

## Подавление сверхпроводимости $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ в наклонных магнитных полях

А.В. Терехов<sup>1,2,3</sup>, И.В. Золочевский<sup>1</sup>, Е.В. Христенко<sup>1</sup>, Л.А. Ищенко<sup>1</sup>, Е.В. Безуглый<sup>1</sup>,  
А. Залеский<sup>2</sup>, Е.П. Хлыбов<sup>3,4</sup>, С.А. Лаченков<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: terekhov1977@yandex.ru

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

<sup>3</sup>Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур ПАН  
ул. Гайовицкая, 95, г. Вроцлав, 53-421, Польша

<sup>4</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН  
Калужское шоссе, 14, г. Троицк, 142190, Россия

<sup>5</sup>Институт металлургии и металловедения им. А.А. Байкова РАН  
Ленинский пр., 49, г. Москва, 119991, Россия

Статья поступила в редакцию 19 декабря 2014 г., опубликована онлайн 23 февраля 2015 г.

Впервые проведены измерения электросопротивления поликристалла  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$  вблизи температуры сверхпроводящего перехода ( $T_{c1/2} \approx 6,66$  К) в различных наклонных магнитных полях ( $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  и  $90^\circ$ ) и построены зависимости  $R(T)$  и верхнего критического поля в приведенных единицах  $h^*(t)$  (где  $t = T/T_c$ ). Выявлена сильная анизотропия этих зависимостей при изменении ориентации магнитного поля от  $\varphi = 0^\circ$  до  $\varphi = 90^\circ$  относительно протекающего через образец транспортного тока, по видимому, связанная с текстурированностью поликристалла. Анализ зависимостей  $R(T)$  и  $h^*(t)$  показал, что магнитное поле сильнее подавляет сверхпроводящее состояние при  $\varphi = 45^\circ$ , чем при других углах наклона. Проведена обработка зависимостей  $h^*(t)$  в рамках теории Вертхамера–Гельфанда–Хохенберга и определены значения параметра Маки  $\alpha$  и параметра спин-орбитального рассеяния  $\lambda_{so}$ . Показано, что для  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$   $\alpha = 0$ ,  $\lambda_{so} = 0$  присутствует только орбитальный вклад, а в случае  $\varphi = 45^\circ$   $\alpha = 4,2$ ,  $\lambda_{so} = 0$  наблюдается существенное возрастание относительного вклада спиновых парамагнитных эффектов. Высказано предположение, что характер зависимостей  $R(T)$  и  $h^*(t)$  в наклонных магнитных полях обусловлен влиянием на сверхпроводящее состояние внутреннего магнетизма атомов диспрозия, который зависит от наклона поля.

Вперше проведено вимірювання електроопору полікристала  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$  поблизу температури надпровідного переходу ( $T_{c1/2} \approx 6,66$  К) в магнітних полях різної орієнтації ( $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  і  $90^\circ$ ) і побудовано залежності  $R(T)$  та верхнього критичного поля у приведених одиницях  $h^*(t)$  (де  $t = T/T_c$ ). Виявлено сильну анизотропію цих залежностей при зміні орієнтації магнітного поля від  $\varphi = 0^\circ$  до  $\varphi = 90^\circ$  відносно протікаючого через зразок транспортного струму, ймовірно пов'язану з наявністю текстури в полікристалі. Аналіз залежностей  $R(T)$  та  $h^*(t)$  показав, що магнітне поле більш сильно пригнічує надпровідний стан при  $\varphi = 45^\circ$ , ніж при інших кутах. Проведено обробку залежностей  $h^*(t)$  в рамках теорії Вертхамера–Гельфанда–Хохенберга та визначено значення параметра Макі  $\alpha$  та параметра спіно-орбітального розсіювання  $\lambda_{so}$ . Показано, що для  $\varphi = 0^\circ$  та  $\varphi = 90^\circ$   $\alpha = 0$ ,  $\lambda_{so} = 0$  присутній тільки орбітальний внесок, а в разі  $\varphi = 45^\circ$   $\alpha = 4,2$ ,  $\lambda_{so} = 0$  спостерігається суттєве зростання відносного внеску спинових парамагнітних ефектів. Висловлено припущення, що характер залежностей  $R(T)$  та  $h^*(t)$  в магнітних полях різної орієнтації обумовлений впливом на надпровідний стан внутрішнього магнетизму атомів диспрозія, який залежить від нахилу поля.

PACS: **74.25.-q** Свойства сверхпроводников;  
 74.25.Na Магнитные свойства, включая вихревые структуры и подобные явления;  
 74.25.N- Отклик на электромагнитные поля;  
 74.70.Ad Металлы; сплавы и бинарные соединения (включая  $\text{Al}_5$ ,  $\text{MgB}_2$  и т.д.).

Ключевые слова: редкоземельные бориды родия, магнетизм, сверхпроводимость, верхнее критическое поле, теория Вертхамера–Гельфанда–Хохенберга.

