_____ ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 537.622

ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩАЯ ТЕХНИКА ДЕКОРИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА ДЛЯ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

© 2019 г. Л. Я. Винников^{*a*,*}, И. С. Вещунов^{*b*,*c*}, М. С. Сидельников^{*a*}, В. С. Столяров^{*a*,*b*}

^а Институт физики твердого тела РАН Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, 2 ^b Московский физико-технический институт Россия, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9 ^c Department of Applied Physics, The University of Tokyo 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan *e-mail: vinnik@issp.ac.ru Поступила в редакцию 04.12.2018 г. После доработки 11.12.2018 г. Принята к публикации 10.01.2019 г.

Приведено описание высокоразрешающей техники визуализации (декорирования) структуры магнитного потока в сверхпроводниках и магнетиках в условиях низких температур. Метод основан на приготовлении магнитных наночастиц непосредственно в процессе низкотемпературного эксперимента (in situ) при испарении магнитного материала в атмосфере буферного газа (гелия) над поверхностью образца. Изготовлена установка и предложена методика, позволяющая стабилизировать температуру образца при декорировании с точностью ±1 К в широком диапазоне температур. В качестве примера приведены результаты наблюдения структуры магнитного потока в монокристаллах высокотемпературного сверхпроводника BSCCO(2212) и ферромагнитного сверхпроводника EuFe₂(As_{0.79}P_{0.21})₂ при температурах ≤ 18 K.

DOI: 10.1134/S0032816219040165

Техника декорирования или метод Биттера [1] является одним из распространенных и эффективных способов визуализации структуры магнитного потока (см. монографию [2]). Суть метода заключается в нанесении на поверхность образца магнитных частиц, которые в случае неоднородного распределения магнитного поля собираются в области его максимального значения, проявляя структуру магнитного потока. В неоднородном магнитном поле H на частицу с магнитным моментом μ , направленным по полю, действует сила $\mu \nabla H$, и частица втягивается в область с наибольшим магнитным полем.

Эта идея впервые была реализована в работе [3] и используется при наблюдении вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода (рис. 1). Для высокого разрешения необходимо использовать дисперсные магнитные частицы (размером <10 нм). Такие частицы можно получать термическим испарением металла в атмосфере инертного газа, при этом размеры частиц зависят от давления буферного газа [4]. Во избежание слипания частиц процессы их получения и декорирования приходится совмещать во времени in situ [5–7]. При этом, с одной стороны, необходимо поддерживать температуру образца на уровне от единиц до нескольких десятков кельвин, а с другой — на расстоянии нескольких сантиметров от образца осуществлять термическое распыление магнитного вещества при температуре ~1800 К. Эти условия можно выполнить, если в конструкции между образцом и испарителем поместить радиационный экран, который бы отражал прямой поток теплового излучения.

Процесс декорирования можно представить следующим образом. При термическом испарении ферромагнитного материала (в нашем случае железа) в атмосфере газообразного гелия, охлажденного до ~ 4 К, при низком давлении (порядка $10^{-1}-10^{-2}$ мбар) в объеме ячейки образуются монодоменные ферромагнитные или суперпарамагнитные (в зависимости от размера) частицы размером ~5 нм, массой ~ 10^{-18} г и с магнитным моментом μ ~ 2.5 · 10^{-16} эрг [8]. Частицы железа становятся стабильно однодоменными при размере >15 нм [9], но с уменьшением размера могут превращаться в суперпарамагнитные частицы с очень большим коэффициентом магнитной восприимчивости [10]. В процессе термического ис-



Рис. 1. Схема, иллюстрирующая принцип высокоразрешающего метода декорирования для наблюдения вихрей Абрикосова.

парения образуются частицы с произвольно направленным магнитным моментом, который прецессирует вокруг направления внешнего поля. При диффузии дисперсных частиц железа в холодном гелиевом паре при давлении порядка 10^{-1} мбар в приложенном аксиальном магнитном поле в результате частых столкновений с атомами гелия частицы быстро термализуются (за времена порядка 10^{-5} с), медленно опускаются вниз и за время порядка 10 с достигают поверхности образца [11]. При этом необходимо, чтобы энергия теплового движения не превосходила магнитную энергию взаимодействия: $\mu H > 3kT[5]$, где H - локальное поле вихря, k — постоянная Больцмана, T- температура буферного газа. Для $H \sim 10^3$ Э и $T \sim 4$ К имеем $\mu H/(kT) \sim 10^2$, т.е. декорирование вихрей возможно даже при более высоких температурах газа. Действительно, методом декорирования вихревая структура наблюдалась на монокристаллах высокотемпературного сверхпроводника BSCCO, даже при температуре жидкого азота 77 К [12].

