01,03,05,10

Деградация колоссального магнетосопротивления гексаборида европия в точечных контактах

© Ю.В. Горюнов

ФИЦ „КазНЦ РАН“,
Казань, Россия

E-mail: gorjunov@kfti.knc.ru

Поступила в редакцию 28 декабря 2025 г.
В окончательной редакции 28 декабря 2025 г.
Принята к публикации 16 января 2026 г.

Приготовлены точечные контакты из полуметалла EuB_6, известного своим колоссальным магнетосопротивлением при низких температурах. EuB_6 также имеет очень высокую температуру плавления ($\sim 2500\,^\circ$C) и высокую твердость (~ 40 GPa/M), зависящую от кристаллографического индекса. Проведена оценка размеров полученных точечных контактов и измерены температурные зависимости их магнетосопротивления с одновременным контролем поведения магнетосопротивления массивного образца. Обнаружено, что температурные зависимости магнетосопротивления для массивного материала и точечных контактов подобны в смысле характерных температур, указывающих на образование и упорядочение спиновых поляронов, и повторяют ход температурной зависимости намагниченности, полученной из измерений электронного спинового резонанса. Однако, для точечных контактов эффективные значения магнетосопротивления существенно меньше их значений для того же массивного материала. Кроме того, для точечных контактов помимо особенности вблизи 15.5 K, связанной с ферромагнитным упорядочением магнитных поляронов, наблюдается особенность вблизи температуры 23 K. Данные результаты интерпретируются, как следствие пининга спиновых поляронов внутри контактов при температурах 15.5 K и 23 K, затрудняющего смещение межфазных границ магнитных фаз при приближении размеров контакта к корреляционной длине нематических магнитных фаз в EuB_6.

Ключевые слова: магнитное фазовое расслоение, колоссальное магнетосопротивление, обменное взаимодействие, спиновые поляроны, квантовый нематик.

DOI: 10.61011/FTT.2026.02.62711.355-25

1. Введение

В 90-е годы было открыто явление колоссального магнетосопротивления, наблюдаемого в соединениях переходных (Mn, Cu, Fe) [1–4] или редкоземельных (La, Eu) [5,6] металлов со смешанной ковалентно-ионной связью, в которых происходит обобществление электронов катионных и анионных комплексов. Гексаборид европия, которому посвящено настоящее сообщение и который является классическим материалом, на котором выполнено огромное количество исследований явления колоссального магнетосопротивления, имеет простую кубическую решетку и магнитный ион Eu^{2+} в чисто спиновом $^8S_{7/2}$ состоянии, s-электроны которого практически полностью переходят в валентную зону к ионам бора, тем не менее, оставляя в зоне проводимости небольшое количество свободных электронов. Однако, именно это незначительное количество электронов является основным игроком в сценариях и моделях, объясняющих природу явления колоссального магнетосопротивления.

В последние двадцать лет основой представлений о природе этого явления стали представления о мелкомасштабном магнитном или зарядовом фазовом расслоения [3–7] и образовании магнитных поляронов [6,8–11]. Последние годы данные системы привлекли к себе внимание, как спиновые нематики в определенной области T-H диаграммы [12–16]. Согласно подходу, развитому в работах Кугеля К.И. с соавторами [17] на основе модели Фаликова и Кимбала [18], в основе фазового расслоения лежит электронная структура материала, состоящая из двух зон проводимости с носителями различных типов, которые в результате обменных взаимодействий образуют области с носителями заряда одного типа.

В случае EuB_6, как и других упомянутых соединений, с одной стороны теснейшая связь валентных и магнитных состояний катиона обуславливает разнообразие магнитных свойств соединения. С другой стороны, сеть валентных связей соединения, обеспечивающая устойчивость кристаллической решетки соединения и определяющая ее симметрию, существующая, как некая пространственная структура разрешенных орбиталей, на которых могут находиться валентные электроны, находится на грани истощения, за которой реализуется другой тип кристаллической решетки. Вместе с тем за счет образования вакансий (т.е. обрыва связей в сети валентных орбиталей) как по европию, так и по бору, кубическая структура реализуется в широкой области вблизи стехиометрического состава. Низкая электронная плотность, неоднозначность кристаллической структуры

