Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 5, с. 315 – 321

Электронная структура магнитных топологических изоляторов серии $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ при изменении концентрации атомов Sb

Д. А. Глазкова[a1)], *Д. А. Естюнин*[a], *И. И. Климовских*[a,b], *Т. П. Макарова*[a], *О. Е. Терещенко*[c,d,e], *К. А. Кох*[e,f,g], *В. А. Голяшов*[c,d,e], *А. В. Королева*[a], *А. М. Шикин*[a]

[a] *Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 С.-Петербург, Россия*

[b] *Национальный исследовательский технологический институт МИСиС, 119049 Москва, Россия*

[c] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[d] *ЦКП "СКИФ", Институт катализа им. Г. К. Борескова Сибирского отделения РАН, 630559 Кольцово, Россия*

[e] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[f] *Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[g] *Кемеровский государственный университет, 650000 Кемерово, Россия*

Поступила в редакцию 3 февраля 2022 г.
После переработки 3 февраля 2022 г.
Принята к публикации 3 февраля 2022 г.

Собственный магнитный топологический изолятор $MnBi_2Te_4$ представляет собой многообещающую платформу для реализации квантового аномального эффекта Холла при повышенных температурах и других уникальных топологических эффектов. Однако для этого запрещенная зона в точке Дирака должна располагаться на уровне Ферми. Одним из широко используемых способов сдвига точки Дирака в область уровня Ферми является частичное замещение атомов Bi атомами Sb. В данной работе представлены результаты исследований электронной структуры остовных уровней и валентной зоны для соединений $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ при изменении концентрации (x) атомов Sb (от 0 до 1). Показано, что с увеличением концентрации атомов Sb точка Дирака сдвигается в сторону уровня Ферми с локализацией на уровне Ферми при $x \approx 0.3$. При этом наблюдается "жесткий" сдвиг валентной зоны, включая уровень Mn $3d$, без видимых изменений структуры валентной и зоны проводимости. Концентрационная зависимость сдвига точки Дирака аппроксимируется корневой функцией, что соответствует линейному возрастанию плотности носителей заряда.

DOI: 10.31857/S1234567822050081

В последнее время исследования магнитных топологических изоляторов (ТИ) привлекают повышенное внимание благодаря уникальной комбинации топологических и магнитных свойств в данных материалах. Такая комбинация позволяет реализовывать многие теоретически предсказанные эффекты, такие как состояние квантового аномального эффекта Холла (КАЭХ), состояние аксионного изолятора, топологическое сверхпроводящее состояние и состояние полуметалла Вейля [1–8]. Однако для успешной реализации таких состояний необходимо внедрение магнетизма в ТИ, как в материалы исходно немагнитные, для открытия энергетической запрещенной зоны (ЭЗЗ) в точке Дирака в электронной структуре топологических поверхностных состояний.

Первоначальные способы введения магнетизма в ТИ были основаны на легировании ТИ магнитными примесями или на эффекте близости в магнитных гетероструктурах [9–15]. Повышение концентрации магнитных примесей приводит к увеличению обменного взаимодействия и величины ЭЗЗ в точке Дирака, но при этом зачастую увеличивает дефектность, снижает качество образца и уменьшает подвижность электронов [12]. Вследствие этого многие квантовые эффекты, включая КАЭХ, реализуемые в магнитно-легированных ТИ, наблюдаются только при чрезвычайно низких температурах (0.1–1 K) [11].

Избежать такого увеличения дефектности удалось с открытием собственного стехиометрического магнитного ТИ $MnBi_2Te_4$, благодаря тому, что в данном материале магнитные атомы включены непосредственно в структуру в качестве слоя [16]. Это

[1)] e-mail: daria.a.glazkova@gmail.com

позволило увеличить открываемую в точке Дирака ЭЗЗ, а так же существенно поднять температуру КАЭХ [17], приблизив ее к температуре магнитного перехода (для легированных ТИ температура КАЭХ ниже температуры магнитного перехода на несколько порядков).