Основными объектами наблюдения в работе [2] были доменные границы в магнетиках. Этот метод нашел применение и при изучении свойств сверхпроводников в магнитных полях: в случае сверхпроводников первого рода — это наблюдения промежуточного состояния (нормальные и сверхпроводящие домены, например, [13]), а в случае сверхпроводников второго рода — это абрикосовские вихри [5] или домены в промежуточно-смешанном состоянии [6, 7]. В отличие от обычных магнетиков, температура ферромагнитного перехода которых выше комнатной, исследования магнитной структуры сверхпроводников необходимо проводить при низких температурах (как правило, при температурах жилкого гелия). что вызывает трудности в использовании техники Биттера. Чтобы наблюдать вихревую структуру в полях свыше 100 Э, нужно использовать очень мелкие магнитные частицы (<100 нм) и при этом предотвращать их слипание. Этим условиям удовлетворяет метод, разработанный Тройблем и Эссманном [5]. Он заключается в том, что декорирующие наночастицы приготовляют непосредственно в эксперименте испарением магнитного вещества, например железа, в атмосфере буферного газа (гелия) над поверхностью образца (рис. 1).

В первых экспериментах воспроизводимость результатов резко ограничивалась необходимостью, во-первых, поддержания температуры сверхпроводящего образца ниже критической и, во-вторых, погружения самого образца в жидкий гелий для охлаждения. В результате в большинстве случаев частицы не достигали образца и уносились парами вскипающего гелия при нагреве испарителя [14]. Этой проблемы удается избежать, если использовать для декорирования герметичную камеру, погруженную в жидкий гелий [6, 15] (рис. 2). В этом случае легче решается задача получения магнитных частиц нужного размера и в нужном количестве вариацией давления буферного газа [4] и подбором геометрических параметров камеры декорирования и количества циклов испарения. Однако остается проблема регулирования и стабилизации температуры образца при декорировании из-за термического нагрева при испарении магнитного материала.

Несмотря на важность результатов, которые удается получить с использованием этой методики декорирования (например, первое прямое наблюдение вихревой структуры низкотемпературных [5] и высокотемпературных [16, 17] сверхпроводников), даже в обзорах [18–20] отсутствуют подробные описания конструкции устройств и процедуры декорирования, которые необходимы для воспроизведения методики другими исследователями, а подробное описание разработанной методики в оригинальных работах [11, 15, 21] практически недоступно.

Цель настоящей работы — восполнить этот пробел и продемонстрировать частный вариант устройства, используемого для наблюдения структуры магнитного потока в магнитном сверхпроводнике $EuFe_2(As_{0.79}P_{0.21})_2$ с низкой температурой ферромагнитного перехода. Излагаемые принципы работы и описание конструкции прибора могут быть использованы как для воспроизведения на-



Рис. 2. Установка для низкотемпературного декорирования: **a** – блок-схема; **б** – схема камеры декорирования; **в** – внешний вид хвостовика. 1 – блок управления; 2 – емкостный вакуумметр Baratron; 3 – линия вакуумной откачки низкотемпературной вставки; 4 – низкотемпературная вставка; 5 – криостат; 6 – камера декорирования (хвостовик низкотемпературной вставки); 7 – соленоид; 8 – подводящие провода; 9 – электрический разъем; 10 – держатель испарителя; 11 – испаритель; 12 – тепловой экран; 13 – образец; 14 – термометр сопротивления; 15 – держатель образца; 16 – нагреватель; 17 – сапфировая трубка; 18 – индиевая проволока; 19 – прижимная гайка.

ших результатов, так и для создания других модификаций методики декорирования.

Ниже приведены конструкция камеры и установка, которая позволяет регулировать и стабилизировать температуру образца при декорировании при низких температурах, в пределах ~1 К. Приводятся результаты наблюдения структуры магнитного потока в ферромагнитном сверхпроводнике EuFe₂(As_{0.79}P_{0.21})₂ при температуре ≈18 K [22, 23].