и наложение валентной зоны на зону проводимости лежат в основе очень большого разнообразия магнитных и электронных свойств, а малейшие изменения в количестве валентных электронов приводят к локальным искажениям кристаллической структуры соединения. Как отмечается в обзорах [3,4], изучение электронных транспортных свойств систем с мелкомасштабным фазовым расслоением наводит мосты между физикой сильно коррелированных электронных систем и мезоскопической физикой, без которых невозможно понимание явлений, происходящих в наноструктурах, на поверхности и других системах пониженной размерности, в частности, квантовых точках и микроконтактах (наномостиках). Последние вопросы оказываются недостаточно изученными, если не считать работы, посвященной изучению распределению зарядовой плотности методом туннельной зондовой микроскопии [19]. Конечно, к этой области вплотную примыкают вопросы применения метода микроконтактной спектроскопии [20] в исследовании роли поверхности и дефектов в мелкомасштабном магнитном фазовом расслоении квантового нематика, проявления поверхностной энергии на границах раздела магнитных фаз, модификации спектров фононов и магнонов при мелкомасштабном фазовом расслоении за счет квантовых размерных эффектов. Однако здесь мы ограничимся только определяющими корректность эксперимента техническими вопросами приготовления микроконтактов EuB_6, их модификации и отличием их свойств от массивного материала.

2. Эксперимент

2.1. Приготовление образцов

Образцы микроконтактов были приготовлены посредством прижатия к сколу по плоскостям (100) острия, образуемого тремя сколами по таким же плоскостям. Известно, что гексаборид европия, имеющий кубическую кристаллическую решетку, скалывается по плоскостям спайности {100} и имеет твердость, близкую к твердости корунда [21]. Поэтому есть основания полагать, что кристаллический индентор, имеющий острие в направлении оси [111], будучи прижатым мягким пружинным держателем к плоскости (100), образует с ней шарвиновский микроконтакт [22]. Данная геометрия незначительно отличается от геометрии измерения твердости по Роквеллу, в которой в качестве индентора используется конус с образующей, расположенной под углом 60°, близким к углу отклонения ребер ($\sim 55°$), сходящихся на вершине треугольной пирамиды, образуемой углом куба. Таким образом, идея эксперимента с таким контактом превратилась в следующую, показанную на рис. 1, схему. Центральный кристалл, ограненный сколами {100}, с потенциальными измерительными контактами, расположенными на длинной стороне плоскости (100), клеится на шток держателя. Токовые контакты к этому кристаллу подводятся к его торцевым плоскостям с противоположных сторон посредством двух остриев из кристаллов, ось [111] которых близка по направлению к оси [010]. Данные кристаллики размером ~ 0.3 mm приклеиваются к концам двух латунных пружинных держателей каплей серебряной пасты. Эти пружинные держатели располагаются вдоль штока. Размер латунных держателей 2×10 mm, толщина 0.1 mm. Размер массивного кристалла 2.4×2.0 mm, толщина 0.8 mm. Также посредством серебряной пасты клеятся потенциальные измерительные контакты к центральному кристаллу. Потенциальные контакты выполнены из алюминиевых проводников диаметром 0.05 mm. Расстояние между этими потенциальными контактами ~ 1.5 mm. Сопротивление серебряной пасты $0.1-0.2\,\Omega$. Таким образом, сопротивление элементов, подводящих ток к микроконтактам, многократно меньше сопротивления самих микроконтактов. На штоке также располагалась пластина с промежуточными контактными площадками, от которых велись медные изолированные провода длиной около 0.5 m и диаметром 0.1 mm от держателя образца до выхода из проточного криостата.

2.2. Измерения магнетосопротивления

Как видно из рис. 1, измерительная схема состояла из низкоомной части для измерения потенциала на массивном образце и высокоомной части для измерения потенциала на микроконтактах. Для измерения магнетосопротивления в низкоомной части структуры применялась стандартная четырехконтактная схема. Через два высокоомных микроконтакта и массивный образец (низкоомная часть) протекал один и тот же измерительный ток от источника питания АТН-1533 (Актаком), регулируемый постоянным напряжением и балластным сопротивлением $R_b = 1.3\,\mathrm{k}\Omega$. Для измерения разности потенциалов на массивном образце (низкоомная часть) использовался нановольтметр В2-38 (внутр. сопротивление $3\cdot10^7\,\Omega$, $I < 10^{-4}\,\mu$A). Для измерения разности потенциалов на каком-либо из микроконтактов (высокоомная часть) использовался мультиметр АМ-1109 (Актаком, внутреннее сопротивление прибора $1.2\cdot10^7\,\Omega$). Подводящие проводники выполнены из медного провода диаметром 0.1 mm. Измерения проводились при выключенном питании магнита и в поле 0.78 T для двух направлений измерительного тока. Магнитное поле имело направление от одного микроконтакта к другому, т.е. вдоль оси [010] массивного образца. Для изменения температуры в диапазоне $10-300$ K использовался гелиевый проточный криостат. Измерение температуры производилось термопарой.