Монокристаллы $MnBi_2Te_4$ характеризуются сильным электронным легированием: точка Дирака имеет энергию связи 0.25–0.28 эВ, а уровень Ферми располагается в области зоны проводимости [16–20]. Однако для реализации КАЭХ точка Дирака и соответствующая ЭЗЗ должны быть локализованы на уровне Ферми. Одним из хорошо известных и широко применяемых способов энергетического сдвига конуса Дирака для ТИ на основе Bi_2Te_3 [21] является замещение некоторой части атомов Bi атомами Sb, которые вносят дырочный характер проводимости в ТИ. При этом соединение $(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_3$ сохраняет свои топологические свойства во всем диапазоне концентраций легированных атомов Sb (x от 0 до 1). С повышением концентрации атомов Sb тип носителей заряда в ТИ меняется на дырочный, и точка Дирака сдвигается в сторону уровня Ферми. При некотором значении x происходит переход через точку компенсированного полупроводника от n-типа легирования к p-типу. Для магнитных ТИ дробной стехиометрии $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ при замещении атомов Bi атомами Sb концентрация носителей заряда изменяется схожим образом [22–24].

При этом было выявлено, что дробная стехиометрия вносит и другие изменения. Меняется магнитная структура [22] и транспортные свойства материала, понижается температура Нееля [23]. Была показана возможность изменения запрещенной зоны в топологических состояниях [24]. При этом в целом по работам нет общего согласия по уровню концентрации Sb, при котором точка Дирака находится на уровне Ферми [22–27]. В работе [23] было выявлено, что на необходимый уровень концентрации атомов Sb могут влиять способ и детали синтеза исследуемых образцов.

Данная работа посвящена детальному изучению изменений электронной структуры остовных уровней и валентной зоны объемных кристаллов дробной стехиометрии $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с вариацией уровня концентраций атомов Sb во всем диапазоне от $x = 0$ и до $x = 1$. Измерения структуры валентной зоны и остовных уровней проводились методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) с использованием синхротронного излучения. Для однозначной взаимосвязи измеренных спектров остовных уровней и валентной зоны измерения проводились в одной и той же точке и одних и тех же условиях. Тем самым было получено однозначное соответствие между стехиометрией образца и энергетическим сдвигом точки Дирака при вариации концентрации атомов Sb.

Экспериментальные результаты и обсуждение. В работе исследовалась серия образцов со стехиометрией $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ при вариации концентрации атомов Sb с заложенным при росте содержанием Sb $x = 0$, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 и 1.

Образцы выращивались методом Бриджмена, для которого возможна некоторая неоднородность стехиометрии по объему. Таким образом, для детальной характеризации образца (концентрации Sb, Bi, Te, Mn и положения точки Дирака) фотоэмиссионные измерения для каждого образца проводились в одной точке при изменении энергии фотонов (см. Методы).

Структурное качество образцов проверялось методом дифракции медленных электронов (ДМЭ). На рисунке 1a представлена картина, полученная методом ДМЭ, снятая при энергии электронов 75 эВ для образца $Mn(Bi_{0.6}Sb_{0.4})_2Te_4$. Картина ДМЭ характеризуется гексагональным расположением рефлексов. Голубыми линиями на рис. 1a отмечена элементарная ячейка в обратном пространстве. Подобные картины ДМЭ характерны для материалов с кристаллической структурой $R\overline{3}m$, которой обладают материалы $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$. Картины ДМЭ такого типа сохранялись для всех измеренных образцов, что свидетельствует об одинаковой кристаллической структуре, а резкость наблюдаемых рефлексов свидетельствует о высоком качестве полученных образцов.

Для изучения изменений электронной структуры образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ в зависимости от уровня легирования атомами Sb были одновременно использованы методы РФЭС и ФЭСУР.