Мы использовали заливной гелиевый криостат с носовой частью и внешним теплым магнитом (рис. 2а). Наружный медный соленоид высотой 100 мм и внешним и внутренним диаметрами 110 и 52 мм соответственно позволял создавать магнитное поле до 2 кЭ при охлаждении жидким азотом [24]. В гелиевую полость криостата помещали съемную вставку 4 в виде тонкостенной трубки из нержавеющей стали диаметром 43 мм, в нижней части которой располагался вклалыш. образующий вместе с внутренней стенкой вставки камеру декорирования 6. Во вкладыше монтировались: образец 13, испаритель 11, нагреватель 16, экран 12 и термометр сопротивления 14. Электрическая связь осуществлялась через холодный разъем 9 в верхней части вкладыша и герметичный теплый разъем в верхней части вставки. Имелась возможность перемещения нагревателя и экрана по вертикали по направляющим штангам с резьбой и гайками, которые фиксировали держатель испарителя 10 и экрана 12 при изменении расстояния h (рис. 26) между образцом и испарителем.

Съемный вкладыш позволял менять образцы и испарители для проведения экспериментов. Конструкция с прижимной гайкой 19 и индиевой проволокой 18 в качестве уплотняющей прокладки позволяла сохранять герметичность камеры, даже в сверхтекучем гелии (при температурах ниже 2.17 К). Нижняя часть вкладыша представляла собой охлаждаемый жидким гелием массивный медный блок, который соединялся с устройством регулировки температуры образца при декорировании. Устройство состояло из медного держателя образца диаметром 14 мм и нагревательного элемента на сапфировой трубке с внешним диаметром 10 мм. Исследуемые образцы закрепляли с помощью смазки "Apiezon" в центре медного держателя, в области геометрической тени экрана (экран существенно уменьшал радиационный нагрев при декорировании). V-образный испаритель (высотой 10 мм) изготавливался по шаблону из вольфрамовой проволоки диаметром 0.3 мм. На носовую часть испарителя наматывалась проволока из карбонильного железа диаметром 0.1 мм и



Рис. 3. Изменение характеристических параметров в процессе декорирования: **a** – пример записи давления (вверху) и температуры (внизу) в процессе декорирования структуры магнитного потока в монокристалле $EuFe_2(As_{0.79}P_{0.21})_2$; **б** – типичный вид кривой падения напряжения на испарителе при постоянном токе 10 А. Времени 0 с соответствует момент включения тока.

длиной 10—20 мм (в зависимости от задач эксперимента), которая расплавлялась в вакууме и затем застывала в виде капли в нижней части испарителя. Стабилизация температуры осуществлялась с использованием электронной схемы с обратной связью путем подачи тока на нагреватель и охлаждения через соединение с медным блоком.

Процедура декорирования. После установки (замены) испарителя и образца вставка герметизировалась с помощью индиевой прокладки (проволоки) и откачивалась роторным насосом до давления <1 · 10⁻² мбар при комнатной температуре.

Основная трудность в технике декорирования заключается в получении магнитных наночастиц оптимальных размера и концентрации, что необходимо для высокого разрешения. В данной работе эта задача решается экспериментальным подбором расстояния *h* между образцом и испарителем, а также подбором давления *p* буферного газа (гелия) при температуре эксперимента. Так для h = 25 мм и температуры декорирования ~6 К оптимальное давление составляло $p \sim 5 \cdot 10^{-2}$ мбар, а при температуре ~16 К ~ $1 \cdot 10^{-1}$ мбар.

Оптимальное давление *p* достигалось: 1) заполнением вставки газообразным гелием (из транспортного сосуда Дьюара) при комнатной температуре с последующим охлаждением в криостате и откачкой до давления *p* либо 2) заполнением вставки газообразным гелием при комнатной температуре, предварительным охлаждением вставки жидким азотом и откачкой газообразного гелия до промежуточного давления p_1 , погружением вставки в криостат и охлаждением до гелиевых температур, в результате чего давление во вставке падало и достигало значения p. Второй способ более экономичен и предпочтителен.