3. Результаты эксперимента

С целью выбора оптимального измерительного тока были измерены вольт-амперные характеристики на высокоомной и низкоомной части образца. Характеристики имели линейный характер с незначительным изломом

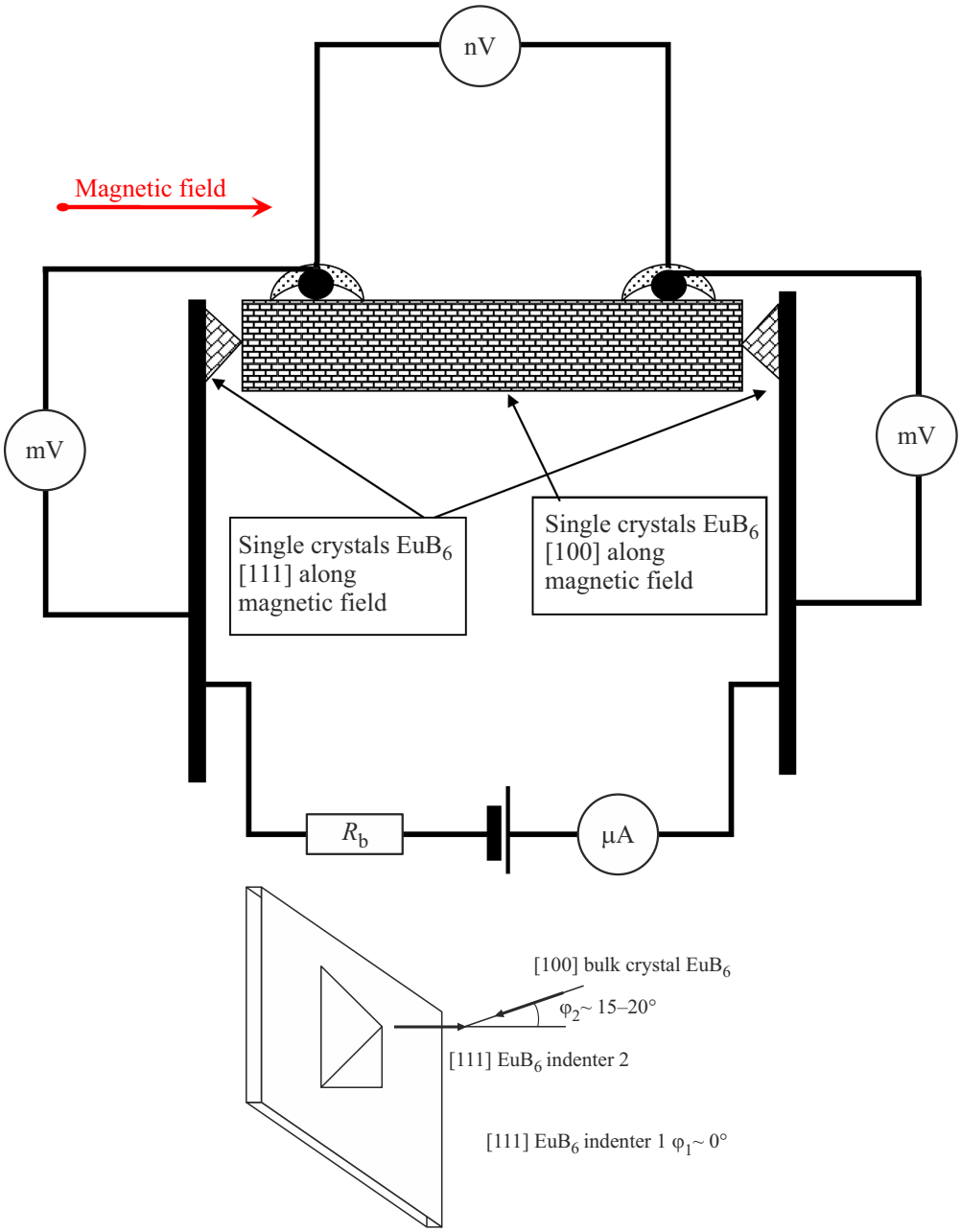

Рис. 1. Схема одновременного измерения магнетосопротивления массивного образца и микроконтактов. Вид контактов-инденторов представлен на вставке внизу рисунка.

