

УДК 669-669.2:537.312.62

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ $Du_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ и $Du_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$

© 2023 г. С. А. Лаченков¹, *, В. А. Власенко², А. Ю. Цветков², В. А. Дементьев¹¹Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова
Российской академии наук, Ленинский пр., 49, Москва, 119991 Россия²Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Ленинский пр., 53, Москва, 119991 Россия

*e-mail: slachenkov@imet.ac.ru

Поступила в редакцию 09.06.2022 г.

После доработки 19.08.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

На базе соединения $DuRh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$, посредством частичного замещения Du на Er , получены магнитные сверхпроводники: $Du_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ ($T_c \sim 5.1$ К) и $Du_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ ($T_c \sim 5.8$ К), для которых подробно исследованы зависимости $\chi(T)$, $M(B)$ и $B_c(T)$. Для этих соединений установлен антиферромагнитный переход (при $T \sim 3$ К), аналогичный наблюдаемому в магнитном сверхпроводнике $DuRh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$. На основе измерений магнитного момента от поля ($M(B)$) образцов $Du_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ и $Du_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ с использованием модели Бина получены зависимости критической плотности тока от поля $J_c(B)$ и приведенной силы пиннинга $F_p(h)$ от величины приведенного поля (h). Установлено, что отклонение от закона подобия у сверхпроводников с антиферромагнитным упорядочением магнитной подсистемы ($Du_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ и $Du_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$) наиболее заметно проявляется при $h > 0.4$.

Ключевые слова: сверхпроводимость, магнитные сверхпроводники, магнитные свойства, антиферромагнетизм, ферромагнетизм, критические токи, модель Бина (Bean), сила пиннинга, центры пиннинга, закон “подобия”

DOI: 10.31857/S0002337X2301013X, EDN: OTKSTX

ВВЕДЕНИЕ

Проблема сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в своем развитии прошла сложный путь: от изначальной точки зрения о сугубо отрицательном влиянии магнетизма на сверхпроводимость [1] до утверждения о том, что сверхпроводимость может возникать на фоне магнетизма и благодаря ему [2]. В настоящее время магнитные сверхпроводники активно изучаются.

В этой связи большой интерес представляют тройные бориды с общей химической формулой RRh_4B_4 (R – редкоземельный элемент), у которых в ряде случаев возможно сосуществование сверхпроводимости и магнетизма (типа ферромагнитного либо антиферромагнитного упорядочения) [3, 4]. Сверхпроводящие характеристики таких материалов могут существенно отличаться от “классического случая” и не описываются в рамках теории БКШ [5]. Особенности магнитных сверхпроводников проявляются через ряд аномалий, которые подробно описаны в [6].

При синтезе тройных боридов RRh_4B_4 некоторое количество Rh обычно замещается на Ru , что при-

водит к формированию кристаллической структуры типа $LuRu_4B_4$, при которой сверхпроводимость и магнетизм могут сосуществовать.

На рис. 1 представлена модель $LuRu_4B_4$ в виде объемноцентрированной тетрагональной (ОЦТ) структуры. Согласно [5], основные составные блоки ОЦТ-структуры – слегка искаженные ГЦК-решетки, по узлам которой распределены атомы лютетия (Lu). Атомы редкоземельного металла отделены один от другого неэквивалентными тетраэдрами Ru_4B_4 двух типов. Эти тетраэдры развернуты относительно друг друга на 90° . В нашем случае на “позициях” атомов Lu и Ru расположены соответственно R и Rh .

Для тройных боридов со структурой типа $LuRu_4B_4$ характерно следующее: R -элемент в соединении существенно влияет на его сверхпроводящие свойства; между магнитным моментом R -ионов и спинами электронов проводимости взаимодействие весьма слабое; R -ионы в соединении образуют упорядоченную подрешетку (рис. 1) [5].

