

01,11

ЯМР-исследование полуметалла Вейля WTe_2 ниже температуры топологического перехода

© А.О. Антоненко¹, Е.В. Чарная¹, М.К. Lee², L.J. Chang², J. Haase³, С.В. Наумов⁴,
А.Н. Доможирова⁴, В.В. Марченков^{4,5}

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

² National Cheng Kung University,
Tainan, Taiwan

³ University of Leipzig,
Leipzig, Germany

⁴ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

⁵ Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, Россия

E-mail: charnaya@mail.ru

Поступила в Редакцию 24 июня 2019 г.

В окончательной редакции 24 июня 2019 г.

Принята к публикации 24 июня 2019 г.

Проведены ЯМР-исследования на ядрах ^{125}Te топологического полуметалла Вейля WTe_2 при температурах 41 и 293 К. Измерения проводились на импульсном ЯМР-спектрометре Bruker Avance 500. Получены спектры ЯМР ^{125}Te для монокристалла WTe_2 при ориентации кристаллической оси c параллельно и перпендикулярно квантовому полю. Сложный вид спектров связывался с наличием четырех неэквивалентных позиций атомов теллура в кристаллической структуре WTe_2 . Восстановление продольной намагниченности исследовалось после импульсного насыщения для отдельных линий спектра. Выявлен экспоненциальный характер релаксации. Частотный сдвиг и ширина линий спектра незначительно отличались при двух температурах, тогда как времена ядерной спин-решеточной релаксации при 41 К превышали соответствующие времена, измеренные при комнатной температуре, примерно в 30 раз. Сильная температурная зависимость релаксации предположительно обусловлена вкладом квазичастиц Вейля ниже топологического фазового перехода.

Ключевые слова: вейлевские полуметаллы, ядерный магнитный резонанс, топологический фазовый переход, термоэлектрики.

DOI: 10.21883/FTT.2019.11.48400.546

1. Введение

Дихалькогениды переходных металлов с химической формулой MX_2 , где M — атом переходного металла, X — атом халькогена, в последние годы привлекают большое внимание благодаря своим физическим свойствам и слоистой структуре. Эти соединения активно исследуются для потенциального использования в электрических и оптоэлектрических устройствах. Кроме того, такие дихалькогениды металлов, как WTe_2 , подходят для применения в условиях экстремальных температур и давлений, а также являются хорошими термоэлектрическими материалами. Недавно было показано, что дителлурид вольфрама относится к вейлевским полуметаллам [1,2].

Дираковские материалы, к которым относятся графен, топологические изоляторы и полуметаллы Дирака и Вейля, представляют новые состояния материи с уникальной электронной структурой и новыми физическими свойствами. В полуметаллах Вейля особенности топологии электронной зонной структуры связаны с

нарушением либо инверсионной симметрии, либо симметрии относительно обращения времени [3–5]. При нарушении одной из указанных симметрий образуются пары точек Вейля в зоне Бриллюэна. Точки имеют разную киральность, их проекции в зоне Бриллюэна на плоскость $k_z = 0$ связаны ферми-дугами. Когда обе симметрии сосуществуют, то происходит вырождение пары точек Вейля, что характерно для полуметаллов Дирака [5,6].

Среди полуметаллов Вейля выделяют полуметаллы первого типа, для которых гамильтониан, описывающий точки Вейля, инвариантен относительно преобразований Лоренца. Для этого класса полуметаллов характерно наличие дисперсии в виде идеальных конусов в районе вейлевских точек зоны Бриллюэна. Недавно было предсказано, что слоистые дихалькогениды переходных металлов, такие как WTe_2 и $MoTe_2$, относятся к вейлевским полуметаллам второго типа, в которых точки Вейля лежат вблизи границы между электронными и дырочными карманами [1,2,7,8]. Для них конусообразный энергетический спектр наклоняется. Вследствие этого

нарушается инвариантность относительно преобразований Лоренца.

