

# Магнитное упорядочение и особенности его сосуществования со сверхпроводимостью в $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$

А.В. Терехов<sup>1,2</sup>, И.В. Золочевский<sup>1</sup>, Л.А. Ищенко<sup>1</sup>, А.Н. Блудов<sup>1</sup>, А. Залеский<sup>2</sup>,  
Е.П. Хлыбов<sup>3</sup>, С.А. Лаченков<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: terekhov@ilt.kharkov.ua

<sup>2</sup>W. Trzebiatowski Institute for Low Temperatures and Structure Research PAS  
Okolna, 2 Box 1410, 50-950, Wrocław, Poland

<sup>3</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН  
Калужское шоссе, 14, г. Троицк, 142190, Россия

<sup>4</sup>Институт металлургии и металловедения им. А.А. Байкова РАН  
Ленинский пр., 49, г. Москва, 119991, Россия

Статья поступила в редакцию 7 июня 2019 г., опубликована онлайн 25 октября 2019 г.

Впервые проведены исследования температурной зависимости динамической магнитной восприимчивости магнитного сверхпроводника  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$  в интервале температур 2–50 К, полевой зависимости намагниченности вплоть до 6 Тл при фиксированных температурах 2, 11, 18 и 50 К. Установлено, что при  $T_{FM} = (21 \pm 1)$  К имеет место переход в ферромагнитное состояние, а при  $T_C = (6,7 \pm 0,1)$  К наблюдается переход в сверхпроводящее состояние, которое сосуществует с ферромагнитной фазой в широком интервале температур 2–6,7 К. Высказано предположение о наличии триплетного механизма сверхпроводящего спаривания в  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ .

Ключевые слова: редкоземельные бориды родия, ферромагнетизм, сверхпроводимость, триплетное спаривание.

## Введение

Одним из актуальных направлений исследований в физике твердого тела в настоящее время является изучение магнитных сверхпроводников (материалов, в которых наблюдается и сверхпроводимость, и магнетизм). В таких системах ярко проявляется дуализм электронов — их электрическая (зарядовая) и магнитная (спиновая) природа. Кроме академического интереса, магнитные сверхпроводники могут также найти применение в современной наноэлектронике и спинтронике.

Антиферромагнитный порядок в веществе является наиболее благоприятным с точки зрения сосуществования магнетизма и сверхпроводимости. В этом случае магнитные моменты двух подрешеток скомпенсированы так, что суммарная намагниченность нулевая, а средние значения обменного поля в области сверхпроводящей длины когерентности часто достаточно малы

(близки к нулю) и взаимное влияние антиферромагнетизма и сверхпроводимости слабое. Как правило, в данном случае антиферромагнитный переход наблюдается ниже температуры сверхпроводящего перехода, и сверхпроводимость подавляется только частично, а следовательно, эти два вида упорядочения сосуществуют вплоть до самых низких температур [1].

В случае ферромагнитных сверхпроводников ситуация намного сложнее. Как правило, большая величина обменного поля по сравнению с критическим полем сверхпроводника приводит к тому, что сверхпроводимость и ферромагнетизм не могут сосуществовать. Вместе с тем имеются и исключения. Например, в соединении  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  при температуре 8,7 К возникает переход в сверхпроводящее состояние, а затем при 0,9 К появляется ферромагнитное упорядочение, которое подавляет сверхпроводимость, что проявляется в появлении так называемой возвратной сверхпроводимости

(переходе материала под действием внутреннего магнетизма при низких температурах из сверхпроводящего в нормальное состояние) [1]. Однако имеются свидетельства того, что в узком температурном интервале (до перехода в ферромагнитное состояние) в этом соединении возможно сосуществование сверхпроводимости и магнетизма в виде неоднородной магнитной структуры с синусоидальной модуляцией намагниченности [2].