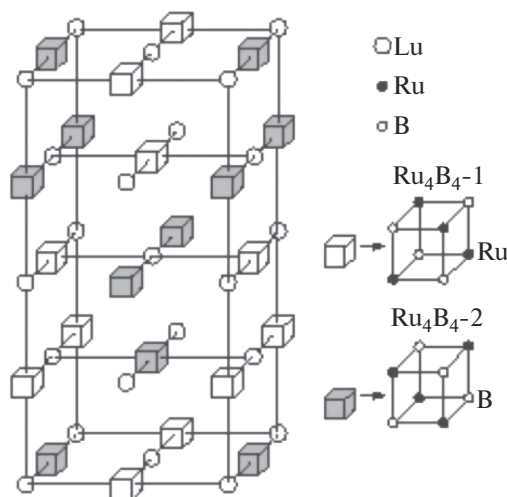


Рис. 1. ОЦТ-структура соединения LuRu_4B_4 (тетраэдры Ru_4B_4-1 и Ru_4B_4-2 развернуты относительно друг друга на 90°) [5].

Обменное взаимодействие между R-ионами и электронами проводимости в такой структуре может быть описано гамильтонианом (H) вида

$$H = -2F(g_j - 1)\mathbf{J}\mathbf{S}, \quad (1)$$

где F – параметр обменного взаимодействия, g_j – фактор Ланде, \mathbf{J} – оператор полного углового момента R-иона, \mathbf{S} – плотность спинов электронов проводимости на узле R-иона.

Небольшая величина H позволяет соединениям RRh_4B_4 сохранять сверхпроводимость, несмотря на значительное количество (более 10 ат. %) R-ионов. Из (1) следует, что величина гамильтониана H существенно зависит от оператора полного углового момента R-иона.

В табл. 1 приведены данные по трем боридам родия со структурой LuRu_4B_4 , которые в дальнейшем будут для нас существенны.

Из табл. 1 следует, что величина магнитного момента (μ) коррелирует с T_c сверхпроводника. С другой стороны, μ R-ионов могут существенно повлиять и на магнитные свойства соединения. Поэтому магнитные и сверхпроводящие свойства соединений RRh_4B_4 со структурой LuRu_4B_4 можно существенно изменить посредством частично-

го замещения одного R на атомы другого редкоземельного элемента.

Еще одна важная проблема магнитных сверхпроводников – это влияние магнитной подсистемы на величину критических токов. Известно, что критические токи существенно зависят от дефектов структуры, которые позволяют сформировать систему центров пиннинга, необходимую для закрепления вихревых нитей Абрикосова [7, 8]. Согласно [9], материалы, в которых сверхпроводимость сосуществует с магнетизмом, могут иметь дополнительные центры пиннинга, связанные с наличием магнитных областей.

Выполненное ранее исследование [10] критического тока (j_c) соединения $\text{HoRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$, сверхпроводимость которого существует на фоне ферромагнетизма, позволило установить существенное отклонение от закона подобия при $h > 0.2$, где $h = B/B_{c2}$ – величина приведенного поля, B_{c2} – верхнее критическое поле сверхпроводящего материала. Для создания более полной картины представлялось важным исследовать критические токи сверхпроводников RRh_4B_4 в случае антиферромагнитного упорядочения магнитной подсистемы. В работе [11] было установлено сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма при температуре ниже 2.8 К для $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$. С учетом этого обстоятельства, а также данных в табл. 1 можно было ожидать, что частичное замещение Dy на Er в $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ приведет к повышению T_c и некоторой трансформации его магнитных свойств при сохранении антиферромагнитного упорядочения (ниже 3 К). С этой точки зрения было интересно исследовать критические токи и проанализировать выполнение закона подобия в случае твердых растворов замещения $\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$.

Целью настоящей работы было установление зависимостей сверхпроводящих и магнитных свойств соединений $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$, $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ от температуры и магнитного поля, определение величины критических плотностей тока и приведенных сил пиннинга, а также сравнительный анализ с данными [10].