Наличие сильного спин-орбитального взаимодействия имеет решающее значение для реального распределения точек Вейля в WTe_2 , поскольку в его отсутствие в зоне Бриллюэна для WTe_2 должно быть 16 точек Вейля [1]. *Ab initio* расчеты [1] показали, что, если учесть сильное спин-орбитальное взаимодействие, половина точек Вейля, присутствовавших ранее в зоне Бриллюэна, уничтожится [1]. Кроме того, небольшие изменения постоянных решетки также могут приводить к аннигиляции точек Вейля. Авторы [9] обнаружили, что при температуре порядка 70 К расстояние между двумя точками Вейля уменьшается фактически до нуля, и при более высоких температурах возникает энергетическая щель. Таким образом, WTe_2 претерпевает при этой температуре топологический фазовый переход (ТФП) от полуметалла Вейля второго типа к обычному полуметаллу.

В течение последних нескольких лет ведутся активные исследования вейлевских полуметаллов различными методами. Интерес к применению метода ядерного магнитного резонанса (ЯМР) связан с тем, что особенности электронного спектра вейлевских полуметаллов могут проявляться в специфических изменениях резонансных частот и ядерной спиновой релаксации. На настоящий момент существует две экспериментальные работы, посвященные ЯМР в полуметалле Дирака Cd_3As_2 [10] и ядерному квадрупольному резонансу (ЯКР) в полуметалле Вейля TaP [11]. Кроме того, имеется две теоретических работы, посвященные влиянию точек Вейля на сдвиги резонансных линий и скорость ядерной спин-решеточной релаксации в вейлевских полуметаллах [12,13].

В настоящей работе представлены результаты исследований спектра ЯМР и времени ядерной спин-решеточной релаксации ^{125}Te в монокристаллическом образце WTe_2 при комнатной температуре и ниже температуры топологического фазового перехода для монокристалла, находящегося в двух различных ориентациях в магнитном поле, при которых кристаллографическая ось c была направлена параллельно и перпендикулярно внешнему квантующему магнитному полю B_0 .

2. Образцы и эксперимент

Монокристалл WTe_2 выращивался методом химического газового транспорта с использованием Br_2 в качестве транспортного агента. Рост кристалла осуществлялся в условиях вакуума в течение трех недель в запаянной кварцевой ампуле. Образец для исследований имел форму тонкой пластины толщиной порядка 0.2 mm и площадью поверхности 12 mm², ориентированной перпендикулярно оси c . Кристаллическая структура, фазовая однородность и направления кристаллографических осей определялись методом рентгеновской дифракции. По данным рентгеноструктурного анализа (рис. 1) WTe_2 при комнатной температуре и атмосферном давлении

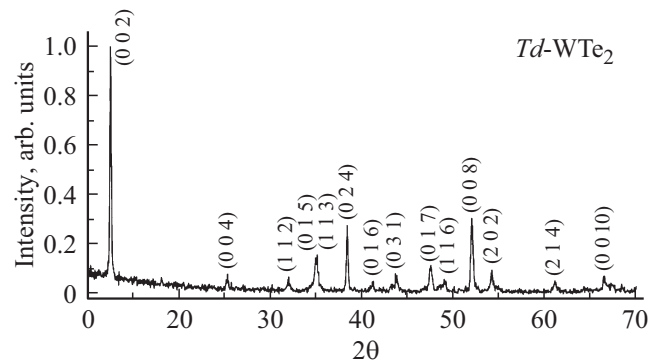


Рис. 1. Спектр рентгеновской дифракции для порошка WTe_2 , полученного из части исследуемого монокристалла, при комнатной температуре. Наблюдаемые пики соответствуют Td -фазе WTe_2 .

находится в Td -фазе (или γ -фазе), которая остается стабильной и при изменении температуры [14,15]. Td -фаза обладает ромбической симметрией с нецентросимметричной пространственной группой $Pmn2_1$. Элементарная ячейка содержит четыре формульных единицы. Таким образом, в ней находится восемь атомов теллура. Эти атомы являются попарно кристаллографически-эквивалентными (рис. 2, *a*). Атомы теллура, обозначенные на рис. 2, *a* как Te и Te' , остаются магнитно-эквивалентными в наших экспериментах. Неэквивалентные позиции атомов теллура будем обозначать в дальнейшем как Te_1 , Te_2 , Te_3 , Te_4 (рис. 2, *b*).