при нулевом токе. Было выполнено кратковременное измерение сопротивления одного микроконтакта на большом токе, соответствующее напряжению на токовом контакте 0.6 V (напряжение на мультиметре при прямом измерении сопротивления). Данное измерение показало, что в течение около 10 секунд первоначальное сопротивление $\sim 1\,\mathrm{k}\Omega$ сильно возрастало. Это указывало на сильный разогрев микроконтакта. После прекращения подачи тока на микроконтакт и выжидания 2–3 минуты с целью нормализации температуры микроконтактов, повторное измерение сопротивления микроконтакта показало, что после остывания его сопротивление уменьшилось примерно в два раза. Это указывает на то, что при пропускании большого тока (около 2 mA) произошло оседание микроконтакта и, возможно, его плавление. После кристаллизации должна была установиться граница перехода от ориентации [100] к ориентации [111]. После всех измерений было проведено детальное изучение расположения контактов-индентеров с помощью микроскопа. Изучение показало, что ось [111] одного индентора близка к направлению оси [100] массивного материала, а ось [111] второго индентора образует с осью [100] массивного материала угол около 15°–20°. Очевидно, что при разогреве точечного контакта током

большой плотности тепло, образующееся в нем, отводится в телесный угол $\pi/2$ в индентор и в телесный угол 2π в массивный материал. Таким образом, область разогрева контакта (соответственно, расплавления в случае получения температур выше температуры плавления) распространится в сторону индентора на расстояние в $[(2\pi)/(\pi/2)]^{1/2} = 2$ раза превышающее распространение в массивном материале. Это означает, что при затвердевании расплава контакт перекристаллизуется, как продолжение кристаллической структуры массивного материала. Со стороны индентора микроконтакт должен иметь область, богатую дефектами кристаллической структуры, связанными с рассогласованностью кристаллографических направлений. Это также означает, что рассеяние носителей тока внутри микроконтакта будет различаться в зависимости от направления движения электронов через контакт. При движении от массивного материала вдоль направления [100] (а также вдоль направления внешнего магнитного поля) поток носителей будет частично упорядочен вдоль данной оси и иметь некоторую баллистическую компоненту. При движении со стороны индентора в направлении [111] перед входом в контакт носители тока испытают многочисленные рассеяния на дефектах перехода на направление [100] и баллистическая компонента, скорее всего, будет отсутствовать. Следует заметить, что в микроконтакте области, в которых магнитное поле направлено вдоль оси [100] и вдоль оси [111] (соответствует направлению с максимальной магнитной восприимчивостью и парамагнитной температурой) образуют последовательное электрическое соединение.

На рис. 2 представлены одновременно измеренные температурные зависимости магнетосопротивлений массивного образца и первого микроконтакта. Для массивного образца эта зависимость имеет ранее известный вид и по форме повторяет ход температурной зависимости намагниченности кристалла чистого EuB_6, полученной из измерений ЭСР [23–25]. Для микроконтакта эта зависимость является сильно ослабленной, практически в 5 раз, но имеет две заметных особенности при температурах ~ 23 K и ~ 15.5 K, также отмеченных в измерениях ЭСР. Наблюдаемое ослабление температурной зависимости магнетосопротивления микроконтакта можно было бы отнести на счет включения в измерительную цепь сопротивления подводящих Al и Cu проводников. Однако, это сопротивление значительно меньше сопротивления самого контакта. Кроме того, на другом микроконтакте это ослабление температурной зависимости магнетосопротивления выражено незначительно.

На рис. 3 представлены зависимость магнетосопротивления того же массивного образца с теми же контактами в той же цепи и зависимость магнетосопротивления второго („испорченного“) микроконтакта. Последняя зависимость оказывается близкой к зависимости массивного кристалла, хотя и несколько ослабленной, и имеет особенности при тех же температурах 15.5 K и 23 K.