Как правило, декорирование проводили в режиме замороженного потока, т.е. магнитное поле вводилось при температуре выше точки сверхпроводящего перехода T_c исследуемого образца. Далее включалась программа стабилизации температуры (точность стабилизации ~0.01 К). После достижения желаемой температуры эксперимента проводилось несколько циклов декорирования, заключающихся в подаче импульса тока на испаритель. На рис. 3 представлены графики контроля температуры и давления, записанные синхронно во время этого процесса.

Длительность импульсов и величина тока через испаритель подбирались экспериментально, исходя из задач эксперимента. Так, в наших экспериментах для вольфрамового испарителя, имеющего диаметр 0.3 мм, длительность импульса тока составляла 3–5 с при постоянном значении тока 10 А. При этом следует иметь в виду, что собственно испарение материала происходило за десятки миллисекунд в последней фазе импульса (перед выключением тока) и большая часть времени тратилась на разогрев испарителя. По этой причине за температуру декорирования T_d мы принимали температуру буферного газа (гелия) в



Рис. 4. Микрофотография магнитных частиц на кремниевой подложке (слева) и их распределение по размерам (справа).

момент выключения тока. К этому значению ближе всего точка пересечения восходящей кривой нагрева на рис. 3 и касательной к кривой после выключения тока. При этом мы полагали, что температура образца, главным образом, обусловлена теплопередачей конвекцией.

Данное предположение основано на наблюдении структуры магнитного потока на эталонных образцах с известной температурой сверхпроводящего перехода. Такие наблюдения дают, по крайней мере, верхнюю оценку температуры образца, которая в условиях динамического нагрева и охлаждения в эксперименте может отличаться от температуры, измеряемой термометром. Длительность импульса тока, являющаяся важным параметром декорирования, поскольку необходимо исключить перегрев образца и избыточное напыление, подбирается по контролю температуры держателя образца и падения напряжения на контактах испарителя (рис. 3б). Замедление роста напряжения во времени служило ориентиром для выключения тока. Ток выключался, когда регистрируемая температура достигала требуемого значения T_d.

Визуализация картин декорирования. По завершении процесса декорирования вставку извлекали из криостата и отогревали до комнатной температуры в герметизированном состоянии. После осторожного напуска атмосферы во вставку образец извлекали для последующего исследования поверхности с помощью оптического или сканирующего электронного микроскопа (с.э.м.). В наших исследованиях использовался с.э.м. Zeiss Supra 50VP. Наночастицы железа, которые окисляются при взаимодействии с воздушной атмосферой, но при этом не меняют своего распределения на поверхности, удерживаются, по-видимому, силами Ван-дер-Ваальса, так же как и при изменении магнитного поля, сверхпроводящем или магнитном переходе. Это позволяет связать наблюдаемое распределение магнитных частиц на поверхности со структурой магнитного потока и структурными особенностями конкретного образца (фазовым составом, неоднородностью, дефектами и т.п.). Поверхность образца должна быть оптически гладкой ("блестящей"), чтобы обеспечить наблюдение частиц субмикронного размера в с.э.м.

На рис. 4 представлена типичная картина распределения частиц по размерам на немагнитной кремниевой подложке при гелиевых температурах (6.4 К) и давлении буферного газа $p = 7.0 \cdot 10^{-2}$ мбар. Как видно из рис. 4, большинство частиц имеют размер <15 нм, т.е. являются суперпарамагнитными. В магнитном поле они становятся диполями. Наиболее вероятный размер частиц ~7 нм. Для интерпретации "магнитного" контраста при наблюдении распределения магнитных частиц на поверхности образца важно иметь в виду, что магнитные частицы поляризованы, т.е. чувствительны к направлению магнитного потока в исследуемой структуре. Так, например, если декорирование доменной структуры происходит во внешнем поле Н, то частицы будут притягиваться к доменам одного знака и отталкиваться от доменов с противоположным направлением намагниченности [25]. В таком случае наблюдения вихревой структуры поляризованные частицы будут выявлять вихри только одного знака полярности.



Рис. 5. Структура спонтанного магнитного потока в монокристалле магнитного сверхпроводника $EuFe_2(As_{0.79}P_{0.21})_2$, наблюдаемая в сканирующем электронном микроскопе, после декорирования в магнитном поле H = 43 Э при температуре декорирования ~18 K.

