

Неквадратичное поперечное магнетосопротивление дираковского полуметалла с узловой линией InBi

С. В. Зайцев-Зотов¹⁾, И. А. Кон

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 ноября 2019 г.

После переработки 14 ноября 2019 г.

Принята к публикации 14 ноября 2019 г.

Представлены результаты изучения поперечного магнетосопротивления дираковского полуметалла InBi с узловой линией. Обнаружено, что магнетосопротивление не является квадратичным. В области малых магнитных полей $B \lesssim 0.1$ Тл оно характеризуется повышенной кривизной, в области средних описывается суммой линейного и квадратичного вкладов, а в области больших магнитных полей $B \gtrsim 1$ Тл приближается к квадратичному закону с кривизной, в несколько раз меньшей кривизны вблизи нулевого поля. Предложено феноменологическое уравнение, позволяющее описать всю зависимость сопротивления от магнитного поля с погрешностью, не превышающей погрешность измерений в несколько процентов.

DOI: 10.31857/S0370274X20010099

Изучение материалов с нетривиальной топологией является одной из самых активно развивающихся областей в физике твердого тела. Многие явления, рассматривавшиеся в теории поля, оказались доступными для реализации и изучения в топологически нетривиальных материалах и структурах на их основе. В частности, реализация дираковских и вейлевских фермионов в твердом теле позволяет в лабораторных экспериментах изучать некоторые экзотические состояния, предсказывавшиеся в теории поля. Большой интерес вызывают попытки реализации энионов, в том числе майорановских состояний, а также киральной аномалии [1].

Квазичастицы с дираковским спектром возникают в целом ряде материалов. Хорошо известными примерами являются графен, топологические изоляторы, дираковские полуметаллы [2]. Сравнительно недавно было установлено, что существуют также и материалы, в которых вершины дираковского конуса находятся не в одной или нескольких точках зоны Бриллюэна, а образуют линию [3]. Особенностью дираковских полуметаллов с узловой линией (*Dirac node-line semimetals*) является гораздо более высокая плотность дираковских состояний, чем в материалах с дираковской точкой, что позволяет надеяться на более яркое проявление свойств, обусловленных дираковскими фермионами. В настоящее время существование таких состояний доказано для сравнительно небольшого набора материалов, таких как

PbTaSe₂ [4], PtSn₄ [5], ZrSiS, ZrSiTe [6, 7], а также InBi [8], изучению поперечного магнетосопротивления которого и посвящена настоящая работа.

В магнетотранспортных измерениях проявляются многие специфические черты топологических материалов. Значительная часть работ этой области направлена на поиск и изучение киральной аномалии. Эффект возникает в параллельных электрическом и магнитном поле, проявляется в возникновении отрицательного продольного магнетосопротивления и считается одним из ключевых проявлений вейлевских фермионов в транспортных свойствах [9]. Что касается поперечного магнетосопротивления, то для него столь ярких эффектов не ожидается. Тем не менее для дираковских полуметаллов с узловой линией ряд необычных свойств был также предсказан и/или обнаружен экспериментально. Среди них экстремально большое положительное квадратичное поперечное магнетосопротивление, превышающее при гелиевых температурах 2 порядка в InBi [10] и 3 порядка в ZrSiS [7], а также наличие линейного вклада в поперечное магнетосопротивление в ZrSiSe и ZrSiTe [7].

InBi имеет тетрагональную элементарную ячейку, относящуюся к несимморфной пространственной группе симметрии $R4/nmm$ [11]. Параметры решетки зависят от температуры и изменяются в пределах $a = 4.9589\text{--}5.0101$ Å, $c = 4.8396\text{--}4.7824$ Å при изменении температуры от 15 до 300 К [12]. Первопринципные расчеты показывают, что InBi является дираковским полуметаллом, в котором верши-

¹⁾e-mail: serzz@cplire.ru

ны дираковского конуса образуют линию в импульсном пространстве вдоль направлений MA и XR зоны Бриллюэна, т.е. в направлении вдоль оси c [8]. Наличие дираковской линии в энергетическом спектре подтверждается результатами ARPES [8]. Изучение магнетотранспорта показало наличие экстремально большого положительного поперечного квадратичного магнетосопротивления, которое превышает 2 порядка при гелиевых температурах в конфигурации $B \perp I \parallel ab$ [10] и не насыщается в больших магнитных полях. Отсутствие насыщения магнетосопротивления и его аномально высокая величина связываются с равенством концентраций электронов и дырок в этом соединении, подвижность которых при гелиевых температурах достигает $1.5 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [10].