На рисунке 1b показаны спектры остовных уровней, измеренные методом РФЭС, для образцов с различной концентрацией атомов Sb. Спектры представлены в диапазоне энергий связи 20–50 эВ, что позволяет одновременно анализировать дублеты пиков остовных уровней Bi $5d$, Sb $4d$, Te $4d$, и Mn $3p$ – т.е. всех элементов, которые должны содержаться в образце. На основе данных спектров была вычислена концентрация атомов Sb (и остальных элементов) для исследуемых областей для образцов. Полученные значения концентрации атомов Sb представлены над соответствующими спектрами. Можно видеть, как с увеличением концентрации атомов Sb плавно

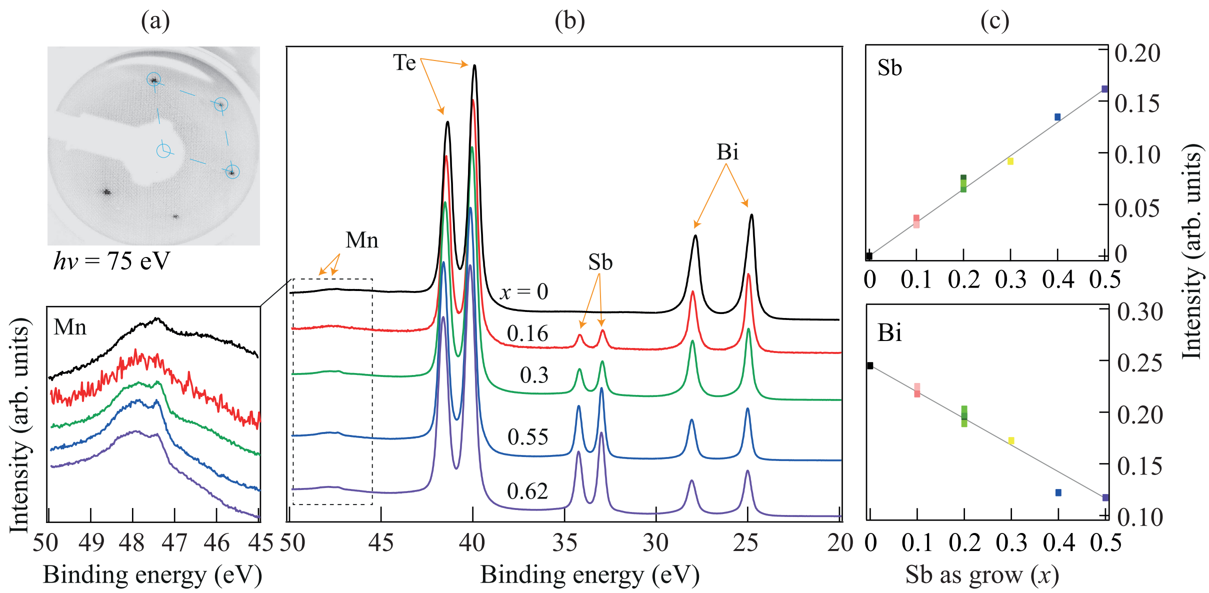


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Картина ДМЭ с гексагональным расположением рефлексов, характерным для всех образов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$. Голубыми пунктирными линиями отмечена элементарная ячейка. (b) – Изменение структуры и интенсивности остовных уровней Bi, Te, Sb и Mn в РФЭС спектрах, измеренных при $h\nu = 120$ эВ при изменении концентрации атомов Sb. Вставка слева снизу показывает подробнее структуру уровней Mn $3p$. (c) – Измеренное методом РФЭС изменение относительной интенсивности пиков Sb (сверху) и Bi (снизу) от заложенной при росте образца доли атомов Sb. Различные цвета соответствуют различным образцам

снижается интенсивность пика Bi и увеличивается интенсивность пика Sb.

На вставке слева снизу на рис. 1b показаны спектры линии Mn $3p$ для разных концентраций Sb. При их рассмотрении видно, что ни интенсивность пика, ни его форма значительно не меняются для всех стехиометрий измеряемых образцов, что указывает на приблизительно постоянную концентрацию атомов Mn в исследуемых образцах и, косвенно, на стабильность магнитных свойств материала.

На рисунке 1c приведена измеренная методом РФЭС зависимость относительной интенсивности пиков Sb (сверху) и Bi (снизу) от концентрации атомов Sb, заложенной при росте. Различные цвета точек соответствуют различным измеренным образцам. Относительная нормировка интенсивности пиков выполнена таким образом, чтобы сумма интенсивностей представленных пиков Bi $5d$, Sb $4d$, Te $4d$ и Mn $3p$ была равна 1. Представленная зависимость демонстрирует линейное увеличение относительной интенсивности пика Sb, с некоторым разбросом для различных образцов, что указывает на ожидаемое линейное возрастание доли Sb в стехиометрии. На нижнем рисунке 1c представлена аналогичная зависимость для изменений интенсивности остовных уровней Bi. Видно, что относительная интенсивность пика Bi линейно уменьшается.