Все вышесказанное относится к так называемым синглетным сверхпроводникам, у которых электроны в куперовской паре имеют противоположную ориентацию спинов. В то же время есть свидетельства того, что в триплетных сверхпроводниках (электроны в куперовской паре имеют одинаковую ориентацию спинов) ферромагнитное упорядочение появляется при более высоких температурах, чем сверхпроводимость, и эти явления сосуществуют. Примером таких материалов являются тяжелофермионные соединения URhGe ( $T_{FM} \approx 10$  К,  $T_c \approx 0,3$  К) [3] при обычном давлении и UGe<sub>2</sub> ( $T_{FM} \approx 10$  К,  $T_c \approx 0,7$  К) под давлением 1 ГПа [4].

Достаточно удобными и перспективными для выяснения аспектов сосуществования сверхпроводимости и дальнедействующего магнитного упорядочения являются редкоземельные бориды родия  $Du_{1-x}Y_xRh_4B_4$  ( $x = 0, 0,2, 0,4$ ) с тетрагональной объемно центрированной кристаллической структурой типа LuRh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> [5]. В этих материалах по мере понижения температуры сначала наблюдается переход в магнитоупорядоченное состояние, а затем в сверхпроводящее. При этом имеется регулярная подрешетка магнитных ионов диспрозия, которые взаимодействуют между собой посредством электронов проводимости (РККИ — обменное взаимодействие) [5,6]. Важной особенностью является то, что магнетизм не исчезает, а сосуществует со сверхпроводимостью вплоть до самых низких температур, доступных в наших экспериментах [7,8]. Мы установили, что в соединениях  $Du_{1-x}Y_xRh_4B_4$  температура магнитного упорядочения с ростом концентрации немагнитного Y снижается от 37 К в DyRh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> до 7 К в Dy<sub>0,2</sub>Y<sub>0,8</sub>Rh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> [7]. В противоположность этому температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  растет с ростом концентрации Y от 4,7 К для DyRh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> до 10,5 К в YRh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> [7]. Данные по измерениям теплоемкости соединений Dy<sub>0,8</sub>Y<sub>0,2</sub>Rh<sub>4</sub>B<sub>4</sub>, Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> и Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>3,85</sub>Ru<sub>0,15</sub>B<sub>4</sub> указывают на то, что ниже температуры сверхпроводящего перехода имеет место еще одно магнитное превращение [9].

Недавно в  $Du_{1-x}Y_xRh_4B_4$  ( $x = 0, 0,2, 0,4, 1$ ) и Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>3,85</sub>Ru<sub>0,15</sub>B<sub>4</sub> были обнаружены парамагнитный эффект Мейсснера [10,11], немонотонное поведение зависимостей  $H_{c2}(T)$  и  $\Delta(T)$  [8,12,13], а также сильная зависимость  $H_{c2}(T)$  и  $R(T)$  от угла наклона внешнего магнитного поля  $\varphi$  относительно направления транспортного тока в образце Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>3,85</sub>Ru<sub>0,15</sub>B<sub>4</sub> [14]. Последующий анализ в рамках теорий Вертхамера–

Гельфанда–Хохенберга (ВГХ) [15] и Маки [16] показали, что при  $\varphi = 45^\circ$  критическое магнитное поле  $H_{c2}$  уменьшается в 4,3 раза по сравнению со случаем, когда  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$  [17]. Такое поведение довольно необычно и может быть как свидетельством подавления сверхпроводимости за счет увеличения суммарного магнитного момента под действием поля определенной ориентации, так и наличием нетрадиционного механизма сверхпроводящего спаривания, например триплетного.

Исследования твердых растворов Dy(Rh<sub>1-x</sub>Ru<sub>x</sub>)<sub>4</sub>B<sub>4</sub> авторами работы [18] продемонстрировали, что замена родия на рутений в этих материалах может приводить к изменению типа магнитных взаимодействий в подсистеме Dy. Кроме того, в этой работе было показано, что в Dy(Rh<sub>1-x</sub>Ru<sub>x</sub>)<sub>4</sub>B<sub>4</sub> при  $x < 0,5$  имеет место антиферромагнитное упорядочение, а при  $x > 0,5$  — ферромагнитное. Это может быть связано с тем, что при замене родия на рутений изменяется как концентрация носителей заряда, так и электронная структура и, следовательно, РККИ взаимодействие. Вследствие такой замены может изменяться и температура сверхпроводящего перехода.