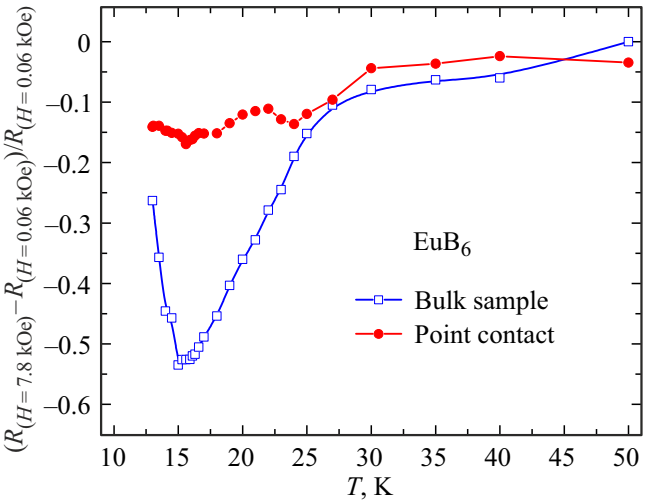

Рис. 2. Температурные зависимости относительного магнетосопротивления массивного образца и первого микроконтакта к этому образцу с ориентацией контактного монокристалла, как показано на вставке рис. 1. Для $\varphi \sim 0°$.

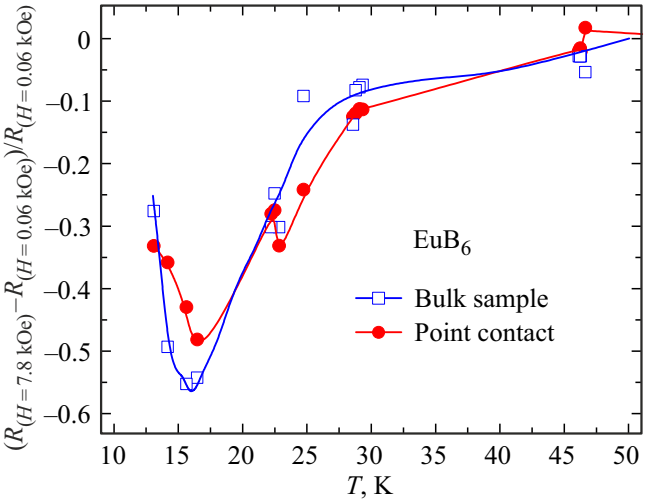

Рис. 3. Температурные зависимости относительного магнетосопротивления массивного образца и второго („испорченного, перегретого“) микроконтакта к этому образцу с ориентацией контактного монокристалла, как показано на вставке рис. 1. Для $\varphi \sim 15-20°$.

Первоначально замеченная слабая зависимость потенциалов на образце от направления внешнего магнитного поля (от $+10°$ до $-60°$) полагается ошибочной, т. к. повторяет небольшие колебания температуры, происшедшие во время ее измерения.

4. Обсуждение

Важным для данной работы является представление о кристаллографической и электронной структуре полученных микроконтактных мостиков. Главным моментом,

во многом определяющим физику явлений, происходящих в микроконтактах, является их размер. Оценка геометрических размеров микроконтактов может быть сделана исходя из величины их электрического сопротивления на основе подхода, развитого в работах Ю.В. Шарвина [22], и подхода используемого при измерении твердости материалов. В последнем подходе размер контакта определяется твердостью материала и силой, с которой индентор вдавливается в материал. Твердость измеряется величиной давления, которому материал противостоит. В литературе имеются сведения о твердости гексаборида европия [20], причем, твердость различных граней монокристалла, как и у кристалла алмаза, имеет различия. Согласно [20] грань [110] имеет твердость $h_{(110)}$ 41.67 GPa, тогда как грань [100] имеет существенно меньшую твердость $h_{(100)}$ 29 GPa. Латунный стержень (коэффициент упругости 95 H/m) сечением $2\times0.1\,\mathrm{mm}^2$ при смещении конца на 1 mm и плече 10 mm дает нагрузку на индентор $P_{(111)}\sim0.19\cdot10^{-3}$ H. Это при указанной выше твердости грани [100] дает отпечаток площадью $0.66\cdot10^{-14}\,\mathrm{m}^2$ в форме равностороннего треугольника со стороной 123 nm или соответствующий условный диаметр D микроконтакта около 91 nm.