В настоящей работе приводятся результаты изучения поперечного магнетосопротивления в InBi в конфигурации $B \perp I \parallel ab$ с высокой точностью. Полученные результаты позволили различить особенности, не наблюдавшиеся ранее в подобных измерениях в этом материале. В частности, обнаружено, что зависимость сопротивления от магнитного поля отличается от квадратичной во всем диапазоне исследовавшихся магнитных полей. Предложено феноменологическое уравнение, которое описывает все полученные результаты с относительной погрешностью порядка нескольких процентов. Наличие линейного вклада, обнаруженное в настоящей работе, соответствует ожидаемому поведению магнетосопротивления дираковских полуметаллов с узловой линией [13].

Стехиометрическая смесь In и Bi (чистота 99.998 и 99.995 % соответственно) помещалась в кварцевую ампулу, откачивалась до давления 2×10^{-5} Торр, плавилась для обезгаживания, после чего ампула отплавилась. После тщательного перемешивания расплава при температуре 200°C проводилась кристаллизация в градиенте температуры как при вертикальном, так и при горизонтальном расположении ампулы при плавном охлаждении от 300 до 30°C в течении 6 ч. В результате вырос кристалл, в котором ось c была наклонена к оси ампулы. Рентгеноструктурный анализ показал однофазность выращенных кристаллов. Образцы для исследований получались с помощью сколов по кристаллографическим направлениям. Плоскость легкого скола соответствует направлению (001) [8, 10, 14]. Для минимизации пластической деформации скалывание проводилось при температуре жидкого азота. Контакты к образцам припаивались припоем с температурой плавления 58°C , которая была существенно ниже температуры плавления InBi ($\sim 110^\circ\text{C}$). В общей сложности с разной степе-

ню подробности было исследовано 4 образца разных размеров, которые продемонстрировали аналогичное поведение. Результаты, представленные в настоящей работе, получены на образцах приблизительно прямоугольной формы с размерами $2.8 \times 3.0 \times 1.7 \text{ мм}^3$ (образец 1) и $5 \times 4.5 \times 0.10 \text{ мм}^3$ (образец 2, в обоих случаях последний указанный размер соответствует направлению вдоль оси c). Расположение контактов на образцах показано на вставке к рис. 1. Измерения

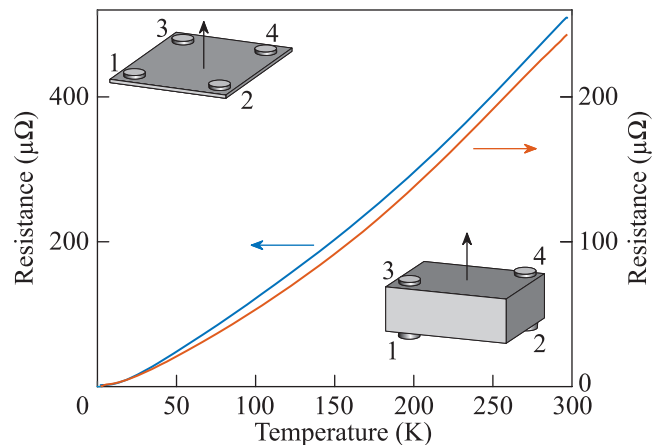


Рис.1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости сопротивления исследовавшихся образцов. Форма образцов и схемы расположения контактов показаны на вставках. Направление оси c и магнитного поля показаны черными стрелками. Образец 1 – правая шкала и правый нижний угол, образец 2 – левая шкала и левый верхний угол

сопротивления в образце 1 (нижний правый угол на рис. 1) проводились при пропускании тока через контакты 1 и 2, расположенные на одной грани образца, напряжение снималось с контактов 3 и 4, расположенных на другой грани. В случае образца 2 (верхняя левая вставка на рис. 1) ток пропускался через контакты 1 и 2, расположенные возле одного из длинных ребер образца, напряжение снималось с контактов 3 и 4, расположенных вблизи другого ребра.