В настоящей работе впервые исследовано поведение температурных и полевых зависимостей намагниченности сверхпроводника Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>3,85</sub>Ru<sub>0,15</sub>B<sub>4</sub>, изучен тип магнитного упорядочения. В исследуемом соединении родий частично замещен на рутений. При такой концентрации рутения тип магнитного упорядочения может отличаться от наблюдаемого в соединении Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> [7] (не исключено наличие ферромагнетизма), что, в свою очередь, может привести к отличному от Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> поведению температурных и магнитополевых зависимостей физических свойств исследуемого соединения.

### Образцы и методики эксперимента

Образец Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>3,85</sub>Ru<sub>0,15</sub>B<sub>4</sub> был приготовлен методом аргоно-дуговой плавки исходных компонентов. Результаты рентгеноструктурного анализа показали, что соединение Dy<sub>0,6</sub>Y<sub>0,4</sub>Rh<sub>3,85</sub>Ru<sub>0,15</sub>B<sub>4</sub> относится к тетрагональной симметрии с объемно центрированной кристаллической решеткой (пространственная группа  $I4/mmm$ ).

Динамическая магнитная восприимчивость  $\chi' + \chi''$  ( $\chi'$  — действительная и  $\chi''$  — мнимая части) была измерена на установке для измерения восприимчивости Oxford Instruments на частоте 1,1 кГц в магнитном поле 1 Э в интервале температур 2–50 К. Измерения намагниченности проводили с помощью вставки с вибрационным магнитометром на базе автоматизированного комплекса Quantum Design PPMS-9 при температурах 2, 11, 18 и 50 К в магнитных полях вплоть до 6 Тл. Постоянное магнитное поле создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида.

## Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлена температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости, измеренная на частоте 1,1 кГц в поле 1 Э. На кривой  $\chi'(T)$  ( $\chi''(T)$  можно выделить две особенности: максимум  $T_{FM} = (21 \pm 1)$  К, который связан с трехмерным магнитным упорядочением в системе, и резкий спад от положительного к отрицательному значениям (резкий всплеск на  $\chi''(T)$ ), который связан с переходом в сверхпроводящее состояние при  $T_c \approx (6,7 \pm 1)$  К.

На рис. 2 представлена температурная зависимость обратной величины действительной части магнитной восприимчивости  $1/\chi'$ . Эта зависимость является линейной при высоких температурах и существенно отклоняется от прямой вблизи перехода. Используя закон Кюри–Вейса было получено, что температура Кюри  $\Theta$  положительна по знаку и равна 9 К. Пунктирной линией показана наилучшая аппроксимация высокотемпературного участка кривой. Стрелками отмечены температуры  $\Theta$  и магнитного упорядочения  $T_{FM}$ . Положительное значение  $\Theta$  свидетельствует о ферромагнитном упорядочении ионов при температуре  $T_{FM}$ . Обменное взаимодействие между ионами диспрозия в кристаллической решетке осуществляется за счет РККИ взаимодействия через электроны проводимости. РККИ взаимодействие имеет дальнедействующий и знакопеременный характер, и его амплитуда уменьшается с расстоянием между магнитными ионами. Комбинация такого типа обменного взаимодействия с довольно сильной магнитной анизотропией, характерной для

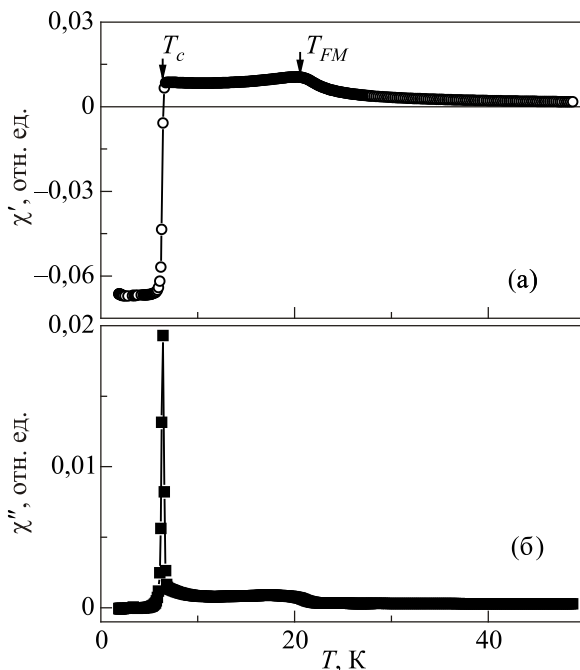


Рис. 1. Температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости ( $\chi'$  — действительная и  $\chi''$  — мнимая части), измеренная на частоте 1,1 кГц в магнитном поле 1 Э.