Сопротивление шарвиновского контакта, согласно [22], определяется как $R_{Sh}=(v_f m_e)/(ne^2\cdot D^2)$, где v_f — скорость Ферми, m_e — масса электрона, e — заряд электрона, n — концентрация электронов, D — диаметр контакта. Удельное сопротивление массивного материала в приближении свободного электронного газа выражается аналогичной формулой $\rho=(v_f m_e)/(ne^2\Lambda)$, где Λ — длина свободного пробега электрона. Из этих выражений диаметр контакта может быть оценен, как $D_{\mathrm{Sh}}=(\Lambda\cdot\rho/R_{\mathrm{Sh}})^{1/2}$. Поскольку через массивный кристалл и микроконтакты протекает один и тот же ток, то (не учитывая токи, протекающие через приборы, и падение напряжения на серебряной пасте, удерживающей потенциальный Al-провод на массивном кристалле, и серебряной пасте, удерживающей кристалл-индентор), то отношение ρ/R_{Sh} есть отношение потенциалов на низкоомной и высокоомной части структуры с учетом геометрического параметра, определяемого площадью поперечного сечения ($0.8\times2.0\,\mathrm{mm}^2$) массивного кристалла и расстоянием между потенциальными контактами на нем. Для температуры 303 K это отношение (имеющее размерность) получилось $\rho/R_{\mathrm{Sh}}=51$ m. В изученной литературе отсутствуют данные о длине свободного пробега электронов в чистом гексабориде европия. Полагая, что длина свободного пробега электрона может быть $\Lambda\sim10$ nm, получаем диаметр шарвиновского контакта $D_{\mathrm{Sh}}\sim71$ nm.

Для полного совпадения с диаметром контакта, оцененного исходя из твердости граней {100}, длину свободного пробега Λ следовало взять 16 nm.

Следует также еще раз подчеркнуть, что имело место оседание второго контакта-индентора при пропускании избыточного тока, которое привело к уменьшению сопротивления контакта в ~2 раза и соответствующему увеличению его диаметра в $\sqrt{2}$ раза, т. е. до 100−125 nm. Также, принимая во внимание довольно произвольный характер оценок силы прижатия контакта-индентора, соответствие между различными оценками диаметра микроконтакта и длиной свободного пробега представляется хорошим и соответствующим реальности.

В парамагнитном состоянии, как это установлено в работах [23–25] имеет место анизотропия намагниченности. Данное наблюдение отнести к признаку спинового нематика [12,13,16] довольно сложно. Однако, если учесть, что в этой системе в парамагнитном состоянии, помимо анизотропии намагниченности, также наблюдаются анизотропия парамагнитной температуры Кюри, влияние примесей, усиливающих антиферромагнетизм, скрытый антиферромагнетизм [12,25] (который может быть отнесен к проявлениям квантового нематического перехода), а также учесть то, что влияние направления магнитного поля на наблюдаемую в эксперименте парамагнитную температуру Кюри обусловлено более глубинными причинами, связанными с обменными взаимодействиями в электронной системе гексаборида европия, то оснований считать, что в EuB_6 проявляется квантовый нематик, становится больше.

Эти наблюдения [23–25] были опубликованы в 2012 г. и строго связать их с концепцией квантового нематика в то время было практически невозможно. Вместе с тем сейчас представляется, что это может быть свойственно многим соединениям европия, поскольку нематическое поведение связывается с высокоспиновыми состояниями магнитных ионов [14–16]. Сюда же следует отнести поляронные состояния в EuB_6, которые, в принципе, могут образовывать две нематические фазы.

Следует обратить внимание на то, что в работах [12,25] отмечается скрытый антиферромагнетизм EuB_6, присутствующий в обменных взаимодействиях локализованных спинов, причем в работе [12] подчеркивается неотличимость магнитных свойств спинового нематика и антиферромагнетика, а также существование двух типов спиновых нематиков.

В литературе указывается на сильное влияние примесей и дефектов структуры на свойства EuB_6 при сохранении кубической структуры стехиометрического EuB_6. Данное обстоятельство в первую очередь наводит на предположение, что материал микроконтактов может отличаться от исходного материала. Однако, все манипуляции с нагревом микроконтактов производились в атмосфере чистого газообразного гелия, получаемого испарением жидкого гелия. Кроме того, в работе [21] отмечается, что под давлением индентора происходит сдвиговая аморфизация кристаллической структуры только с разрывом отдельных бор-бор связей в B_6 — октаэдрах. Т. е. при снятии давления происходит восстановление кристаллической структуры в области сдвига. Также учитывая, что положения особенностей на температурных зависимостях магнетосопротивления для обоих контактов находятся при тех же значениях, что и для массивного материала (15.5 K), заключаем,

что материал обоих микроконтактов существенно не отличается от массивного материала. Это означает, что различие сопротивлений микроконтактов в ~ 2 раза возможно отнести к различию их размеров в $\sqrt{2} \sim 1.4$ раза.