Дителлурид вольфрама имеет слоистую структуру перпендикулярно оси c (рис. 2, *b*). Трехкратные слои атомов $Te-W-Te$ (связь $W-Te$ является ковалентной) связаны между собой слабым взаимодействием Ван-дер-Ваальса, поэтому материал легко расщепляется перпендикулярно оси c .

Измерения проводились на импульсном ЯМР спектрометре Bruker Avance 500 в магнитном поле 11.74 Т. Рабочая частота для ядер ^{125}Te равнялась 157.79 МГц. Исследуемая монокристаллическая пластина WTe_2 ориентировалась в магнитном поле таким образом, что кристаллографическая ось c была направлена параллельно и перпендикулярно внешнему квантующему магнитному полю B_0 . Измерения проводились при комнатной температуре, а также при 41 К на низкотемпературном датчике широких линий HPLTBB с криостатом. Стабилизация температуры была не хуже 0.5 К. Для возбуждения спинового эха использовалась импульсная последовательность $\pi/2-\tau-\pi$ с длительностью 90-градусного импульса от 4.5 до 5.5 μs в зависимости от исследуемой ориентации монокристалла и температуры. Время ядерной спин-решеточной релаксации измерялось по восстановлению продольной намагниченности после насыщения сигнала ЯМР серией 90-градусных импульсов (saturation recovery). Природная распространенность ^{125}Te около 7%, поэтому количество накоплений в каждом эксперименте было не менее 2^{11} . В результате измерений получено два типа спектров: суммарные и огибающие.

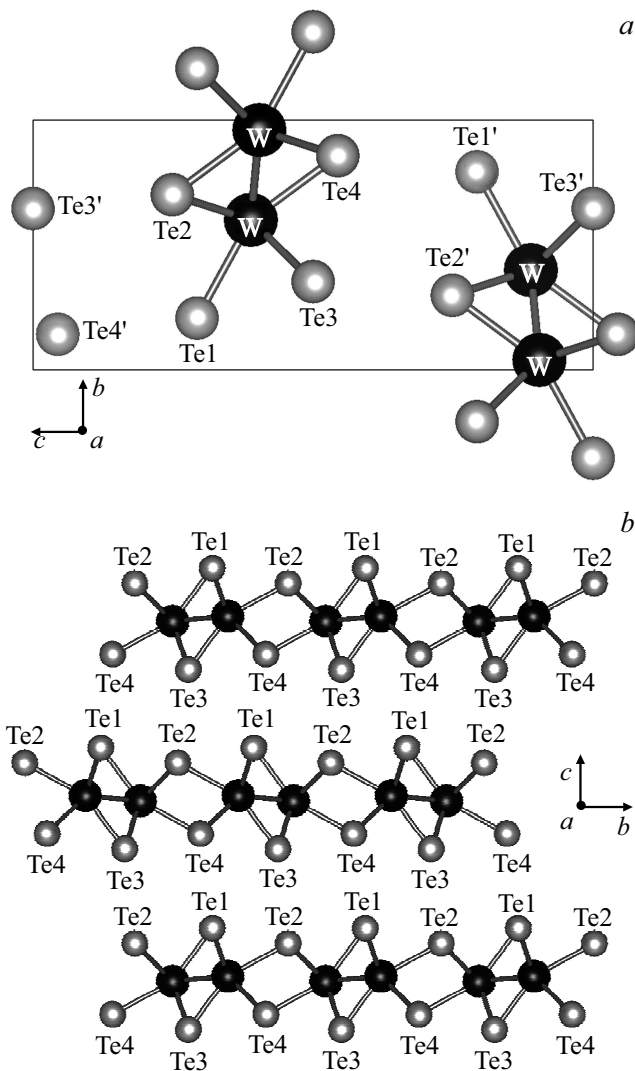


Рис. 2. Кристаллическая структура WTe_2 . Черные и серые кружки обозначают атомы вольфрама и теллура соответственно. (a): элементарная ячейка, содержащая четыре формульных единицы. (b): расположение атомов теллура и вольфрама в плоскости (cb) . Трехкратные слои $Te-W-Te$ расположены перпендикулярно кристаллографической оси c .