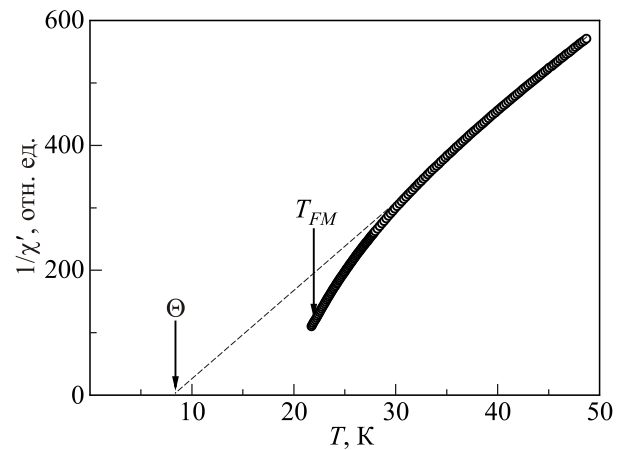


Рис. 2. Температурная зависимость обратной величины действительной части магнитной динамической восприимчивости  $\chi'$ , измеренная на частоте 1,1 кГц в магнитном поле 1 Э.

большинства редкоземельных ионов, может приводить к образованию спиральных или зонтичных магнитных структур [19]. Не исключено, что и в исследуемом соединении  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$  магнитная структура может быть спиральной или более сложной. Также отметим, что в ряде редкоземельных боридов родия [20] обнаружено, что эффекты кристаллического поля достаточно сильны, чтобы оказывать заметное влияние на магнетизм этих соединений и, как следствие, приводить к отклонению зависимости  $1/\chi'(T)$  от закона Кюри–Вейса и возникновению существенной анизотропии  $g$ -тензора иона Dy.

На рис. 3 представлены полевые зависимости магнитного момента  $M(H)$  при температурах 2, 11, 18 и 50 К. Обращает на себя особое внимание зависимость  $M(H)$  при 2 К (рис. 3(a)). Напомним, что эта температура меньше температуры магнитного упорядочения ( $T_{FM} \approx 21$  К) и температуры сверхпроводящего перехода ( $T_c \approx 6,7$  К). В малых полях (примерно до 700 Э) намагниченность отрицательна и ее поведение является типичным для сверхпроводников второго рода.  $M(H)$  имеет минимум при  $H_{c1} = 200$  Э (первое критическое поле), а затем выше  $H_{c2} = 700$  Э (второе критическое поле) становится положительной. Далее вплоть до 0,4 Тл наблюдается гистерезисная область, а выше 1,5 Тл зависимость  $M(H)$  начинает выходить на насыщение. Поведение зависимости  $M(H)$  при 2 К: насыщение в сравнительно невысоких магнитных полях и наличие гистерезиса является типичным для ферромагнитных материалов. Таким образом, можно говорить о сосуществовании сверхпроводимости и ферромагнетизма. На рис. 3(б)–(г) представлены полевые зависимости  $M(H)$  при различных температурах выше температуры сверхпроводящего перехода. Постепенно с ростом температуры, как и в ферромагнетиках, намагниченность образца при  $H = 5$  Тл уменьшается и сужается петля гистерезиса. При температуре 50 К наблюдается