Таблица 1. Характеристики соединений $\text{R}(\text{Rh}_{0.85}\text{Ru}_{0.15})_4\text{B}_4$ со структурой LuRu_4B_4 [5, 7]

Ион R	Число электронов на 4f-оболочке	Магнитный момент R-иона μ , μ_B	T_c , К
Dy^{3+}	$4f^9$	10.65	4.0
Ho^{3+}	$4f^{10}$	10.61	6.3
Er^{3+}	$4f^{11}$	9.60	7.9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Сложные бориды родия были синтезированы из смеси порошков эрбия, диспрозия, родия, рутения и бора с чистотой не хуже 99.93%. Размер частиц порошка не превышал 40 мкм. Исходные компоненты, взятые в требуемых количествах, тщательно перемешивались в агатовой ступке с добавлением ацетона и затем прессовались в таблетки (цилиндры). Синтез осуществлялся посредством плавки в аргонно-дуговой печи. Рутений, который в небольших количествах вводился в соединения, необходим для кристаллизации соединений в требуемой структуре (типа LuRu_4B_4). Рентгенографические исследования образцов были выполнены на дифрактометре ДРОН 3М на отфильтрованном CuK_α -излучении.

Для исследования электрофизических свойств образцов из выплавленных слитков вырезались цилиндры диаметром 3 и длиной 4 мм. Температурные зависимости магнитной восприимчивости, намагниченности и магнитного момента были измерены на универсальном приборе PPMS-9 фирмы Quantum Design. Оценка критической плотности тока образцов выполнена в приближении модели Бина (Bean) [12, 13] для жестких сверхпроводников 2-го рода. Расчеты проводились по методике, ранее описанной в работе [10].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Во введении отмечалось, что соединение $\text{Dy}(\text{Rh}_{0.85}\text{Ru}_{0.15})_4\text{B}_4$ является сверхпроводником с $T_c \sim 4.0$ К, с другой стороны $\text{Er}(\text{Rh}_{0.85}\text{Ru}_{0.15})_4\text{B}_4$ того же структурного типа (LuRu_4B_4) показывает критическую температуру сверхпроводящего перехода ~ 7.9 К (табл. 1). Исходя из рис. 1 и формулы (1) можно было предположить, что частичное замещение Dy на Er в $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ приведет к повышению T_c при некоторой трансформации его магнитной подсистемы. С учетом этого были синтезированы твердые растворы замещения $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ ($T_c \sim 5.1$ К) и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ ($T_c \sim 5.8$ К), для которых наряду с ранее синтезированным соединением $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ ($T_c \sim 4.5$ К) [11] были подробно исследованы зависимости $\chi(T)$ в магнитных полях от 0 до 1 Тл (рис. 2).

Сопоставляя экспериментальные данные, приведенные на рис. 2, приходим к заключению, что ход кривых магнитной восприимчивости $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$, $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ одинаков. В работе [11] для соединения $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ при $T \sim 45$ К был установлен переход в ферромагнитное состояние, тогда как при $T > 45$ К зависимость $\chi^{-1}(T)$ была линейной, т.е. выполнялся закон Кюри.