Первый тип спектров получался при суммировании сигналов спинового эха на различных отстройках по частоте. Второй тип спектров — это построение огибающей по точкам, соответствующим интенсивности сигнала эха, полученного при варьировании частоты возбуждения. Сдвиги частоты ЯМР ^{125}Te рассчитывались по универсальной шкале Ξ [16], связанной со сдвигом резонанса 1H в разбавленном растворе Me_2Te в C_6D_6 .

3. Результаты

На рис. 3 представлены спектры ЯМР ^{125}Te , полученные для монокристалла WTe_2 в двух ориентациях относительно внешнего магнитного поля, $c \parallel B_0$ и $c \perp B_0$, при температуре 41 К. Следует отметить различие сдви-

Времена ядерной спин-решеточной релаксации ^{125}Te для монокристалла WTe_2 в двух ориентациях относительно внешнего магнитного поля при указанных температурах

T, K	Ориентация $c \parallel B_0$		Ориентация $c \perp B_0$		
	T_1', ms	T_1'', ms	T_1', ms	T_1'', ms	T_1''', ms
293	8.6 ± 0.3	33 ± 2	16 ± 1	29 ± 3	12 ± 1
41	282 ± 7	890 ± 11	580 ± 20	927 ± 7	360 ± 30

гов наблюдаемых линий спектра ЯМР ^{125}Te для исследованных ориентаций. Для ориентации $c \parallel B_0$ спектр ЯМР ^{125}Te состоит из четырех линий приблизительно одинаковой интенсивности, имеющих выраженный сдвиг резонансных частот в высокочастотную область (рис. 3, a, b). Линии центрированы около частот 1700, 1500, 1150 и 900 ppm. Для второй исследуемой ориентации монокристалла, $c \perp B_0$, в суммарном спектре ЯМР ^{125}Te (рис. 3, c) можно выделить три отдельные составляющие, которые сильно „изрезаны“. Огибающая демонстрирует наличие трех линий, имеющих разную интенсивность, более явно (рис. 3, d). Видно, что для данной ориентации помимо линий в высокочастотной области со сдвигами порядка 1800 и 1100 ppm наблюдается линия меньшей интенсивности в области низких частот, имеющая сдвиг около -500 ppm. Аналогичный вид имели спектры при комнатной температуре. Отметим, что приведенные результаты получены в течение одного месяца, и нами наблюдались заметные изменения спектра ЯМР спустя полгода.

Восстановление продольной ядерной намагниченности во времени хорошо подчинялось экспоненциальному закону для исследованных ориентаций монокристалла $c \parallel B_0$ и $c \perp B_0$ как при комнатной температуре, так и при 41 К. Пример временной зависимости намагниченности после насыщения показан на рис. 4. В таблице приведены полученные значения времени ядерной спин-решеточной релаксации T_1 для обеих ориентаций при двух температурах. Для ориентации $c \parallel B_0$ даны усредненные значения времени ядерной спин-решеточной релаксации для двух линий, имеющих больший сдвиг, (T_1') и двух линий с меньшим сдвигом (T_1''). Для $c \perp B_0$ приведены времена спин-решеточной релаксации как для линий со сдвигом в высокочастотную область, T_1' и T_1'' , так и для линии в области низких частот (T_1'''). Как видно из таблицы, значения времен T_1 для разных групп линий сильно отличаются.

4. Обсуждение результатов

Ядра ^{125}Te имеют спин, равный $1/2$, то есть они обладают лишь дипольным моментом. Для ядер со спином $1/2$ для каждого неэквивалентного положения в решетке должна наблюдаться одна линия, соответствующая переходу между уровнями $+1/2 \leftrightarrow -1/2$. Поскольку в кристаллической структуре WTe_2 имеется