Из самых общих соображений следует отметить следующее. В строгом понимании магнитная восприимчивость является не скалярной величиной, типа массы или заряда, а тензором, характеризующим магнитную среду и связывающим вектор намагниченности с вектором напряженности магнитного поля. Т.е. в случае, когда данный тензор имеет не нулевые только диагональные компоненты, мы имеем стандартное примитивное представление и восприимчивость может рассматриваться в качестве скаляра, связывающего компоненты x, y, z вектора намагниченности с такими же компонентами x, y, z вектора напряженности магнитного поля. Неравенство нулю недиагональных компонент тензора магнитной восприимчивости, свидетельствует о том, что характер обменных взаимодействий в системе магнитных моментов значительно усложняется и парамагнитная температура Кюри, как величина, связанная с первой производной по температуре магнитной энергии, становится в общем случае зависящей от направления внешнего магнитного поля.

Несомненно, что квантовая нематичность является физическим состоянием, которое существует при определенных условиях, и переход в это состояние является квантовым фазовым переходом. Т.е. на диаграммах давление–магнитное поле–состав–температура должны быть соответствующие квантовые критические точки, устанавливающие границы существования магнитной фазы по определенным признакам. Таким признаком могло быть наличие ненулевых недиагональных компонент у тензора магнитной восприимчивости. По-видимому, самым простым признаком, что мы имеем дело с таким тензором магнитной восприимчивости, является наблюдение анизотропии парамагнитной температуры Кюри-Вейса T_c. В случае EuB_6 действительно наблюдается анизотропия парамагнитной температуры Кюри T_c (свидетельство скрытого АФМ), которая (например, при легировании углеродом) может иметь знак, противоположный знаку магнитного упорядочения, и зависеть от направления магнитного поля.

Полагая, что полная деградация (подавление) магнетосопротивления происходит, когда размер образца сравнивается с корреляционной длиной магнитной (нематической) фазы, мы можем оценить эту длину исходя из данных по магнетосопротивлению микроконтактов, представленных на рис. 2 и 3. Линейная экстраполяция к нулевому магнетосопротивлению и магнетосопротивлению массивного образца дает величину корреляционной длины в пределах 50–70 nm, причем переход к „массивному“ поведению происходит при размере, соответствующем двум корреляционным длинам. Учитывая, что размер полярона оценивается в литературе [6] около 0.82 nm, данная корреляционная длина не связана с переходом в поляронное состояние и может быть отнесена к более высокой области температур, из которых производится оценка значений парамагнитной температуры Кюри-Вейса для различных кристаллографических направлений.

5. Заключение

Характер измеренных температурных зависимостей указывает на отсутствие эффектов разогрева микроконтактов, при котором можно было бы ожидать смещение характерных особенностей этих зависимостей по температурной шкале. Положения особенностей на температурной зависимости — максимума магнетосопротивления и начала отклонения зависимости от нулевой линии — такие же, как и ранее полученные в измерениях магнитного резонанса. Однако, относительное значение магнетосопротивления, величина эффекта, в микроконтактах оказывается существенно меньше. Это может быть обусловлено уменьшением числа носителей в объеме микроконтакта и их сильным рассеянием в переходной области, где изменяется кристаллографическое направление [111] на [001] или же пиннингом намагниченности поляронов на поверхности контакта, который приводит к тому, что затрудняется переориентация поляронов магнитным полем на масштабе корреляционной длины нематической фазы, которая оценивается из полученных зависимостей от размера микроконтактов как 50–70 nm. Т.е. при размере микроконтакта 50–70 nm и при наложении магнитного поля 780 mT не происходит изменения его мелкомасштабной магнитной фазовой структуры, тогда как при его размере 100–130 nm, микроконтакт ведет себя, почти также как массивный материал. Полученный результат указывает на возможность локализации поляронов в мезоскопических структурах на основе EuB_6 и обращения с ними, как с самостоятельными физическими объектами.