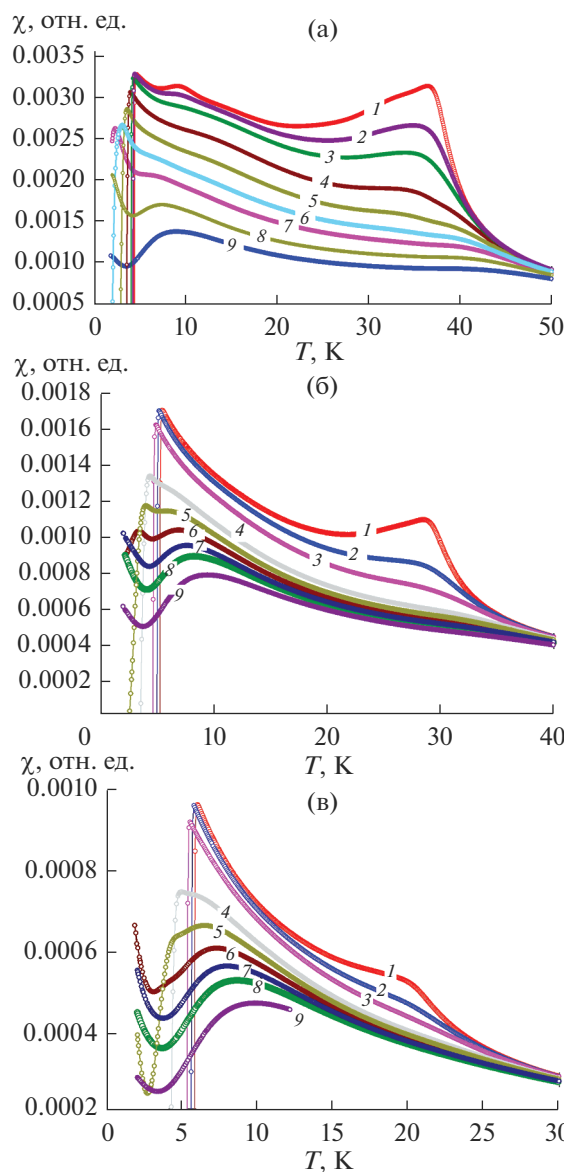


Рис. 2. Зависимости $\chi(T)$ для тройных боридов, измеренные в различных магнитных полях: $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (1 – 0, 2 – 0.05, 3 – 0.1, 4 – 0.2, 5 – 0.3, 6 – 0.4, 7 – 0.5, 8 – 0.7, 9 – 1 Тл) (а); $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (1 – 0, 2 – 0.1, 3 – 0.2, 4 – 0.4, 5 – 0.5, 6 – 0.6, 7 – 0.7, 8 – 0.8, 9 – 1 Тл) (б); $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (1 – 0, 2 – 0.1, 3 – 0.2, 4 – 0.4, 5 – 0.5, 6 – 0.6, 7 – 0.7, 8 – 0.8, 9 – 1 Тл) (в).

Из анализа зависимостей $\chi^{-1}(T)$ (рис. 3) следует, что в случае образцов $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ отклонение от закона Кюри имеет место при температурах ниже 39 и 27 К соответственно, т.е. магнитный переход сдвигается в сторону более низких температур.

Отклонение от параболического хода кривой $B_c2(T)$ в случае $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (рис. 4) и ее перегиб при температуре ~ 3 К связаны с антиферромагнитным упорядочением [11]. Отметим, что ход

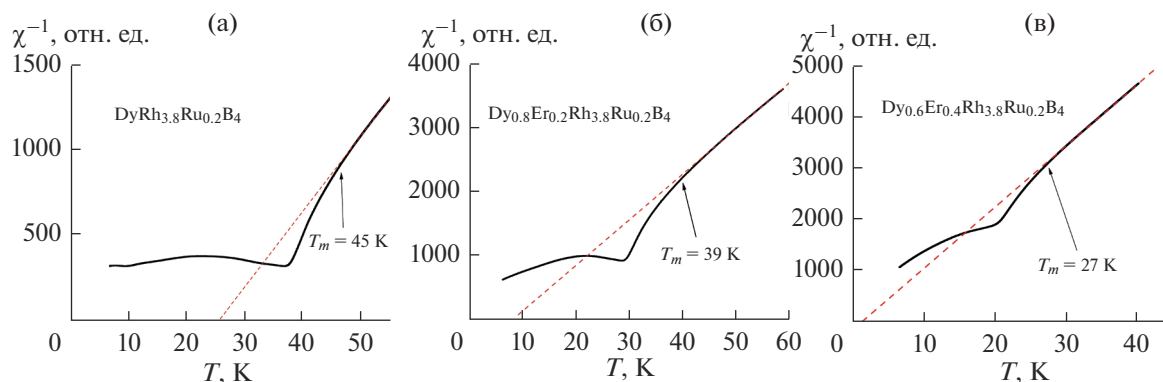


Рис. 3. Зависимости обратной восприимчивости от температуры для $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (а), $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (б) и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (в).

кривых $B_{c2}(T)$, представленных на рис. 4, характерен для магнитных сверхпроводников с антиферромагнитным переходом при температуре ~ 3 К.

Анализ зависимостей $\chi(T)$ и $B_{c2}(T)$ $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$, $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ и $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (рис. 2, 4) позволяет считать, что в случае соединений с добавками Er вблизи 3 К имел место антиферромагнитный переход, аналогичный установленному для $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$. Такая же ситуация – антиферромагнитный переход (при 0.87 К) и сопутствующее ему аномальное изменение $B_{c2}(T)$ – наблюдалась в случае SmRh_4B_4 [5].

Для соединений $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ были исследованы зависимости магнитного момента от поля $M(B)$ (рис. 5).