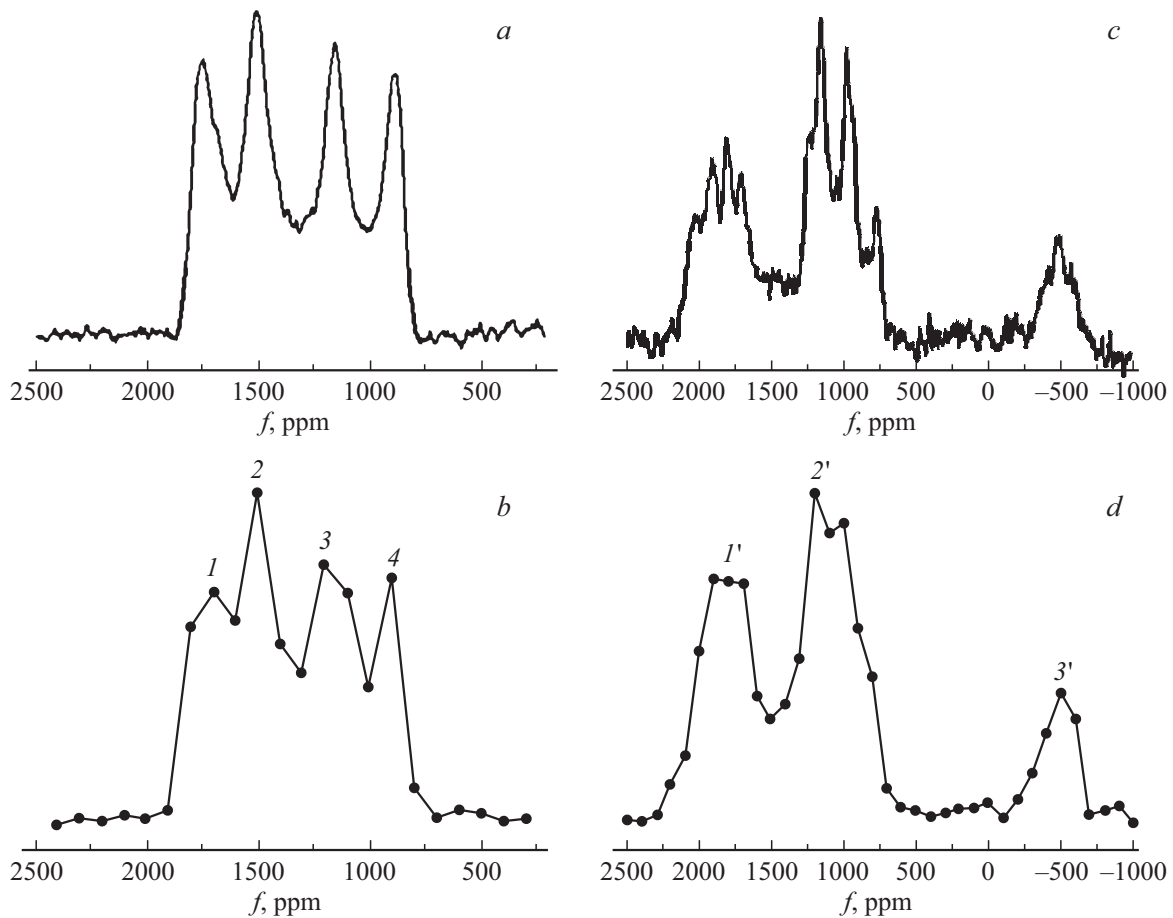


Рис. 3. Суммарные спектры (*a, c*) и огибающие сигналов эха (*b, d*) ^{125}Te для монокристаллической пластины WTe_2 в ориентации $c \parallel B_0$ (*a, b*) и $c \perp B_0$ (*c, d*) при температуре 41 К. Цифры 1–4 нумеруют линии спектра ЯМР ^{125}Te , для ориентации $c \parallel B_0$. Цифрами 1'–3' обозначены линии спектра ЯМР ^{125}Te для ориентации $c \perp B_0$.

четыре неэквивалентных позиции атомов теллура, то полученные нами линии в спектрах ЯМР ^{125}Te должны соответствовать атомам теллура, находящимся в этих позициях. Для ориентации $c \parallel B_0$ спектр состоит из четырех линий примерно одинаковой интенсивности (рис. 3, *a, b*). Таким образом, можно предположить, что эти линии соответствуют четырем неэквивалентным позициям атомов теллура в WTe_2 . Для ориентации монокристалла $c \perp B_0$ вид спектра значительно отличается. В области частот 700–2500 ppm наблюдаются две линии с разными интенсивностями, кроме того, в спектре присутствует гораздо менее интенсивная линия со сдвигом в низкочастотную область. Исходя из интенсивностей линий в спектре, можно предположить, что центральная линия обусловлена двумя парами атомов теллура в элементарной ячейке, а две линии на частотах около 1800 и –500 ppm возникают благодаря остальным четырем атомам теллура. При условии попарной магнитной эквивалентности атомов теллура должно выполняться соотношение интенсивностей наблюдаемых линий 2:4:2. Однако, как видно из рис. 3, *c, d*, отношение интенсивностей линий в спектре ЯМР ^{125}Te ближе к 3:4:1. Возможная причина такого несоответствия за-