145



Рис. 6. Фрагмент микрофотографии структуры спонтанного магнитного потока в монокристалле магнитного сверхпроводника EuFe₂(As_{0.79}P_{0.21})₂, представленной на рис. 5, и в монокристалле высокотемпературного сверхпроводника BSCCO(2212) в магнитном поле H = 43 Э при температуре декорирования ~18 К в том же эксперименте. **a** – с.э.м.-микрофотография вихревой структуры EuFe₂(As_{0.79}P_{0.21})₂, на вставке фурье-картина; **б** – изображение после фурье-фильтрации; **в** – с.э.м.-микрофотография вихревой структуры BSCCO(2212), на вставке фурье-картина; **г** – изображение после фурье-ние после фурье-фильтрации.

В качестве примера использования метода декорирования демонстрируется структура магнитного потока в монокристаллах высокотемпературного сверхпроводника BSCCO(2212) и ферромагнитного сверхпроводника $EuFe_2(As_{0.79}P_{0.21})_2$. Поскольку эти монокристаллы имеют слоистую структуру и представляют собой тонкие пластинки площадью несколько квадратных миллиметров и толщиной ~100 мкм, предварительная подготовка поверхности заключалась в отщеплении тонкого поверхностного слоя скотчем.

На рис. 5 представлена структура магнитного потока в монокристалле магнитного сверхпроводника $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21})_2$ при температуре декорирования $T_d = 18$ К в магнитном поле H = 43 Э. (Температура сверхпроводящего перехода в этом монокристалле $T_c = 22$ К, а температура ферромагнитного перехода $T_{FM} = 18$ К [21, 22].) В левой

части рис. 5 видны вихревые домены спонтанного магнитного потока с разрешением абрикосовских вихрей, а в правой части – мейснеровские домены, где проявляются границы, разделяющие домены, в которых направления экранирующих токов противоположны [22]. Изложенная выше интерпретация контраста на микрофотографиях относится только к вихревым доменам на рис. 5, в то время как контраст, создаваемый магнитными частицами в области мейснеровских доменов, имеет другую природу [25], а именно магнитные частицы локализуются на границах мейснеровских доменов. Магнитные частицы скапливаются в области максимального значения магнитного поля, создаваемого экранирующими токами, которые максимальны вблизи границы мейснеровского домена [22]. При грубой (верхней) оценке по микрофотографии ширина границы мейснеровского домена составляет ~70 нм.

Поскольку наблюдаемые картины записываются в цифровом формате, они легко подвергаются компьютерной обработке с целью улучшения качества изображения и получения количественной информации. На рис. 6 показан фрагмент участка образца, представленного на рис. 5, где отчетливо разрешаются вихри Абрикосова. С помощью фурье-анализа (FFT) можно извлекать такие параметры, как период вихревой решетки Абрикосова, что позволяет измерять локальную индукцию для рассматриваемого участка образца.

На рис. 6в представлена полученная в том же эксперименте вихревая структура в монокристалле BSCCO(2212), который использовался как контрольный образец. Расстояние между вихрями (параметр вихревой решетки) в монокристалле BSCCO(2212) соответствует внешнему полю H = 43 Э, в то время как параметр вихревой решетки в доменах монокристалла EuFe₂(As_{0.79}P_{0.21})₂ значительно меньше и соответствует индукции 200 Гс, что свидетельствует о спонтанной намагниченности доменов и служит доказательством сосуществования ферромагнитного и сверхпроводящего упорядочения в массивных объектах (монокристаллах) [22, 23].

Предложенная методика может найти применение не только для исследования вихревых структур в сверхпроводниках, но также и для наблюдения доменных структур в магнетиках, особенно с низкой температурой Кюри и малой коэрцитивной силой, когда есть опасения искажения структуры при исследовании с помощью магнитно-силового микроскопа [26].

Авторы выражают благодарность В.А. Годованному за помощь в проектировании, а Н.С. Степакову за помощь в изготовлении установки для декорирования, В.В. Рязанову за обсуждение результатов. Работа выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН "Актуальные проблемы физики низких температур" и госзадания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bitter F. // Physical Review. 1931. V. 38. P. 1903. https:// doi.org/10.1103/PhysRev.38.1903
- 2. *Hubert A., Schäfer R.* Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures. Berlin: Springer, 1998. https://doi.org/10.1007/978-3-540-85054-0
- 3. *Trauble H., Essmann U.* // Physica Status Solidi B. 1966. V. 18. № 2. P. 813. https://doi.org/10.1002/pssb. 19660180235
- Tasaki A., Tomiyama S., Iida S., Wada N., Uyeda R. // Japanese Journal of Applied Physics. 1965. V. 4. № 10. P. 707. https://doi.org/10.1143/JJAP.4.707
- Essmann U., Trauble H. // Physics Letters A. 1967.
 V. 24. № 10. P. 526. https://doi.org/10.1016/0375-9601(67)90819-5