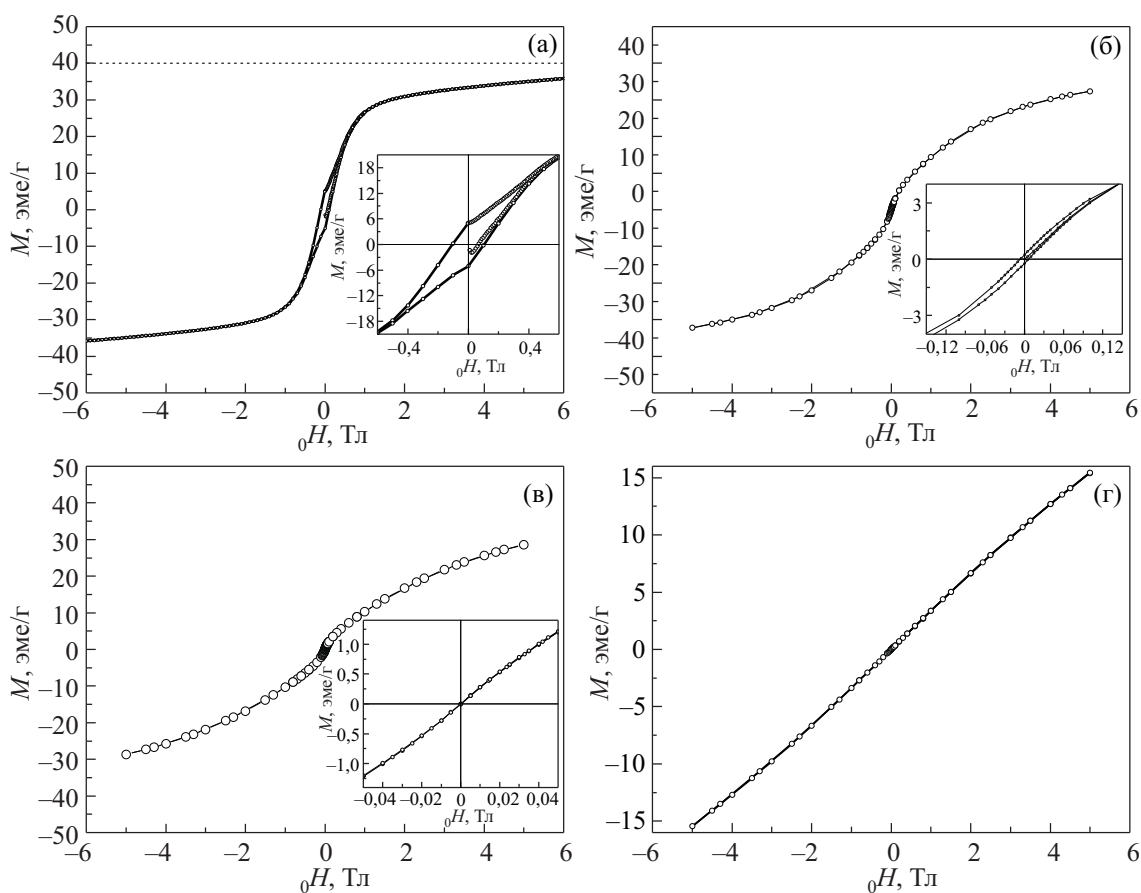


Рис. 3. Магнитолевая зависимость магнитного момента  $M$ , измеренная при температурах  $T$ , К: 2 (а), 11 (б), 18 (в) и 50 (г). Магнитное поле до 6 Тл.

типичное поведение  $M(H)$  для парамагнетика — линейная зависимость  $M(H)$  вплоть до 5 Тл без заметного выхода на насыщение.

Оценим величину магнитного момента насыщения на ион  $Dy^{3+}$  в единицах магнетона Бора, используя максимальную величину момента при 2 К:

$$\mu_{sat} = M_{\mu} M_{sat} / n N_A \mu_B, \quad (1)$$

где  $M_{\mu} = 544,41$  г/моль — молярная масса соединения  $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ ,  $M_{sat}$  — магнитный момент насыщения, эме/г;  $n = 0,6$  — количество ионов  $Dy^{3+}$  в формульной единице (в хим. формуле)  $N_A$  — число Авагадро,  $\mu_B$  — магнетон Бора.

Получено значение  $\mu_{sat} \approx 6,2 \mu_B$  на ион  $Dy^{3+}$ . Рассчитанное значение для свободного иона  $Dy^{3+}$   $\mu_{sat} = g J = 10 \mu_B$ ,  $g = 4/3$  для  $Dy^{3+}$  —  $g$ -фактор,  $J = 15/2$  для  $Dy^{3+}$  — квантовое число полного механического момента. Такое различие между экспериментальными и теоретическими значениями магнитного момента насыщения  $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$  на ион  $Dy^{3+}$  связано, по всей видимости, с анизотропией  $g$ -тензора и поликристаллической структурой образца.