Благодарности

Автор благодарит Шицевалову Наталью Юрьевну (институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАНУ) за предоставление (2010 г.) исходных материалов для приготовления микроконтактов гексаборида европия; лабораторию микроконтактной спектроскопии института физики низких температур НАНУ (зав. лаб. Янсон И.К.) и проф. кафедры физики низких температур и сверхпроводимости МГУ им. М.В. Ломоносова Я.Г. Пономарева за консультации (2005 г.) „из первых рук“ по вопросам микроконтактной спектроскопии сверхпроводников и магнетиков.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № ЕГИСУ 125031903979-7 „Физика функциональных материалов и гибридных мезоскопических структур для микроэлектроники, энергетики и информационных технологий“ Руководитель Л.Р. Тагиров

Список литературы

[1] И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. УФН, **126**, 233 (1978).
[2] Э.Л. Нагаев. УФН, **166**, 833 (1996).
[3] М.Ю. Каган, К.И. Кугель. УФН, **171**, 577 (2001).
[4] М.Ю. Каган, А.В. Клапцов, И.В. Бродский, К.И. Кугель, А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов. УФН, **173**, 877 (2003).
[5] Stephanie A. Getty. Electron transport studies of the ferromagnetic semiconductor calcium hexaboride, a dissertation presented to the graduate school of the University of Florida in partial fulfillment of the requirements for the degree of doctor of philosophy, University of Florida, 2001, 136 pages.
[6] М.А. Анисимов, А.В. Богач, А.В. Кузнецов, А.Н. Азаревич, Н.А. Самарин, С.В. Демишев, Н.Ю. Шицевалова, А.В. Духненко, В.Б. Филипов, Н.Е. Случанко, В.В. Глушков. ФТТ, **61**, 688(2019).
[7] В.А. Ацаркин, В.В. Демидов. ЖЭТФ, **130**, 677(2006).
[8] Chul-Hee Min, Boyoun Kang, Beong Ki Cho, En-Jin Cho, Byeong-Gyu Park. J. of the Korean Phys. Soc.,**79**, 734 (2021), doi:10.1007/s40042-021-00273-1.
[9] M.J. Calderón, L.G.L. Wegener, P.B. Littlewood. Phys. Rev. B **70**, 092408 (2004), doi: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.092408.
[10] M.L. Brooks, T. Lancaster, S.J. Blundell, W. Hayes, F.L. Pratt, Z. Fisk. Phys. Rev. B **70**, 020401(R) (2004). doi: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.020401.
[11] Adham Amyan, Pintu Das, Jens Müller, Zachary Fisk. J. of the Korean Phys. Soc., **62**, 1489 (2013). doi: 10.3938/jkps.62.1489.
[12] А.Ф. Андреев, И.А. Грищук. ЖЭТФ, **87**, 467 (1984).
[13] G. Beaudin, L.M. Fournier, A.D. Bianchi, M. Nicklas, M. Kenzelmann, M. Laver, W. Witczak-Krempa. Phys. Rev. B **105**, 035104 (2022).
[14] Е.В. Орленко, Ф.Е. Орленко. ФТТ, **58**, 1338 (2016).
[15] О.А. Космачев. Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского, Серия „Физико-математические науки“ **25**, *64*, 59 (2012).
[16] Я.Ю. Матюнина, О.А. Космачев, Ю.А. Фридман. Физика металлов и металловедение, **125**, 521 (2024).
[17] A.O. Sboychakov, K.I. Kugel, A.L. Rakhmanov. Phys. Rev. B **76**, 195113 (2007).
[18] L.M. Falicov, J.C. Kimball. Phys. Rev. Lett. **22**, 997 (1969).
[19] Tanmoy Mondal, Pinaki Majumdar., Phys. Rev. B **111**, 195103 (2025), doi: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.111.195103
[20] А.И. Акименко, И.К. Янсон. Письма ЖЭТФ, |bf31, 209 (1980).
[21] Rajamallu Karre, Yidi Shen, Shuangxi Song, Yixuan Hu, Simanta Lahkar, Xiaodong Wang, Qi An, Kolan Madhav Reddy. Communications materials, **3**, 24 (2022). https://doi.org/10.1038/s43246-022-00246-2
[22] Ю.В. Шарвин. ЖЭТФ, **48**, 984-985 (1965).
[23] Yu.V. Goryunov, A.V. Levchenko. J. of Phys.: Conf. Series **391**, 012014 (2012). doi:10.1088/1742-6596/391/1/012014
[24] T.S. Altshuler, Yu.V. Goryunov, N.Yu. Shitsevalova, A. Dukhnenko. J. of Phys.: Conf. Series **200**, 032019 (2010). doi:10.1088/1742-6596/200/3/032019
[25] T.S. Altshuler, Yu.V. Goryunov, N.Yu. Shitsevalova, V.B. Filippov. Appl. Magn. Reson. **46**, 25(2015). doi: 10.1007/s00723-014-0598-3

Редактор В.В. Емцев