На рисунке 1 показаны температурные зависимости сопротивления исследовавшихся кристаллов. Зависимости характерны для металлов и близки к наблюдавшимся ранее [10, 15]. Отношение $RRR = R(300 \text{ K})/R(4.2 \text{ K})$ для исследовавшихся образцов составляло 230 и 250.

Типичный набор зависимостей магнетосопротивления в плоскости ab от магнитного поля, перпендикулярного этой плоскости, измеренных при различных температурах, показан на рис. 2. Магнетосопротивление немного асимметрично, что связано с небольшой асимметрией расположе-

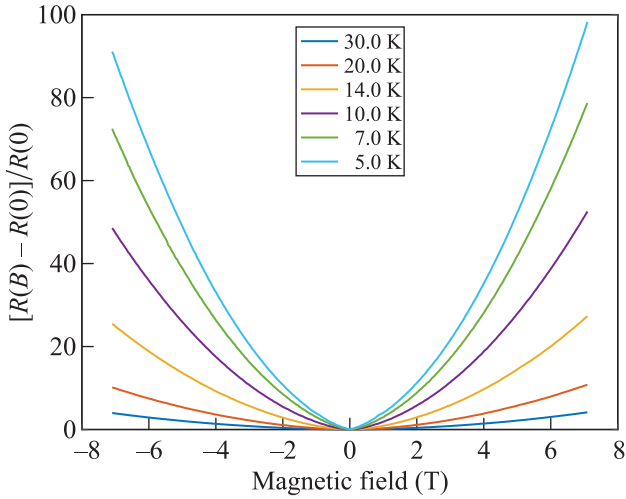


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость манетосопротивления от магнитного поля при различных температурах для образца 1

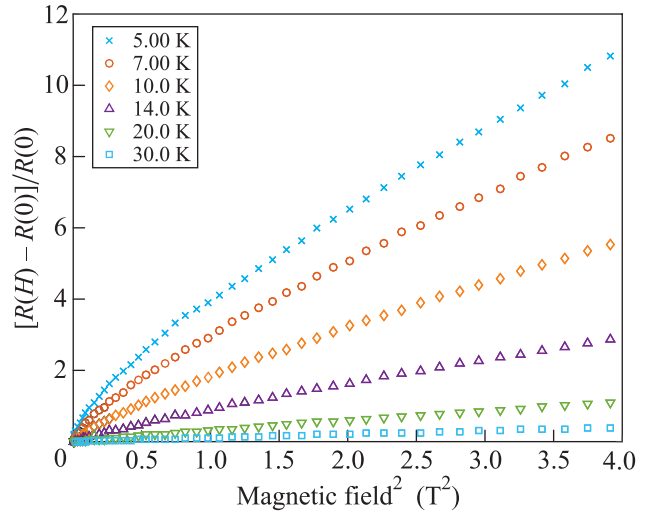


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость магнетосопротивления от квадрата магнитного поля при различных температурах. Образец 1

ния контактов и неидеальностью формы образца. Все данные, представленные ниже, соответствуют магнетосопротивлению, симметризованному по направлению магнитного поля. Вблизи $B = 0$ магнетосопротивление квадратично, однако при понижении температуры область параболичности быстро сужается и возникает отчетливо видная тенденция к появлению V-образной формы, свидетельствующей о появлении линейного вклада, который пропорционален абсолютной величине магнитного поля. Также при понижении температуры практически исчезает температурная эволюция магнетосопротивления, что согласуется с результатами измерений [10]. Измерения в 2 и 10 раз меньшим током через образец показали, что исчезновение температурной зависимости не связано с джоулевым нагревом образца. Отсутствие параболичности в средних полях хорошо видно на рис. 3, на котором начальный участок тех же данных представлен в виде зависимости от B^2 . В таком масштабе зависимость должна быть линейной, однако на практике в области малых магнитных полей наблюдается существенное отклонение от линейности, т.е. от зависимости $\Delta R/R \equiv [R(B) - R(0)]/R(0) \propto B^2$. Рост наклона зависимости в области малых полей свидетельствует о существенно большей кривизне зависимости $\Delta R(B)$ вблизи нуля.

На рисунке 4 представлены результаты измерения магнетосопротивления в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что при всех температурах в области $B \gtrsim 2$ Тл она описывается степенным законом $\Delta R \propto B^\alpha$ с показателем степени $\alpha \approx 2$.

