan, Turner A.M., Vishwanath A. et al.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. art. 205101.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.205101>
12. *Binghai Yan, Felser C.* // Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 2017. V. 8. P. 337.
<https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-031016-025458>
13. *Armitage N.P., Mele E.J., Vishwanath A.* // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. art № 015001.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.015001>
14. *Otrokov M.M., Klimovskikh I.I., Bentmann H. et al.* // Nature. 2019. V. 576. P. 416.
<https://doi.org/10.1038/s41586-019-1840-9>
15. *Shikin A.M., Estyunin D.A., Klimovskikh I.I. et al.* // Sci. Rep. 2020. V. 10. art. 13226.
<https://doi.org/10.1038/s41598-020-70089-9>
16. *Shikin A.M., Makarova T.P., Eryzhenkov A.V. et al.* // Phys. B. Condens. Matter. 2023. V. 649. art. 414443.
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2022.414443>
17. *Шилкин А.М., Зайцев Н.Л., Тарасов А.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116. С. 544.
<https://doi.org/10.31857/S1234567822200083>
18. *Шилкин А.М., Естюнин Д.А., Глазкова Д.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 241.
<https://doi.org/10.31857/S1234567822040073>
19. *Глазкова Д.А., Естюнин, Климовских И.И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 315
<https://doi.org/10.31857/S1234567822050081>
20. *Shikin A.M., Estyunin D.A., Zaitsev N.L. et al.* // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. art. 115168.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.115168>
21. *Garnica M., Otrokov M.M., Casado Aguilar P. et al.* // npj Quantum Mater. 2022. V. 7. art. 7.
<https://doi.org/10.1038/s41535-021-00414-6>
22. *Yu-Jie Hao, Pengfei Liu, Yue Feng et al.* // Phys. Rev. X. 2019. V. 9. art. 041038.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevX.9.041038>
23. *Eremeev S.V., Rusinov I.P., Koroteev Yu.M. et al.* // J. Phys. Chem. Lett. 2021. V. 12. P. 4268.
<https://doi.org/10.1021/acs.jpcclett.1c00875>
24. *Yan J.-Q., Zhang Q., Heitmann T. et al.* // Phys. Rev. Mater. 2019. V. 3. art. 064202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.3.064202>
25. *Bing Li, Yan J.-Q., Pajeroski D.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. art. 167204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.167204>
26. *Zeugner A., Nietschke F., Wolter A.U.B. et al.* // Chem. Mater. 2019. V. 31. P. 2795.
<https://doi.org/10.1021/acs.chemmater.8b05017>
27. *Estyunin D.A., Klimovskikh I.I., Shikin A.M. et al.* // APL Mater. 2020. V. 8. art. 021105.
<https://doi.org/10.1063/1.5142846>
28. *Lei C., Heinonen O., MacDonald A.H. et al.* // Phys. Rev. Mater. 2021. V. 5. art. 064201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.5.064201>
29. *Wenbo Ge, Jinwoong Kim, Ying-Ting Chan et al.* // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. art. 107204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.107204>
30. *Band I.M., Kharitonov Yu.I., Trzhaskovskaya M.B.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1979. V. 23. P. 443.
[https://doi.org/10.1016/0092-640X\(79\)90027-5](https://doi.org/10.1016/0092-640X(79)90027-5)
31. *Rani P., Saxena A., Sultana R. et al.* // J. Supercond. Nov. Magn. 2019. V. 32. P. 3705.
<https://doi.org/10.1007/s10948-019-05342-y>
32. *Боровик-Романов А.С., Крейнес Н.М., Панков А.А. и др.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 1762.
33. *Saidl V., Nemeč P., Wadley P. et al.* // Nat. Photon. 2017. V. 11. P. 91.
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.255>
34. *Kexin Yang, Kisung Kang, Zhu Diao et al.* // Phys. Rev. Mater. 2019. V. 3. art. 124408.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.3.124408>
35. *Klimovskikh I.I., Otrokov M.M., Estyunin D.A. et al.* // npj Quantum Mater. 2020. V. 5. art. 54.
<https://doi.org/10.1038/s41535-020-00255-9>
36. *Chaowei Hu, Shang-Wei Lien, Erxi Feng et al.* // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. art. 054422.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.054422>
37. *Bo Chen, Fucong Fei, Dongqin Zhang et al.* // Nat. Commun. 2019. V. 10. art. 4469.
<https://doi.org/10.1038/s41467-019-12485-y>
38. *Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116. С. 793.
<https://doi.org/10.31857/S1234567822230082>
39. *Yaohua Liu, Lin-Lin Wang, Qiang Zheng et al.* // Phys. Rev. X. 2021. V. 11. art. 021033.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevX.11.021033>