ключается в различии фаз для отдельных линий спектра, которое может приводить к отклонениям в соотношении наблюдаемых интенсивностей.

Дителлурид вольфрама является полуметаллом, поэтому можно предположить, что основной вклад в сдвиги наблюдаемых линий спектра ЯМР ^{125}Te вносит сдвиг Найта K_s за счет сверхтонкого взаимодействия ядер с электронами проводимости. Однако, поскольку величины сдвига Найта не такие большие, как наблюдались, например, для различных дителлуридов переходных металлов в работе [17], то химический сдвиг, который для некоторых материалов может быть довольно большим [18], также может вносить значительный вклад в общий сдвиг линий в спектре ЯМР ^{125}Te для WTe_2 . Таким образом, полный сдвиг линий в спектре ЯМР будет определяться как сумма химического сдвига и сдвига Найта: $\delta = \delta_{ch} + K_s$.

Из сравнения полученных спектров ЯМР ^{125}Te при комнатной температуре и 41 К было найдено, что при низкой температуре для ориентации монокристалла WTe_2 $c \parallel B_0$ сдвиги линий 1 и 2 спектра ЯМР (рис. 3, *b*) уменьшились примерно на 230 ppm, а сдвиги линий 3 и 4 (рис. 3, *b*) уменьшились примерно на 120 ppm. При

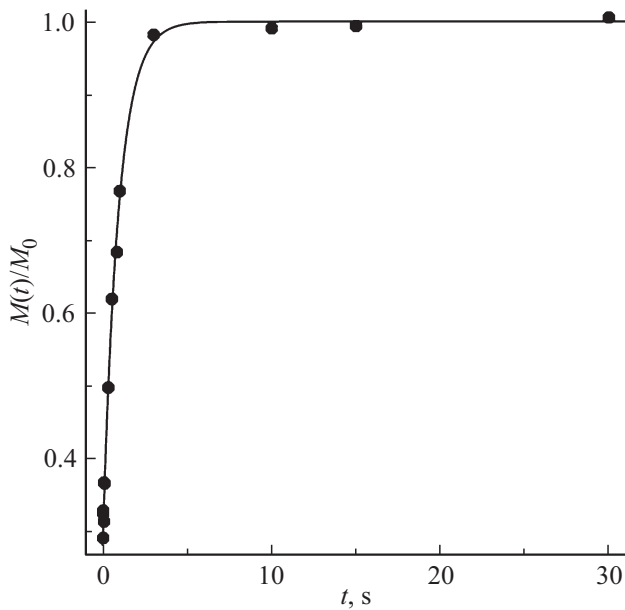


Рис. 4. Восстановление продольной ядерной намагниченности ^{125}Te со временем t до равновесного значения M_0 после насыщения для монокристалла WTe_2 в ориентации $c \perp B_0$ при температуре 41 К для линии, центрированной около 1100 ppm.