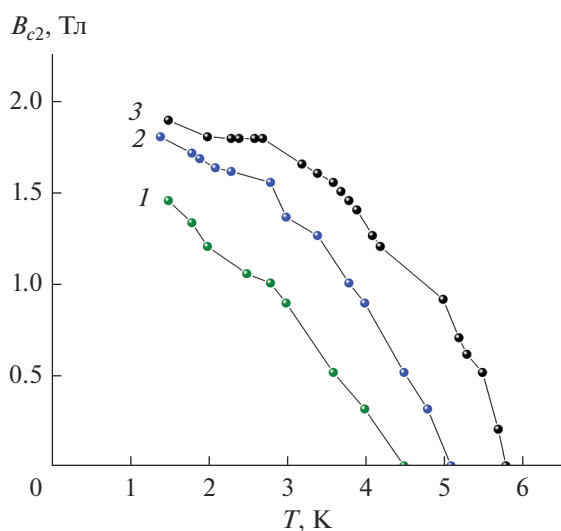


Рис. 4. Зависимости верхнего критического поля от температуры $B_{c2}(T)$ для магнитных сверхпроводников: $\text{DyRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (1), $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (2) и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (3).

При температуре ~ 40 К зависимость $M(B)$ для образца $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (рис. 5а) типична для парамагнетика, тогда как при 8 К магнитный момент показывает гистерезис, характерный для ферромагнитного состояния. Что касается образца $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$, то для него переход в магнитоупорядоченное состояние имеет место при 27 К, и это также согласуется с “характером” кривых $M(B)$ при 40 и 8 К (рис. 5б).

При анализе магнитной подсистемы соединений $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ можно исходить из теоретических положений, изложенных в [14]: магнитные моменты ионов, локализованных в узлах решетки, могут взаимодействовать между собой и приводить к магнитоупорядоченному состоянию. В соответствии с рис. 1 ионы R в анализируемых бориадах образуют магнитоупорядоченную решетку, а особенности их взаимодействия определяют состояние магнитной подсистемы. В случае антиферромагнетика обменное взаимодействие приводит к антипараллельному выстраиванию соседних магнитных моментов и их полной взаимной компенсации. При замещении одного R-иона на другой может меняться как температура перехода в магнитоупорядоченное состояние, так и его характер.

Из сопоставления результатов, приведенных на рис. 5, следует, что у образцов с большим содержанием Er магнитные свойства выражены слабее, а магнитное упорядочение возникает при более низкой температуре. Важно, что при температурах ниже критической (T_c) момент $M(B)$ формируется за счет как магнитной, так и сверхпроводящих составляющих образца (рис. 5), причем вклад, связанный с последней, существенно выше. Поэтому критический ток сверхпроводников $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ можно оценить по петлям $M(B)$, а при расчетах воспользоваться моделью Бина. На рис. 6 представ-

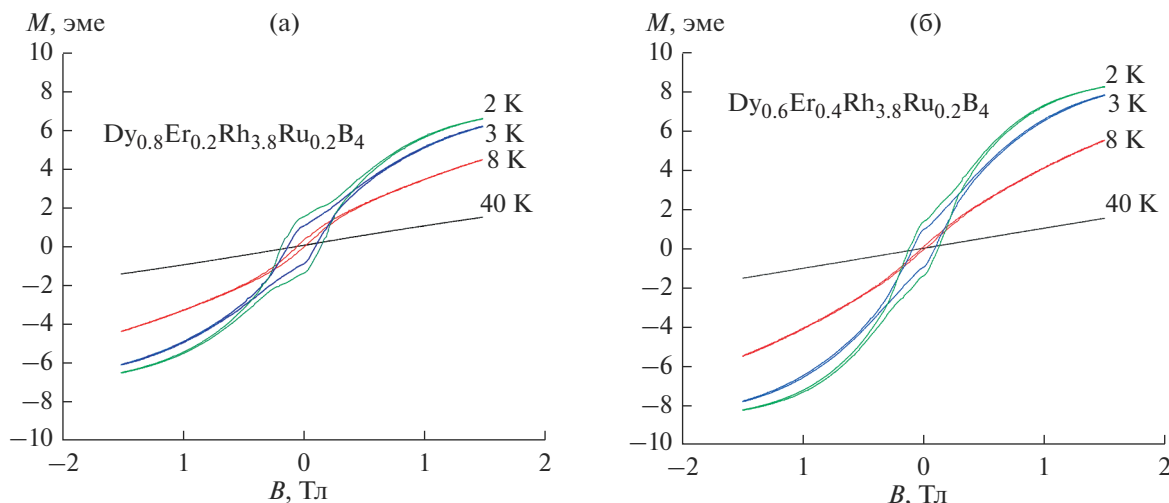


Рис. 5. Зависимости магнитного момента от приложенного внешнего магнитного поля для $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (а) и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (б).