Для оценки концентраций атомов из анализа интенсивности соответствующих пиков в РФЭС спектрах (в конкретных точках образца) была использована база данных сечений фотоионизации остовных уровней Тржасковской [28]. Анализ с использованием этой базы данных показал следующие результаты для величины x: ~ 0.16 вместо 0.1, ~ 0.3 вместо 0.2, ~ 0.38 вместо 0.3, ~ 0.55 вместо 0.4, ~ 0.62 вместо 0.5. Как видно, для всех исследованных образцов измеренные концентрации оказались выше заложенных при росте.

Эффект превышения расчетной концентрации атомов Sb относительно заложенной при росте отмечался ранее в работе [29]. Это может быть вызвано как особенностью роста, так и особенностью оценки. Рост кристалла проводился не из расплава, а из растворителя на основе $(Bi, Sb)_2Te_3$. Таким образом, данные химического анализа свидетельствуют о преимущественном вхождении сурьмы в кристалл относительно растворителя. Анализ образцов из разных частей слитка показал сохранение Bi/Sb соотношения в процессе кристаллизации $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$. В свою очередь, оценка концентраций зависит от используемых баз данных.

Для того чтобы определить изменения уровня легирования образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ и сдвига точки Дирака относительно уровня Ферми при измене-

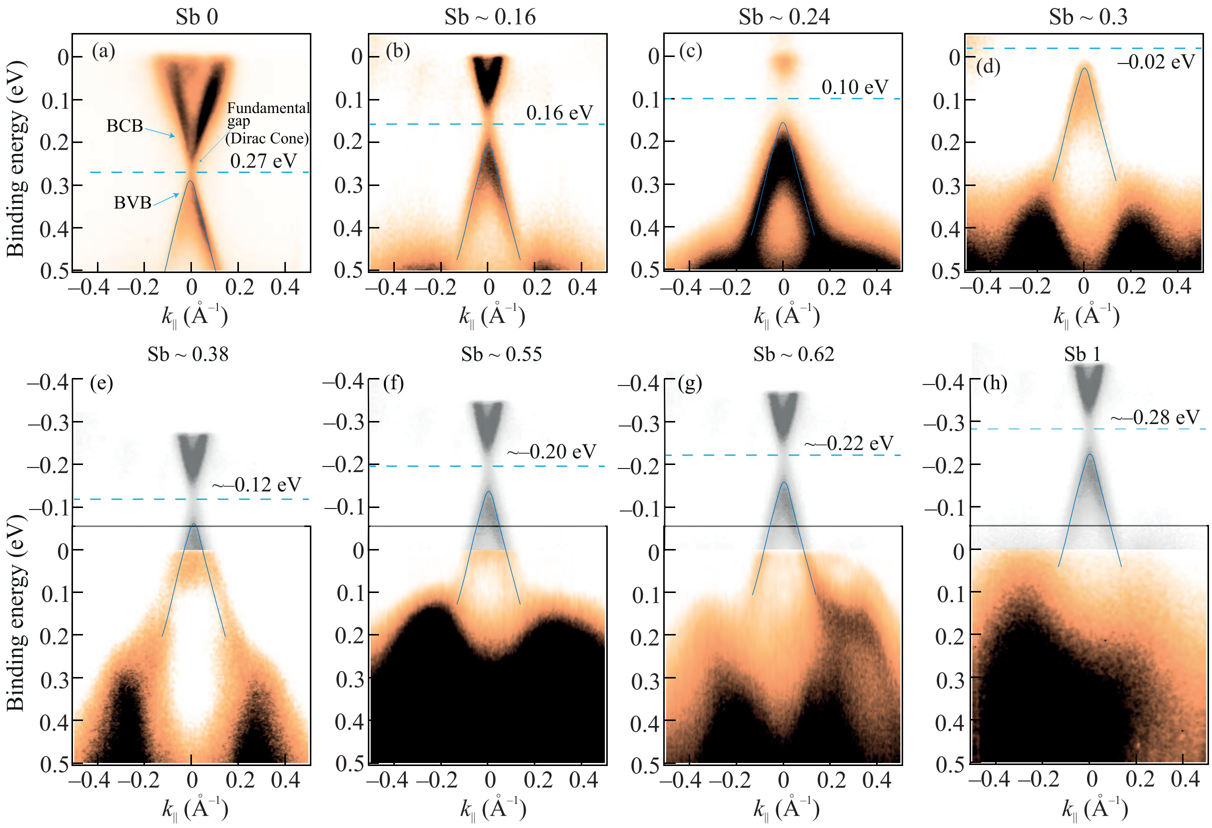


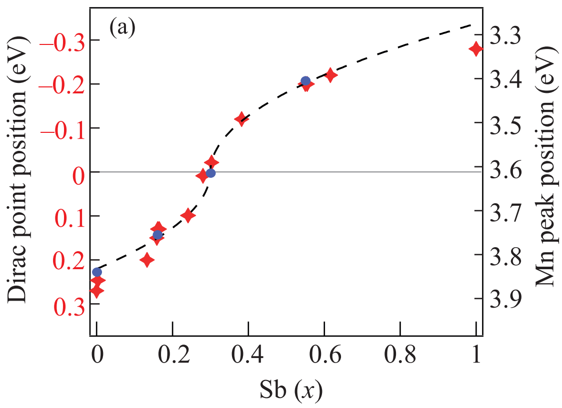
Рис. 2. (Цветной онлайн) Изменение структуры валентных состояний и положения точки Дирака в зависимости от концентрации атомов Sb. Для концентраций выше $x = 0.3$ положение точки Дирака оценивается посредством наложения спектра, измеренного при концентрации $x = 0.16$ (представлен полупрозрачным, черно-белым). Положение точки Дирака отмечено горизонтальной голубой пунктирной линией