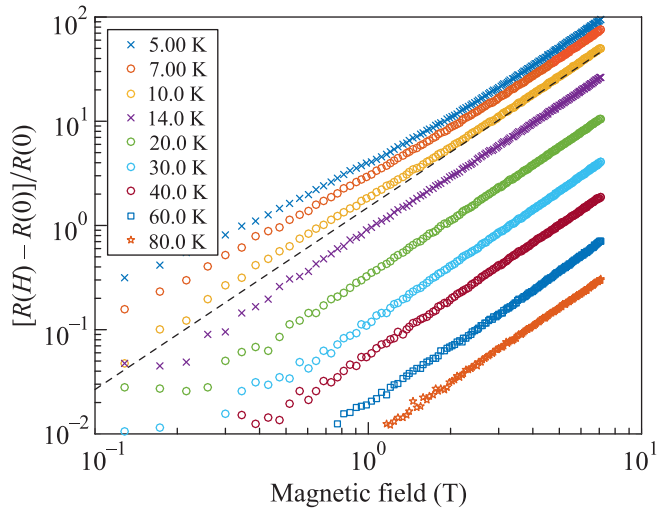


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости магнетосопротивления от магнитного поля, измеренные при различных температурах. Образец 1. Пунктиром показана зависимость $\Delta R \propto B^{1.75}$

Представленные результаты свидетельствуют о сравнительно сложной функциональной зависимости магнетосопротивления от магнитного поля. Видно, что параболический участок большой кривизны в области совсем малых магнитных полей сменяется близким к линейному росту. В свою очередь, в области больших полей линейный рост опять сменяется близким к параболическому степенным законом, но с меньшей кривизной.

На рисунке 5 показана зависимость $R(B, T)^{1/2}$ от магнитного поля. Эта зависимость, по крайней мере,

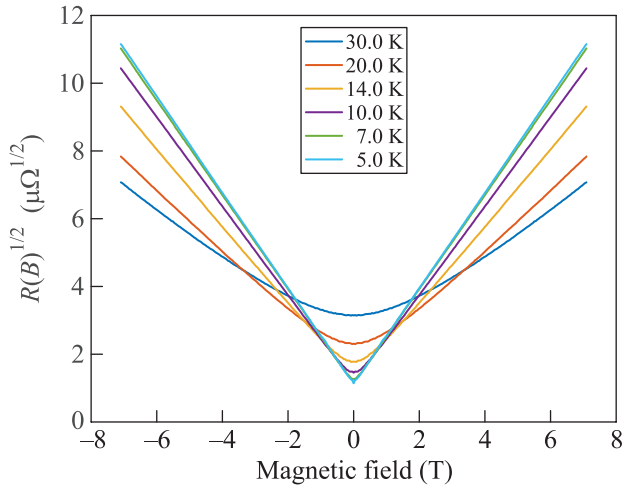


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости $R^{1/2}$ от магнитного поля, измеренные при различных температурах. Образец 1

для самых низких температур имеет простой вид, напоминающий гиперболу и состоящий из двух ветвей, асимптотически приближающихся к линейным зависимостям и соединенных переходной областью вблизи $B = 0$. Для образца 2 показатель степени, обеспечивающий наилучшую аппроксимацию, несколько выше и соответствует $1/\alpha = 0.55$.

Такое поведение позволяет рассмотреть аппроксимацию всей зависимости в целом с помощью уравнения

$$R(T, B) = R_0(T) \left(c(T) + \sqrt{1 + \eta^2 B^2} \right)^\alpha, \quad (1)$$

которое описывает перечисленные выше особенности магнетосопротивления. Здесь B – индукция магнитного поля, c – зависящий от температуры безразмерный параметр, η – параметр, имеющий размерность подвижности, $R_0(T)$ имеет размерность сопротивления и связано с сопротивлением в нулевом поле с помощью соотношения $R_0(T) = R(T, 0)/(c + 1)^\alpha$, а $\alpha \approx 2$. Для $\alpha = 2$ при $\eta B \gg 1$ магнетосопротивление, описываемое ур. (1), может быть записано как

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{2\eta c}{(c + 1)^2} B + \frac{\eta^2}{(c + 1)^2} B^2, \quad (2)$$