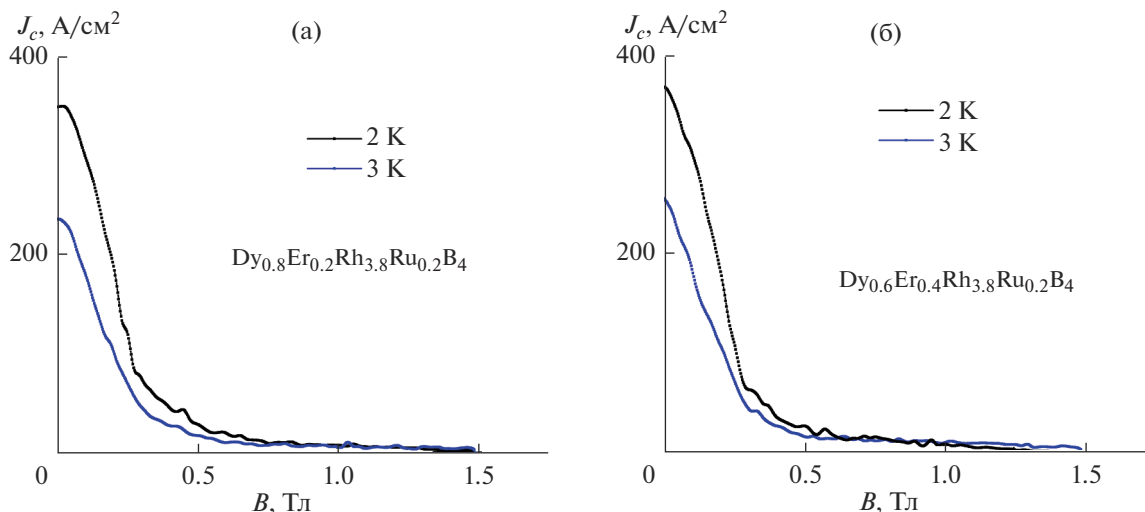


Рис. 6. Плотность критического тока $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (а) и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ (б) при различных температурах.

лены расчетные кривые $J_c(B)$, полученные на основании методики [10].

Из сопоставления данных, представленных на рис. 6, для $\text{Dy}_{0.8}\text{Er}_{0.2}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ и $\text{Dy}_{0.6}\text{Er}_{0.4}\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$, а также результатов [10] следует, что J_c этих соединений невысоки – ~400–500 А/см² (при $T \sim 2$ К). Это связано с довольно низкими T_c (менее 6 К) и типом пиннинга в исследуемых соединениях. Эти факторы в конечном счете определяют предельную величину критических токов (ранее этот вопрос довольно подробно обсуждался в [10]).

Поскольку исследованные материалы – это сверхпроводники 2-го рода, то для реализации их высоких J_c существенно наличие силы пиннинга,

которая является структурно чувствительным параметром. С этой точки зрения J_c сверхпроводников 2-го рода зависит как от величины критической температуры, так от особенностей их микроструктуры. Величина силы пиннинга может быть рассчитана из соотношения: $F_p = J_c B$, где J_c – плотность критического тока, B – величина приложенного внешнего магнитного поля [7, 8].