нии концентрации атомов Sb, методом ФЭСУР были измерены спектры валентной зоны и зоны проводимости в диапазоне, близком к уровню Ферми. Данные спектры для различных величин оцененных концентраций атомов Sb (в тех же точках образца) представлены на рис. 2a–h. На рисунке 2a отмечены объемная валентная зона (BVB), объемная зона проводимости (BCB) и фундаментальная запрещенная зона между ними, в которой находится часть конуса Дирака (оставшаяся часть смешена с BVB и BCB) и ЭЗЗ, открываемая в точке Дирака. Валентная зона также отмечена на всех картинках голубой кривой. По мере увеличения концентрации атомов Sb точка Дирака сдвигается к уровню Ферми, и для Sb $x \sim 0.3$ располагается на уровне Ферми. Синими пунктирными линиями обозначены положения точки Дирака. Для концентраций, превышающих $x = 0.3$, в спектрах видна только валентная зона, поэтому явно определить положение точки Дирака возможно только для образцов $x = 0$, 0.16, 0.24 и 0.3.

Для определения положения точки Дирака в случае $x > 0.3$ было сделано предположение об идентичности деталей электронной структуры для различных x, и на рис. 2e–h выше уровня Ферми добавлены спектры образца с $x = 0.16$ со сдвигом, сделанным таким образом, чтобы состояния наложенного спектра (представлены полупрозрачными, черно-белыми) продолжали исследуемые состояния. Точка для $x = 0.24$ снята на другой установке и при другой энергии возбуждающих фотоэмиссию фотонов, но тем не менее не выбивается из зависимости.

Зависимость, сопоставляющая концентрации атомов Sb, вычисленные из анализа интенсивностей остовных уровней, и оцененные положения точки Дирака на различных образцах $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$, представлена на рис. 3a (левая шкала). Мы аппроксимировали данную зависимость функцией вида $\sqrt{x}$ (черная пунктирная линия). Как видно из рис. 3a, экспериментальные точки хорошо ложатся на данную зависимость. Для состояний конуса Дирака справедливо следующее соотношение волнового вектора на уровне Ферми с плотностью состояний на уровне Ферми [21]:

$$\frac{Dk_f^2}{4\pi} = |n_{ss}|. \qquad (1)$$



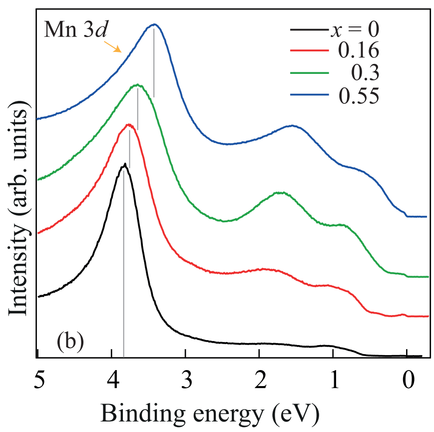


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Оценка изменений положения точки Дирака для $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ при изменении концентрации атомов Sb (шкала слева, показано красными точками). Синими точками представлено изменение энергетического положения пика Mn $3d$ (шкала справа). (b) – Экспериментально измеренное энергетическое положение Mn $3d$ профиль плотности электронных состояний валентной зоны в точке Γ (в диапазоне $k_{\|} = \pm 0.5$ Å^{-1}) в резонансных фотоэлектронных спектрах ($h\nu = 50$ эВ) при изменении концентрации атомов Sb

Здесь D – вырождение фермиона Дирака (константа) и $|n_{ss}|$ – плотность носителей заряда на поверхности. В случае линейной дисперсии дираковских электронов волновой вектор на уровне Ферми прямо пропорционален положению точки Дирака. Хорошее совпадение аппроксимирующей функции свидетельствует о том, что вблизи концентрации атомов Sb $x = 0.3$ на уровне Ферми находятся топологические состояния без вкладов, обусловленных состояниями валентной зоны и зоны проводимости. Подобное поведение точки Дирака от концентрации атомов Sb наблюдалось для образцов Bi_2Te_3 [30], $MnBi_2Te_4$ [23], $MnBi_6Te_{10}$ [31].

Стоит отметить, что на концах зависимости положение точек отклоняется от корневой аппроксимации, что может быть связано с вкладом в плотность состояний на уровне Ферми состояний зоны проводимости или валентной зоны. Кроме того, для чистого $MnSb_2Te_4$ оценка положения точки Дирака используемым методом затруднена из-за большого энергетического расстояния между точкой Дирака и уровнем Ферми.

В нашем исследовании переход точки Дирака через уровень Ферми наблюдается при концентрации Sb $x \sim 0.3$. Это согласуется с рядом других исследований, выполненных различными методами [22, 23]. Однако существуют и другие работы [23, 25–27], в которых переход через уровень Ферми наблюдается при других концентрациях атомов Sb. Подобное различие может быть вызвано особенностями в используемых методах выращивания образцов и соответствующих концентрациях дефектов. Частично это подтверждается в работе [23], где обнаружено, что уровень Ферми ближе к точке Дирака для тонких пленок, чем в случае объемных образцов.

Для исследования сдвига валентной зоны, не относящегося напрямую к сдвигу конуса Дирака, в данной работе проведены исследования энергетического сдвига пика Mn $3d$, локализованного в области валентной зоны. На рисунке 3b показан экспериментально измеренный энергетический сдвиг пика Mn $3d$ при изменении концентрации атомов Sb. Спектры для различных концентраций атомов Sb обозначены разными цветами. Спектры нормировались на высоту пика Mn $3d$.

Для выделения пика Mn $3d$ в валентной зоне использовалась резонансная ФЭС с энергией 50 эВ, соответствующая переходу Mn $2p$–$3d$ [32].

Положения пика Mn $3d$ по энергии связи нанесены на рис. За синими точками (правая шкала). Величина деления левой шкалы совпадает с величиной деления правой шкалы. Таким образом, явно видно, что сдвиг пика Mn $3d$ происходит ровно на то же энергетическое расстояние, что и сдвиг точки Дирака. Это подтверждает справедливость оценки точки Дирака при условии, что валентная зона сдвигается жестким образом.