Ранее в ряде работ (например, [21–23]) высказывалось мнение о возможности сосуществования сверхпроводимости и спиральных или синусоидально мо-

дулированных магнитных состояний с магнитной корреляционной длиной намного меньшей, чем сверхпроводящая корреляционная длина. Существованию таких магнитных структур благоприятствует сильная магнитная анизотропия, которая очень часто наблюдается в соединениях с Dy. Вместе с тем, недавно нами в работе [13], на основании результатов микроконтактных исследований, было высказано предположение, что в  $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$  может иметь место триплетная сверхпроводимость (куперовское спаривание электронов проводимости с параллельной ориентацией спинов). Триплетная сверхпроводимость может сосуществовать с ферромагнитным упорядочением, аналогично тому, как это наблюдается в соединении URhGe [3].

### Выводы

Установлено, что исследуемое соединение  $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$  является ферромагнитным сверхпроводником с более высокими, чем наблюдалось ранее в литературе, температурами ферромагнитного упорядочения  $T_{FM} = (21 \pm 1)$  К и фазовым переходом в сверхпроводящее состояние при  $T_c = (6,7 \pm 0,1)$  К. Показано, что в  $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$  в температурном интервале  $2 \text{ К} \leq T \leq T_c$  ферромагнетизм и сверхпроводимость сосуществуют.

Высказано предположение о наличии триплетного механизма сверхпроводящего спаривания в  $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ .

Авторы выражают благодарность докт. физ.-мат. наук профессору Ю.Г. Найдюку и канд. физ.-мат. наук Е.Ю. Беляеву за полезные обсуждения и замечания, которые были учтены в процессе доработки статьи. Работа выполнена при поддержке ФФИ НАН Украины (грант No 1.4.10.4.19/ФЦ 4-19).