Известно, что центры пиннинга могут формироваться на различных дефектах структуры – линейных и точечных, а также на мелкодисперсных примесных фазах, входящих в состав образцов [7, 8]. Согласно [9], в случае магнитных сверхпроводников в качестве таких центров могут выступать “магнитные области”. Магнитные центры

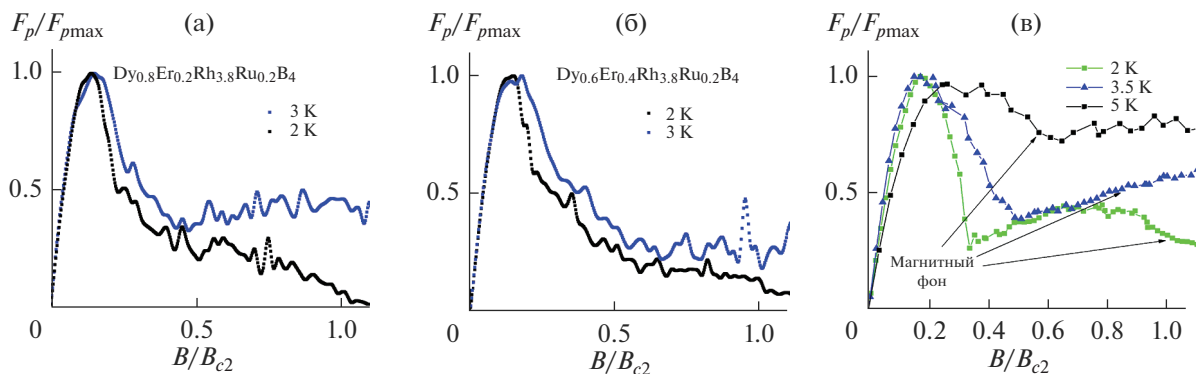


Рис. 7. Зависимости нормированной силы пиннинга от нормированного магнитного поля при различных температурах для сверхпроводников $Dy_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ (а), $Dy_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ (б), $HoRh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ [10] (в).

пиннинга могут формироваться как вблизи некомпенсированных отдельных магнитных ионов, так и на базе их скоплений (рис. 1). Для того чтобы детально разобраться в этом вопросе, необходимо более подробный анализ магнитной подсистемы (методами нейтронографии), а также визуализация центров пиннинга, например, посредством декорирования магнитного потока [15, 16].

На основе экспериментальных зависимостей $J_c(B)$ (рис. 6) была рассчитана зависимость приведенной силы пиннинга ($f_p = F_p/F_{pmax}$) от величины приведенного поля (h). Согласно теории [17, 18], для приведенной силы пиннинга выполняется “закон подобия”, т.е. все зависимости f_p нормируются в единую кривую. Значения f_p могут быть рассчитаны по формуле

$$f_p \sim (h)^p (1-h)^q. \quad (2)$$

Более подробно вопроса, связанного с расчетом f_p , мы касались в работе [10].

Проведем сравнительный анализ зависимостей $F_p(h)$ для соединений $Dy_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ и $Dy_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ с данными [10] для $HoRh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$. Из рис. 7 следует, что в случае $HoRh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ закон подобия имеет место только при $h < 0.2$, тогда как у $Dy_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ и $Dy_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ он выполняется, по крайней мере, до $h = 0.4$, причем более точно для образца $Dy_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$.

Таким образом, можно прийти к выводу, что в случае магнитных сверхпроводников наблюдается отклонение от закона подобия. Это в большей степени связано с дополнительным вкладом магнитных центров пиннинга. Необходимо учесть, что при $h > 0.5$ вклад магнитной подсистемы в общий магнитный момент может стать существенным. Отметим, что отклонение от закона подобия сильнее проявляется в том случае, когда система центров пиннинга, связанная с магнитной подсистемой, находится в ферромагнитном со-

стоянии (соединение $HoRh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$) в отличие от случая, когда она сформирована на основе антиферромагнитного упорядочения (соединения $Dy_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ и $Dy_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Посредством частичного замещения Dy на Er в $DyRh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ ($T_c \sim 4.5$ К) получены два новых магнитных сверхпроводника $Dy_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ с $T_c \sim 5.1$ К и $Dy_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ с $T_c \sim 5.8$ К.

Исследованы и проанализированы зависимости $\chi(T)$ и $B_{c2}(T)$ для соединений, $Dy_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ и $Dy_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$. У данных магнитных сверхпроводников при температуре вблизи 3 К зафиксирован антиферромагнитный переход, аналогичный переходу в $DyRh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$.