С повышением концентрации атомов Sb наблюдается понижение интенсивности резонансного пика Mn $3d$ относительно валентной зоны. С одной стороны, это можно связать с ослаблением интенсивности магнитного резонанса (и магнитных свойств в целом) для соединений $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с увеличением x. Но с другой стороны, исходя из представленных данных можно предположить, что так как сдвиг валентной зоны больше, чем сдвиг остовных уровней (примерно в два раза), меняется энергетическое расстояние между уровнями, участвующими в резонансе, и энергия резонанса несколько сдвигается. При этом измерение при энергии фотонов 50 эВ уже приходится на спад резонансного пика, причем тем дальше, чем больше концентрация Sb.

Заключение. В работе представлены и проанализированы изменения структуры валентной зоны, топологических состояний и остовных уровней для серии магнитных топологических изоляторов со стехиометрией $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ при изменении заложенной при росте концентрации атомов Sb в широком диапазоне $x = 0$, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 и 1. Обнаружено, что оцененные из данных РФЭС величины концентраций стабильно превышают заложенные при росте. Показан постепенный сдвиг точки Дирака в сторону уровня Ферми при увеличении концентрации атомов Sb. При $x \sim 0.3$ точка Дирака локализована на уровне Ферми. При дальнейшем увеличении концентрации атомов Sb точка Дирака сдвигается выше уровня Ферми. При увеличении концентрации атомов Sb происходит "жесткий" сдвиг валентной зоны без видимых изменений структуры состояний и величины фундаментальной запрещенной зоны между состояниями валентной зоны и зоны проводимости. Зависимость сдвига точки Дирака (и всей структуры валентных состояний) от уровня концентрации атомов Sb представляет собой кривую, которую можно аппроксимировать корневой зависимостью, что коррелирует с соответствующим линейным возрастанием плотности носителей заряда. Такое поведение характерно для чистых состояний конуса Дирака на уровне Ферми.

Методы. Измерения структуры валентной зоны и остовных уровней проводились методами ФЭСУР и РФЭС в центре синхротронного излучения SOLARIS (Польша) на установке UARPES при энергии излучения $h\nu = 28$ эВ и $h\nu = 120$ эВ соответственно. Измерения проводились в одной и той же точке. Для анализа структуры уровня Mn $3d$ использовалась энергия излучения $h\nu = 50$ эВ, соответствующая резонансному усилению интенсивности уровня Mn $3d$. Спектры измерялись при температуре $T = 10-12$ К. Совершенство кристаллической структуры определялось методом дифракции медленных электронов (ДМЭ).

Также дополнительные измерения проводились 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.

Предварительные измерения проводились в РЦ ФМИП СПбГУ на установке ESCALAB 250Xi.

Монокристаллы $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ были синтезированы вертикальным методом Бриджмена в Новосибирском государственном университете.

Чистые поверхности образцов получали сколом в сверхвысоком вакууме. Базовое давление в процессе эксперимента было на уровне $3 - 5 \times 10^{-11}$ мбар.

Работа выполнена в рамках финансовой поддержки Министерством науки и высшего образования РФ (грант # 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)).

Авторы выражают благодарность проекту Министерства образования и науки Польши: "Поддержка исследований и разработок с использованием исследовательской инфраструктуры Национального центра синхротронного излучения SOLARIS" по контракту # 1/SOL/2021/2, а также центру SOLARIS за доступ к установке UARPES, где проводились измерения. Д. Естюнин выражает признательность G-RISC program за поддержку.