этом оказалось, что линии 1 и 2 спектра ЯМР ^{125}Te при комнатной температуре находятся достаточно близко друг к другу, что привело к тому, что при 293 К фактически наблюдалась одна уширенная линия в области частот 1550–2100 ppm. Тогда как при 41 К линии 1 и 2 разделяются. Ширина линий 3 и 4 осталась неизменной при изменении температуры. Для ориентации $c \perp B_0$ линия 1' (рис. 3, d) смещается при низкой температуре достаточно слабо (примерно на 60 ppm), а линии 2' и 3' спектра ЯМР (рис. 3, d) смещаются сильнее, примерно на 160 ppm. При этом при 41 К происходит небольшое уширение центральной линии спектра (2') по сравнению с линией при комнатной температуре. Линии 1' и 3' свою ширину не меняют. Таким образом, ширина и положение линий спектра ЯМР ^{125}Te для обеих ориентаций монокристалла при понижении температуры от комнатной до 41 К не претерпевают значительных изменений. Это означает, что вид спектра оказался мало чувствительным к фазовому переходу. Такой результат согласуется с выводами, полученными в работе [12] из теоретических расчетов, а также с экспериментальными результатами для полуметалла Дирака Cd_3As_2 [10] в диапазоне температур 220–380 К. В работе [17] приводится спектр ЯМР ^{125}Te при комнатной температуре для порошка WTe_2 , состоящий из одной широкой линии (ширина линии порядка 600–900 ppm) с изотропным сдвигом около 550–600 ppm. Полученные нами положения линий коррелируют с этими данными.

В отличие от сдвигов линий спектра ЯМР ^{125}Te , которые слабо изменились в результате ТФП, время спин-решеточной релаксации ядер ^{125}Te изменилось очень сильно, как видно из таблицы. Дителлурид воль-

фрама относится к полуметаллам, для которых количество подвижных носителей заряда слабо зависит от температуры [19]. В таком случае сдвиг Найта также должен слабо зависеть от температуры, что согласуется с нашими результатами. Исходя из соотношения Корринги [20], описывающего связь сдвига Найта в металлах с тривиальной топологией со временем ядерной спин-решеточной релаксации T_1 , время спин-решеточной релаксации должно меняться обратно пропорционально температуре T . Учитывая малое изменение сдвига Найта, согласно закону Корринги, T_1 должно измениться при 41 К приблизительно в 7 раз по сравнению с комнатной температурой. Однако измерения времени ядерной спин-решеточной релаксации ^{125}Te показали, что ее скорость замедляется примерно в 30 раз при 41 К по сравнению с комнатной температурой для монокристалла WTe_2 в обеих исследованных ориентациях. Очевидно, что соотношение Корринги не выполняется во всем диапазоне от комнатной температуры до 41 К. При этом зависимость $T_1(T)$ является более сильной. Можно предположить, что отклонение от закона Корринги обусловлено особенностями дисперсионного спектра WTe_2 , связанными с точками Вейля.

В работе [12] было показано, что вклад квазичастиц Вейля в релаксацию приводит к тому, что время релаксации ведет себя как

$$\frac{1}{T_1} \propto T^3 \ln \frac{k_B T}{\hbar \omega_0}, \quad (1)$$

где k_B — постоянная Больцмана, \hbar — постоянная Планка, ω_0 — ларморовская частота ядерной прецессии.

Такой характер зависимости скорости ядерной спин-решеточной релаксации ($1/T_1$) наблюдался для полуметалла Вейля TaP в работе [11] при температурах выше 30 К. В работе [13] соотношение (1) было уточнено и проанализировано по отношению к экспериментальным данным для TaP из работы [11]. Для полуметалла Дирака Cd_3As_2 [10] наблюдалась иная зависимость T_1 от температуры: ниже 330 К скорость ядерной спин-решеточной релаксации менялась пропорционально T^2 .

5. Заключение

Проведенные исследования методом ЯМР трехмерного полуметалла Вейля WTe_2 при двух температурах показали, что топологические особенности зонной структуры WTe_2 не сказываются заметным образом на таких характеристиках ЯМР, как сдвиг и ширина линий. Вид спектров ЯМР ^{125}Te для монокристалла WTe_2 при двух ориентациях в магнитном поле допускал интерпретацию в предположении о четырех неэквивалентных позициях теллура в кристалле. Восстановление продольной ядерной намагниченности после импульсного насыщения линий спектра подчинялось экспоненциальному закону. Было продемонстрировано, что зависимость времени спин-решеточной релаксации от температуры для обеих ориентаций кристалла гораздо сильнее, чем следует

из закона Корринги. Отклонение от закона Корринги, вероятно, обусловлено особенностями топологии электронной зонной структуры WTe_2 .