- Sarma N.V., Moon J.R. // The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics. 1967. V. 16. № 141. P. 433. https://doi.org/ 10.1080/14786436708220854
- 7. Голубок А.О., Винников Л.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 12. С. 519.
- Винников Л.Я., Голубок А.О., Марченко В.А., Сальников Г.И. // Поверхность: Физика, химия, механика. 1982. Т. 8. С. 30.
- 9. Китель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. С. 588.
- 10. Ивановский В.И., Черникова Л.А. Физика магнитных явлений. Гл. XI. М.: Изд-во МГУ, 1981.
- Голубок А.О. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Черноголовка, Институт физики твердого тела АН СССР, 1983.
- Kim P., Yao Z., Lieber C.M. // Physical Review Letters. 1996. V. 77. P. 5118. https://doi.org/10.1103/PhysRev-Lett.77.5118
- 13. Шарвин Ю.В., Гантмахер В.Ф. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 5. С. 1456.
- 14. *Trauble H., Essmann U. //* Jahrbuch der Göttinger Akademie der Wissenschaften. 1967. V. 2. P. 17.
- 15. Винников Л.Я., Голубок А.О. Препринт ИФТТ АН СССР. Черноголовка, 1984.
- Gammel P.L., Bishop D.J., Dolan G.J., Kwo J.R., Murray C.A., Schneemeyer L.F., Waszczak J.V. // Physical Review Letters. 1987. V. 59. № 22. P. 2592. https://doi.org/10. 1103/PhysRevLett.59.2592
- Винников Л.Я., Гуревич Л.А., Емельченко Г.А., Осипьян Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 2. С. 109.
- Fasano Ya., Menghini M. // Superconductor Science and Technology. 2008. V. 21. № 2. P. 023001. https:// doi.org/10.1088/0953-2048/21/02/023001
- Brandt E.H., Essmann U. // Physica Status Solidi B. 1987. V. 144. № 1. P. 13. https://doi.org/10.1002/ pssb.2221440103
- Grigorieva I.V. // Superconductor Science and Technology. 1994. V. 7. № 4. P. 161. https://doi.org/ 10.1088/0953-2048/7/4/001
- 21. Marchevsky M.V. PhD thesis. Leiden University, 1997.
- Stolyarov V., Veshchunov I., Grebenchuk S., Baranov D., Golovchanskiy I., Shishkin A., Zhou N., Shi Z., Xu X., Pyon S., Sun Y., Jiao W., Cao G.-H., Vinnikov L., Golubov A., Tamegai T., Buzdin A., Roditchev D. // Science Advances. 2018. V. 4. № 7. Eaat1061. https://doi.org/ 10.1126/sciadv.aat1061
- Вещунов И.С., Винников Л.Я., Столяров В.С., Чжоу Н., Ши Ч.С., Сю С.Ф., Гребенчук С.Ю., Баранов Д.С., Головчанский И.А., Пион С., Сун Ю., Джао В., Цао Г., Тамегай Т., Голубов А.. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. Вып. 2. С. 87. https://doi.org/10.7868/ S0370274X17020060
- Vinnikov L.Ya., Barkov T.L., Canfield P.C., Bud'ko S.L., Ostenson J.E., Laabs F.D., Kogan V.G. // Physical Review B. 2001. V. 64. № 22. P. 220508(R). https://doi. org/10.1103/PhysRevB.64.220508
- Sakurai T., Shimada Y. // Japanese Journal of Applied Physics. 1992. V. 31. № 6A. P. 1905. https://doi.org/ 10.1143/JJAP.31.1905
- Veshchunov I.S., Oboznov V. A., Rossolenko A.N., Prokofiev A.S., Vinnikov L. Ya., Rusanov A.Yu., Matveev D.V. // JETP Letters. 2008. V. 88. № 11. P. 758. https://doi.org/ 10.1134/S0021364008230124