Недавние исследования редкоземельных боридов родия, в которых немагнитный иттрий частично замещен магнитным диспрозием, показали, что в таких материалах может наблюдаться сосуществование сверхпроводимости и нескомпенсированного внутреннего магнетизма [1,2]. В этих соединениях обнаружены особенности поведения некоторых физических величин, нетипичные для систем с традиционной сверхпроводимостью. Среди них парамагнитный эффект Мейсснера [3,4], рост величины второго критического поля  $H_{c2}$  в  $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$  [2,5] и сверхпроводящей щели  $\Delta$  в  $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$  [2,5] и  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$  [6] при увеличении температуры (при постоянном магнитном поле) и магнитного поля (при постоянной температуре). Поскольку в литературе отсутствуют данные по  $H_{c2}(T)$  в  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ , мы решили провести детальное изучение температурных зависимостей электросопротивления этого редкоземельного борида в различных магнитных полях в области сверхпроводящего перехода и определить зависимость верхнего критического поля от температуры.

Образец  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$  был приготовлен методом аргоно-дуговой плавки исходных компонентов с последующим отжигом в течение нескольких дней, в результате чего получен однофазный поликристаллический образец со структурой типа  $\text{LuRu}_4\text{B}_4$  (пространственная группа  $I4/mmm$ ), о чем свидетельствовали результаты рентгенофазового и рентгеноструктурного анализа. Частичная замена Rh на Ru позволила синтезировать образцы с данным типом кристаллической структуры при нормальном давлении, что неосуществимо без такой замены.

Резистивные и магниторезистивные измерения выполняли с использованием стандартной четырехзондовой схемы на автоматизированном комплексе Quantum Design PPMS-9. Постоянное магнитное поле  $H$  создавалось сверхпроводящим соленоидом. Электрическое сопротивление измерялось на переменном токе ( $I = 8$  мА,  $f = 97$  Гц) при различных ориентациях магнитного поля. Вставка в криостат была оснащена системой автоматического вращения подложки с образцом вокруг горизонтальной оси с помощью шагового двигателя высокого разрешения. Угол  $\varphi$  является углом между направлениями тока и внешнего магнитного поля. При  $\varphi = 0^\circ$  измерительный ток в образце был направлен параллельно направлению магнитного поля ( $I \parallel H$ ), угол

$\varphi = 90^\circ$  соответствует случаю, когда измерительный ток в образце перпендикулярен магнитному полю. Для ориентации  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$  измерения были проведены в диапазоне магнитных полей 0–9 кЭ, а для ориентации  $\varphi = 90^\circ$  — в диапазоне полей 0–36 кЭ.

Определение  $H_{c2}(T)$  проводилось из кривых резистивных переходов, полученных в различных постоянных магнитных полях при изменении температуры. В качестве величин  $H_{c2}(T)$  принимались значения  $H$ , при которых  $R = 0,5R_N$  ( $R_N$  — нормальное сопротивление образца при температуре выше температуры сверхпроводящего перехода). Поскольку резистивные кривые переходов  $R(T)$  в области  $R \sim 0,5R_N$  довольно крутые, нет оснований ожидать значительных погрешностей определения  $H_{c2}(T)$ , связанных с уширением резистивных переходов под влиянием движения свободных вихрей потока или неоднородности образцов.

На рис. 1 представлены температурные зависимости электросопротивления одного из исследованных образцов  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$  в различных магнитных полях для трех ориентаций поля относительно образца ( $\varphi = 0^\circ$  (рис. 1(а));  $\varphi = 45^\circ$  (рис. 1(б));  $\varphi = 90^\circ$  (рис. 1(в)). Для всех ориентаций в полях ниже 8 кЭ зависимости  $R(T)$  имеют вид, типичный для перехода в сверхпроводящее состояние, что проявляется в резком спаде электросопротивления ниже некоторого значения температуры ( $T_c$ ) и его исчезновении при более низких температурах. С ростом магнитного поля кривые  $R(T)$  смещаются в область более низких температур и уширяются, что характерно для сверхпроводников второго рода (появление резистивности, связанной с проникновением вихрей). При этом самые высокие величины  $T_c$  для одинаковых магнитных полей наблюдаются для  $\varphi = 90^\circ$ , а самые низкие — для  $\varphi = 45^\circ$ .

Обращает на себя внимание необычное поведение омических потерь в случае  $\varphi = 45^\circ$  в магнитном поле выше 8 кЭ. При температурах ниже  $T_c$  вместо резкого спада электросопротивления, как это имеет место для других ориентаций, на кривой  $R(T)$  наблюдается спад электросопротивления лишь до некоторого конечного значения  $R_{\min} \approx 0,4R_N$ , а при дальнейшем понижении температуры электросопротивление начинает резко возрастать. С ростом поля минимум смещается в область низких температур и сильно уменьшается по глубине ( $R_{\min} \approx 0,9R_N$ ). Из сказанного выше следует, что ниже температуры сверхпроводящего перехода