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 19-57-52001, 19-07-00028 и 17-52-52008), в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (тема „Спин“, № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006). Измерения проводились с использованием оборудования ресурсных центров Научного парка СПбГУ „Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники“ и „Рентгенодифракционные методы исследования“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.A. Soluyanov, D. Gresch, Z. Wang, Q. Wu, M. Troyer, X. Dai, B.A. Bernevig. *Nature* **527**, 495 (2015).
- [2] F.Y. Bruno, A. Tamai, Q.S. Wu, I. Cucchi, C. Barreteau, A. de la Torre, S. McKeown Walker, S. Ricco, Z. Wang, T.K. Kim, M. Hoesch, M. Shi, N.C. Plumb, E. Giannini, A.A. Soluyanov, F. Baumberger. *Phys. Rev. B* **94**, 121112(R) (2016).
- [3] C. Herring. *Phys. Rev.* **52**, 365 (1937).
- [4] S. Murakami. *New J. Phys.* **9**, 356 (2007).
- [5] A.A. Burkov. *Nature Mater.* **15**, 1145 (2016).
- [6] S.M. Young, S. Zaheer, J.C. Teo, C.L. Kane, E.J. Mele, A.M. Rappe. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 140405 (2012).
- [7] Y. Sun, S.-C. Wu, M.N. Ali, C. Felser, B. Yan. *Phys. Rev. B* **92**, 161107 (2015).
- [8] Z. Wang, D. Gresch, A.A. Soluyanov, W. Xie, S. Kushwaha, X. Dai, M. Troyer, R.J. Cava, B.A. Bernevig. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 056805 (2016).
- [9] Y.-Y. Lv, X. Li, B.-B. Zhang, W.Y. Deng, S.-H. Yao, Y.B. Chen, J. Zhou, S.-T. Zhang, M.-H. Lu, L. Zhang, M. Tian, L. Sheng, Y.-F. Chen. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 096603 (2017).
- [10] D. Koumoulis, R.E. Taylor, J. Mc Cormick, Y.N. Ertas, L. Pan, X. Che, K.L. Wang, L.-S. Bouchard. *J. Chem. Phys.* **147**, 084706 (2017).
- [11] H. Yasuoka, T. Kubo, Y. Kishimoto, D. Kasinathan, M. Schmidt, B. Yan, Y. Zhang, H. Tou, C. Felser, A.P. Mackenzie, M. Baenitz. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 236403 (2017).
- [12] Z. Okvatovity, F. Simon, B. Dora. *Phys. Rev. B* **94**, 245141 (2016).
- [13] Z. Okvatovity, H. Yasuoka, M. Baenitz, F. Simon, B. Dora. *Phys. Rev. B* **99**, 115107 (2019).
- [14] D. Kang, Y. Zhou, W. Yi, C. Yang, J. Gou, Y. Shi, S. Zhang, Z. Wang, C. Zhang, S. Jiang, A. Li, K. Yang, Q. Wu, G. Zhang, L. Sun, Z. Zhao. *Nature Commun.* **6**, 7804 (2015).
- [15] X.-C. Pan, X. Chen, H. Liu, Y. Feng, Z. Wei, Y. Zhou, Z. Chi, L. Pi, F. Yen, F. Song, X. Wan, Z. Yang, B. Wang, G. Wang, Y. Zhang. *Nature Commun.* **6**, 7805 (2015).
- [16] R.K. Harris, E.D. Becker, S.M. C.De Menezes, R. Goodfellow, P. Granger. *Pure Appl. Chem.* **73**, 1795 (2001).
- [17] I. Orion, J. Rocha, S. Jobic, V. Abadie, R. Brec, C. Fernandez, J.-P. Amoureux. *J. Chem. Soc., Dalton Trans.* **20**, 3741 (1997).
- [18] B. Njagic, E.M. Levin, K. Schmidt-Rohr. *Solid State Nucl. Magn. Res.* **55–56**, 79 (2013).
- [19] C.H. Lee, E.C. Silva, L. Calderin, M.A. Nguyen, M.J. Hollander, B. Bersch, T.E. Mallou, J.A. Robinson. *Sci. Rep.* **5**, 10013 (2015).
- [20] J. Korryng. *Physica* **16**, 601 (1950).

Редактор Д.В. Жуманов