На основе измерений магнитного момента от поля ($M(B)$), с использованием модели Бина получены зависимости критической плотности тока от поля $J_c(B)$ и приведенной силы пиннинга от нормированного поля $F_p(h)$ для исследованных сверхпроводников.

Установлено, что отклонение от закона подобия в случае сверхпроводников с антиферромагнитным упорядочением магнитной подсистемы ($Dy_{0.8}Er_{0.2}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$ и $Dy_{0.6}Er_{0.4}Rh_{3.8}Ru_{0.2}B_4$) наиболее заметно проявляется при $h > 0.4$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнялась по государственному заданию № 007-00715-22-00 и № 0023-2019-0005.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Измерения проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Matthias B.T., Suhl H., Corenzwit E.* Spin Exchange in Superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 1. P. 92–94.
2. *Takabayashi Y., Ganin A.Y., Jeglic P. et al.* The Disorder-Free Non-BCS Superconductor Cs_3C_{60} Emerges from an Antiferromagnetic Insulator Parent State // *Science*. 2009. V. 323. P. 1585–1590. <https://doi.org/10.1126/science.1169163>
3. *Chevrel R., Sergent M., Prigent J.* Sur de Nouvelles Phases Sulfurées Ternaires du Molybdène // *Solid State Chem.* 1971. V. 3. № 4. P. 515–519.
4. *Matthias B.T., Marezio M., Corenzwit E., Cooper A.S., Barz H.E.* High-Temperature Superconductors, the First Ternary System // *Science*. 1972. V. 175. № 4029. P. 1465–1466.
5. *Linder J., Sudbø A.* Interplay between Ferromagnetism and Superconductivity // *Nanoscience and Engineering in Superconductivity*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2010. P. 349–388.
6. *Бурханов Г.С., Лаченков С.А., Хлыбов Е.П.* Особенности фазовых переходов магнитного сверхпроводника $\text{Dy}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{Rh}_4\text{B}_4$ // *Металлы*. 2010. № 3. С. 79–83.
7. *Matsushita T.* Flux Pinning in Superconductors. Berlin: Springer, 2007. P. 503.
8. *Шмидт В.В.* Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000. С. 402.
9. *Jung S.-G., Kang J.-H., Park E. et al.* Enhanced Critical Current Density in the Pressure-Induced Magnetic State of the High-Temperature Superconductor FeSe // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. P. 16385. <https://doi.org/10.1038/srep16388>
10. *Бурханов Г.С., Лаченков С.А., Власенко В.А., Хлыбов Е.П., Гаврилкин С.Ю.* Особенности магнитных свойств и критических токов сверхпроводящих боридов родия YRh_4B_4 и $\text{HoRh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ // *Неорганические материалы*. 2021. Т. 57. № 7. С. 720–726. <https://doi.org/10.31857/S0002337X21070022>
11. *Бурханов Г.С., Лаченков С.А., Хлыбов Е.П.* Влияние магнитной подсистемы на усиление сверхпроводимости в тройных бориде родия // *ДАН*. 2011. Т. 438. № 5. С. 619–622.
12. *Bean C.P.* Magnetization of Hard Superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 1962. V. 8. P. 250–253.
13. *Bean C.P.* Magnetization of High-Field Superconductors // *Rev. Mod. Phys.* 1964. V. 36. P. 31–39.
14. *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела Т. 2. М.: Мир, 1979. С. 422.
15. *Shaw G.* Quantitative Magneto-Optical Investigation of Superconductor/ Ferromagnet Hybrid Structures // *Rev. Sci. Instrum.* 2018. V. 89. № 2. P. 023705.
16. *Moncton D.E., McWhan D.B., Eckert J., Shirane G., Thomlinson W.* Neutron Scattering Study of Magnetic Ordering in the Reentrant Superconductor ErRh_4B_4 // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 39. P. 1164–1166.
17. *Edward J.K.* Scaling Laws for Flux Pinning in Hard Superconductors // *J. Appl. Phys.* 1973. V. 44. P. 1360–1370.
18. *Koblischka M.R., Muralidhar M.* Pinning Force Scaling Analysis of Fe-Based High-Tc Superconductors // *Int. J. Modern Phys. B*. 2016. V. 30. № 32. P. 1630017.