1. А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский, М.Л. Кулич, С.В. Панюков, *УФН* **144**, 597 (1984).
2. D.E. Moncton, D.B. McWhan, P.H. Schmidt, G. Shirane, W. Thomlinson, M.B. Maple, H.B. MacKay, L.D. Woolf, Z. Fisk, D.C. Johnston, and B.T. Matthias, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2060 (1980).
3. D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche, D. Braithwaite, J. Flouquet, J.-P. Brison, E. Lhotel, and C. Paulsen, *Nature* **413**, 613 (2001).
4. S.S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan, F.M. Grosche, R.K.W. Haselwimmer, M.J. Steiner, E. Pugh, I.R. Walker, S.R. Julian, P. Monthoux, G.G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite, and J. Flouquet, *Nature* **406**, 587 (2000).
5. M.B. Maple and O. Fischer, *Superconductivity in Ternary Compounds II, Superconductivity and Magnetism*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1982).
6. K.H. Bennemann and J.B. Ketterson, *Superconductivity: Conventional and Unconventional Superconductors*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2008), Vol. 1.
7. V.M. Dmitriev, A.J. Zaleskii, E.P. Khlybov, L.F. Rybaltchenko, E.V. Khristenko, L.A. Ishchenko, and A.V. Terekhov, *Acta Phys. Polon. A* **114**, 83 (2008).
8. В.М. Дмитриев, А. Залеский, Е.П. Хлыбов, Л.Ф. Рыбальченко, Е.В. Христенко, Л.А. Ищенко, А.В. Терехов, И.Е. Костылева, С.А. Лаченков, *ФНТ* **34**, 1152 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 909 (2008)].
9. А.В. Терехов, И.В. Золочевский, Л.А. Ищенко, А. Залеский, Е.П. Хлыбов, С.А. Лаченков, *ФНТ* **42**, 300 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 232 (2016)].
10. В.М. Дмитриев, А.В. Терехов, А. Залеский, Е.Н. Хапко, П.С. Калинин, А.И. Рыкова, А.М. Гуревич, С.А. Глаголев, Е.П. Хлыбов, И.Е. Костылева, С.А. Лаченков, *ФНТ* **38**, 191 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 154 (2012)].
11. А.В. Терехов, *ФНТ* **39**, 827 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 640 (2013)].
12. В.М. Дмитриев, А. Залеский, Е.П. Хлыбов, Л.Ф. Рыбальченко, Е.В. Христенко, Л.А. Ищенко, А.В. Терехов, *ФНТ* **35**, 537 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 424 (2009)].
13. L.F. Rybaltchenko, E.V. Khristenko, L.A. Ishchenko, A.V. Terekhov, I.V. Zolochevskii, T.V. Salenkova, E.P. Khlybov, and A.J. Zaleski, *ФНТ* **38**, 1403 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1106 (2012)].
14. А.В. Терехов, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, Л.А. Ищенко, Е.В. Безуглый, А. Залеский, Е.П. Хлыбов, С.А. Лаченков, *ФНТ* **41**, 350 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 270 (2015)].
15. N.R. Werthamer, K. Helfand, and P.C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **147**, 295 (1966).
16. K. Maki, *Phys. Rev.* **148**, 362 (1966).
17. A.V. Terekhov, I.V. Zolochevskii, L.F. Rybaltchenko, E.V. Khristenko, L.A. Ishchenko, E.V. Bezuglyi, A. Zaleski, E.P. Khlybov, and S.A. Lachenkov, *Physica C* **524**, 1 (2016).
18. H.C. Hamaker and M.B. Maple, *Physica B+C* **108**, 757 (1981).
19. Н.В. Кудреватых, А.С. Валегов, *Магнетизм редкоземельных металлов и их интерметаллических соединений*, Изд-во Урал. ун-та, Екатеринбург (2015).
20. B.D. Dunlap, L.N. Hall, F. Behroozi, and G.W. Crabtree, *Phys. Rev. B* **29**, 6244 (1984).
21. P.W. Anderson and H. Suhl, *Phys. Rev.* **116**, 898 (1959).
22. E.I. Blount and C.M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1079 (1979).
23. H. Matsumoto, H. Umezawa, and M. Tachiki, *Solid State Commun.* **31**, 157 (1979).

#### Магнітне впорядкування та особливості його співіснування з надпровідністю у $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$

А.В. Терехов, І.В. Золочевський, Л.О. Іщенко,  
О.М. Блудов, А. Залеский, Є.П. Хлыбов,  
С.А. Лаченков

Вперше проведено дослідження температурної залежності динамічної магнітної сприйнятливості магнітного надпровідника  $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$  в інтервалі температур 2–50 К, польової залежності намагніченості до 6 Тл при фіксованих температурах 2, 11, 18 та 50 К. Встановлено, що при  $T_{FM} = (21 \pm 1)$  К має місце перехід у феромагнітний стан, а при  $T_c = (6,7 \pm 0,1)$  К спостерігається перехід у надпровідний стан, який співіснує з феромагнітною фазою у широкому інтервалі температур 2–6,7 К. Висловлено припущення про наявність триплетного механізму надпровідного спарювання у  $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ .

Ключові слова: рідкісноземельні бориди родію, феромагнетизм, надпровідність, триплетне спарування

#### Magnetic ordering and features of its coexistence with superconductivity in $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$

A.V. Terekhov, I.V. Zolochevskii, L.A. Ischenko,  
A.N. Bludov, A. Zaleski, E.P. Khlybov,  
and S.A. Lachenkov

For the first time the temperature dependence of the dynamic magnetic susceptibility of magnetic superconductor  $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$  in the temperature range 2–50 K, as well

as the field dependence of magnetization up to 6 T at fixed temperatures of 2, 11, 18, and 50 K have been studied. It was found that at  $T_{FM} = (21 \pm 1)$  K a transition to the ferromagnetic state takes place and at  $T_c = (6.7 \pm 1)$  K a transition to the superconducting state is observed, which coexists with the ferromagnetic phase in a wide temperature range of 2–6.7 K. It is suggested that

a triplet mechanism of superconducting pairing is possible presented for  $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B_4$ .

Keywords: rare earth rhodium borides, ferromagnetism, superconductivity, triplet pairing.