т.е. сводится к виду $\Delta R/R = aB + bB^2$, содержащему линейный по магнитному полю член. Такое описание магнетосопротивления было предложено для дираковских полуметаллов с узловой линией ZrSiSe и ZrSiTe [7], а также получено теоретически для этого класса материалов [13]. При $c = 0$ и $\alpha = 2$ это уравнение описывает квадратичное поперечное магнетосопротивление, ожидаемое в топологически тривиаль-

ных полуметаллах с равными концентрациями электронов и дырок (см., например, [10]). Таким образом, ур. (1) представляет собой феноменологическое расширение уравнения, используемого для описания магнетосопротивления топологически тривиальных материалов. В свою очередь, при $\alpha = 2$ ур. (1) является частным случаем более общего уравнения

$$R(B) = R_0 + R_1 \sqrt{1 + \eta_1^2 B^2} + bB^2, \quad (3)$$

в котором сопротивление в нулевом магнитном поле определяется суммой $R_0 + R_1$, второй член описывает линейный по магнитному полю вклад и переходный участок в окрестности $B = 0$, а третий – обычное квадратичное магнетосопротивление.

Оказалось, что ур. (1) описывает все имеющиеся данные с относительной погрешностью порядка нескольких процентов²⁾. В масштабе рис. 2, 5, аппроксимация практически неотличима от результатов измерений. На рисунке 6 показаны данные в об-

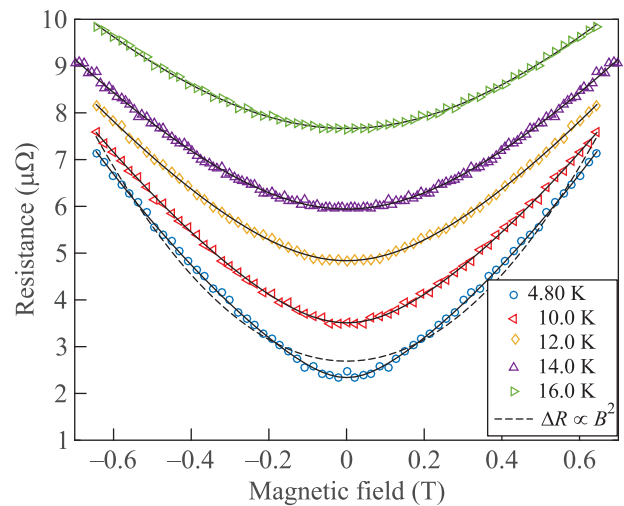


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость магнетосопротивления в области слабых магнитных полей. Сплошными линиями показаны результаты аппроксимации с помощью ур. (1). Пунктиром для сравнения показана квадратичная аппроксимация данных, полученных при $T = 4.8$ К. Образец 2

ласти малых магнитных полей и их аппроксимация. Видно, что точность аппроксимации определяется уровнем шумов измерения сопротивления (в данном случае около 50 нОм, что составляет 1% от характерного сопротивления 5 мкОм). Значения параметров

²⁾ Наибольшее отклонение связано с поправками, возникающими ниже температуры сверхпроводящего перехода низкотемпературного припоя, использовавшегося для пайки контактов.

аппроксимации при $T = 4.8$ К составляют $c = 6.4$, $\eta = 10^5$ см²/В·с. При повышении температуры обе величины уменьшаются.

В топологически тривиальных компенсированных полуметаллах кривизна зависимости $\Delta R(B)/R(0)$ постоянна и определяется подвижностью, причем $\Delta R(B)/R(0) = \mu_e \mu_h B^2$ (см., например, [10]). При $\eta B \ll 1$ ур. (1) приводит к $\Delta R/R = \eta^2 B^2 / (c + 1)$, что соответствует случаю квадратичного магнетосопротивления с подвижностью $\mu_0 = \eta / \sqrt{c + 1}$. При $\eta B \gg 1$, $\mu_\infty = \eta / (c + 1)$. Так как $c > 0$, то $\mu_0 = \mu_\infty \sqrt{c + 1}$. Такому изменению кривизны зависимости $\Delta R(B)$ в несколько раз соответствует изменение кривых на рис. 3. Участки большей кривизны зависимости $\Delta R(B)$ вблизи нулевого поля можно заметить во многих топологически нетривиальных материалах, таких как Bi [16], NbP [17], MoTe₂ [18], Cd₂As₂ [19], упоминавшихся выше ZrSiSe и ZrSiTe [7], InBi [10] и многих других материалах. По этой причине можно предположить, что уравнения (1), (3) описывают магнетосопротивление широкого круга топологически нетривиальных материалов.

Полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют о реализации более сложной зависимости транспортных свойств дираковского полуметалла с узловой линией InBi от магнитного поля, чем квадратичной. Обнаруженные отклонения от квадратичной зависимости соответствуют появлению линейного по магнитному полю вклада в магнетосопротивление, ожидаемого для систем с дираковской узловой линией [13]. Именно наличием такого вклада объясняется непараболичность магнетосопротивления в области магнитных полей порядка нескольких Тл (см. также ур. (2)). Описание магнетосопротивления с помощью предложенного в данной работе ур. (1) в настоящее время не имеет теоретического обоснования. Тем не менее, при $c = 0$ данное уравнение описывает квадратичное магнетосопротивление топологически тривиальных материалов, а при $c \neq 0$ оно позволяет описать с практической точностью все обнаруженные особенности магнетосопротивления дираковского полуметалла с узловой линией InBi.

Авторы выражают благодарность А. А. Майзлаху за помощь в росте кристаллов, В. А. Лузанову за проведение рентгеноструктурного анализа,

В. В. Павловскому, Н. И. Федотову и А. А. Майзлаху за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 16-12-10335).

1. Ch.-K. Chiu, J. C. Y. Teo, A. P. Schnyder, and Sh. Ryu, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 035005 (2016).
2. S. M. Young, S. Zaheer, J. C. Y. Teo, C. L. Kane, E. J. Mele, and A. M. Rappe, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 140405 (2012).
3. A. A. Burkov, M. D. Hook, and L. Balents, *Phys. Rev. B* **84**, 235126 (2011).
4. G. Bian, T.-R. Chang, R. Sankar et al. (Collaboration), *Nature Commun.* **7**, 10556 (2016).
5. Y. Wu, L.-L. Wang, E. Mun, D. D. Johnson, D. Mou, L. Huang, Y. Lee, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and A. Kaminski, *Nature Phys.* **12**, 667 (2016).
6. J. Hu, Zh. Tang, J. Liu, X. Liu, Y. Zhu, D. Graf, K. Myhro, S. Tran, Ch. N. Lau, J. Wei, and Zh. Mao, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 016602 (2016).
7. M. N. Ali, L. M. Schoop, Ch. Garg, J. M. Lippmann, E. Lara, B. Lotsch, and S. S. P. Parkin, *Science Advances* **2**, 1601742 (2016).
8. S. A. Ekahana, Sh.-Ch. Wu, J. Jiang, K. Okawa, D. Prabhakaran, Ch.-C. Hwang, S.-K. Mo, T. Sasagawa, C. Felser, B. Yan, Zh. Liu, and Yu. Chen, *New J. Phys.* **19**, 065007 (2017).
9. A. A. Zyuzin and A. A. Burkov, *Phys. Rev. B* **86**, 115133 (2012).
10. K. Okawa, M. Kanou, H. Namiki, and T. Sasagawa, *Phys. Rev. Materials* **2**, 124201 (2018).
11. W. P. Binnie, *Acta Cryst.* **9**, 686 (1956).
12. R. Kubiak and J. Janczak, *J. Alloys Compd.* **196**, 117 (1993).
13. H. Yang and F. Wang, arXiv:1908.01625.
14. H. U. Walter, *J. Crystal Growth* **19**, 351 (1973).
15. R. B. Lal, J. H. Davis, and H. U. Walter, *Phys. Stat. Sol. (a)* **100**, 583 (1987).
16. F. Y. Yang, K. Liu, K. Hong, D. H. Reich, P. C. Searson, and C. L. Chien, *Science* **284**, 1335 (1999).
17. Ch. Shekhar, A. K. Nayak, Y. Sun et al. (Collaboration), *Nature Phys.* **11**, 645 (2015).
18. F. C. Chen, H. Y. Lv, X. Luo, W. J. Lu, Q. L. Pei, G. T. Lin, Y. Y. Han, X. B. Zhu, W. H. Song, and Y. P. Sun, *Phys. Rev. B* **94**, 235154 (2016).
19. T. Liang, Q. Gibson, M. N. Ali, M. Liu, R. J. Cava, and N. P. Ong, *Nature Materials* **14**, 280 (2015).