1. R. Yu, W. Zhang, H.-J. Zhang, S.-C. Zhang, X. Dai, and Z. Fang, Science **329**, 5987 (2010).
2. K. Nomura and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **106**, 166802 (2011).
3. K. He, Y. Wang, and Q. Xue, Natl. Sci. Rev. **1**, 38 (2013).
4. C. Liu, S. Zhang, and X. Qi, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **7**, 301 (2016).
5. J. Wang, B. Lian, and S. Zhang, Phys. Scr. T **164**, 014003 (2015).
6. X.-L. Qi, R. Li, J. Zang, and S.-C. Zhang, Science **323**, 1184 (2009).
7. R. Li, J. Wang, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Nature Phys. **6**, 284 (2010).
8. X. Wan, A. Turner, A. Vishwanath, and S. Savrasov, Phys. Rev. B **83**, 205101 (2011).
9. W. Luo and X.-L. Qi, Phys. Rev. B **87**, 085431 (2013).
10. S. Eremeev, V. Men'shov, V. Tugushev, P. Echenique, and E. Chulkov, Phys. Rev. B **88**, 144430 (2013).
11. C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng et al. (Collaboration), Science **340**, 167 (2013).
12. M. Mogi, R. Yoshimi, A. Tsukazaki, K. Yasuda, Y. Kozuka, K. Takahashi, M. Kawasaki, and Y. Tokura, Appl. Phys. Lett. **107**, 182401 (2015).
13. A. Shikin, D. Estyunin, Yu. Surnin, A. Koroleva, E. Shevchenko, K. Kokh, O. Tereshchenko, S. Kumar, E. Schwier, K. Shimada, T. Yoshikawa, Y. Saitoh, Y. Takeda, and A. Kimura, Sci. Rep. **18**, 4813 (2019).
14. S. Filnov, Yu. Surnin, A. Koroleva, I. Klimovskikh, D. Estyunin, A. Varykhalov, K. Bokai, K. Kokh, O. Tereshchenko, V. Golyashov, E. Shevchenko, and A. Shikin, JETP **156**, 483 (2019).

15. A. Shikin, D. Estyunin, A. Koroleva, D. Glazkova, T. Makarova, and S. Filnov, Phys. Solid State **62**, 338 (2020).
16. M. Otrokov, I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. (Collaboration), Nature **576**, 416 (2019).
17. Y. Deng, Y. Yu, M. Shi, Z. Guo, Z. Xu, J. Wang, X. Chen, and Y. Zhang, Science **367**(6480), 895 (2020).
18. D. Estyunin, I. Klimovskikh, A. Shikin, E. Schwier, M. Otrokov, A. Kimura, S. Kumar, S. Filnov, Z. Aliev, M. Babanly, and E. Chulkov, APL Mater. **8**, 021105 (2020).
19. A. Shikin, D. Estyunin, I. Klimovskikh et al. (Collaboration), Sci. Rep. **10**, 13226 (2020).
20. A. Shikin, D. Estyunin, N. Zaitsev et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **104**, 115168 (2021).
21. J. Zhang, C.-Z. Chang, Z. Zhang, J. Wen, X. Feng, K. Li, M. Liu, K. He, L. Wang, X. Chen, Q.-K. Xue, X. Ma, and Y. Wang, Nat. Commun. **2**, 574 (2011).
22. S. Riberolles, Q. Zhang, E. Gordon, N. Butch, L. Ke, J.-Q. Yan, and R. McQueeney, Phys. Rev. B **104**, 064401 (2021).
23. B. Chen, F. Fei, D. Zhang et al. (Collaboration), Nat. Commun. **10**, 4469 (2019).
24. X. Ma, Y. Zhao, K. Zhang et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **103**, L121112 (2021).
25. J.-Q. Yan, S. Okamoto, M. McGuire, A. May, R. McQueeney, and B. Sales, Phys. Rev. B **100**, 104409 (2019).
26. S. Wimmer, J. Sanchez-Barriga, P. Kuppers et al. (Collaboration), Adv. Mater. **33**, 2102935 (2021).
27. W. Ko, M. Kolmer, J. Yan, A. Pham, M. Fu, F. Lupke, S. Okamoto, Z. Gai, P. Ganesh, and A.-P. Li, Phys. Rev. B **102**, 115402 (2020).
28. I. Band, Yu. Kharitonov, and M. Trzhaskovskaya At. Data Nucl. Data Tables **23**, 443 (1979).
29. C. Hu, S.-W. Lien, E. Feng, S. Mackey, H.-J. Tien, I. Mazin, H. Cao, T.-R. Chang, and N. Ni, Phys. Rev. B **104**, 054422 (2021).
30. H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X. Dai, Z. Fang, and S.-C. Zhang, Nat. Phys. **5**, 438 (2009).
31. H. Xie, F. Fei, F. Fang, B. Chen, J. Guo, Y. Du, W. Qi, Y. Pei, T. Wang, M. Saher, S. Zhang, M. Zhang, X. Wang, and F. Song, J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 104002 (2021).
32. A. Shikin, A. Rybkina, D. Estyunin et al. (Collaboration), Sci. Rep. **11**, 23332 (2021).