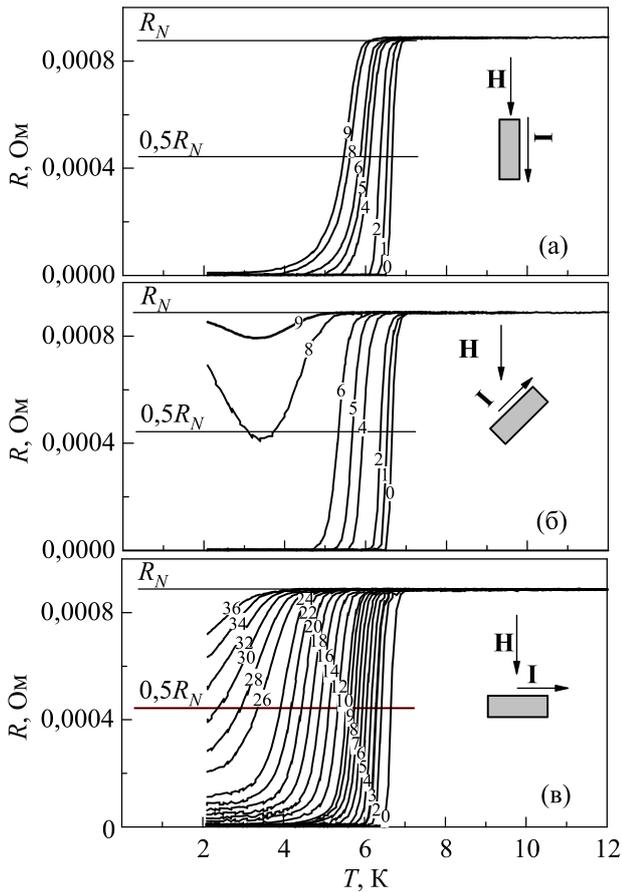


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления для трех ориентаций магнитного поля относительно образца ( $\varphi = 0^\circ$ ,  $I \parallel H$  (а);  $\varphi = 45^\circ$  (б);  $\varphi = 90^\circ$   $I \perp H$  (в)) в магнитных полях 0–9 кЭ для  $\varphi = 0^\circ$  (а) и  $\varphi = 45^\circ$  (б) и 0–36 кЭ для  $\varphi = 90^\circ$  (в). Цифра на кривых указывает значение магнитного поля в килоэрстедах, при котором получена данная зависимость  $R(T)$ .

зависимости  $R(T)$  для ориентации  $\varphi = 45^\circ$  (рис. 1(б)) сильнее зависят от магнитного поля, чем для ориентаций  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$ .

Столь сильная анизотропия зависимостей  $R(T)$  в магнитном поле при определенных ориентациях образца может свидетельствовать о наличии текстурированности (преимущественной ориентации отдельных кристаллитов) в поликристаллическом образце. Если это действительно так, то наличие минимума на  $R(T)$  при  $\varphi = 45^\circ$  ниже  $T_c$  можно объяснить тем, что именно при такой ориентации магнитного поля магнитоупорядоченное состояние, которое сосуществует со сверхпроводимостью, изменяется под действием магнитного поля таким образом, что увеличивается нескомпенсированный суммарный магнитный момент. Последний и приводит к существенному подавлению сверхпроводящего состояния уже в полях порядка 8 кЭ. Появление минимума на  $R(T)$  в магнитном поле наблюдалось ранее и в других магнитных сверхпроводниках, например  $\text{NdRh}_4\text{B}_4$  [7] и  $\text{Dy}_{1,2}\text{Mo}_6\text{S}_8$  [8],

и было связано с индуцированием магнитным полем при  $T_M < T_c$  магнитного упорядочения ионов Nd или Dy, которое подавляло или полностью разрушало сверхпроводящее состояние. Наш случай отличается тем, что сверхпроводимость и магнитное упорядочение, которое появляется при  $T_M > T_c$  сосуществуют ниже  $T_c$ , а минимум является следствием изменения уже существующей магнитной структуры под действием магнитного поля определенной ориентации. Другие работы, в которых наблюдалось нечто подобное, нам неизвестны.

Используя данные рис. 1, были найдены экспериментальные значения верхних критических полей и построены их температурные зависимости ( $h^*(t)$ , где  $t = T/T_c$ ) в приведенных единицах для различных ориентаций магнитного поля относительно исследуемого образца (см. рис. 2). Величина  $h^*$ , согласно [9], определяется из экспериментальных данных следующим образом:

$$h^* = - \frac{H_{c2}}{(dH_{c2}/dt)|_{t=1}}. \quad (1)$$

Представление температурной зависимости верхнего критического поля в приведенных единицах необходимо для того, чтобы проанализировать полученные нами результаты в рамках теории Вертхамера–Гельфанда–Хохенберга (ВГХ), которая учитывает орбитальные, парамагнитные и спин-орбитальные механизмы подавления сверхпроводимости в простых сверхпроводниках [9].

На рис. 2 символами (●), (○) и (□) представлены пересчитанные экспериментальные зависимости  $h^*(t)$  для  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$  соответственно. Пунктиром показаны кривые  $h^*(t)$ , построенные из расчетных данных, полученных в рамках теории ВГХ:

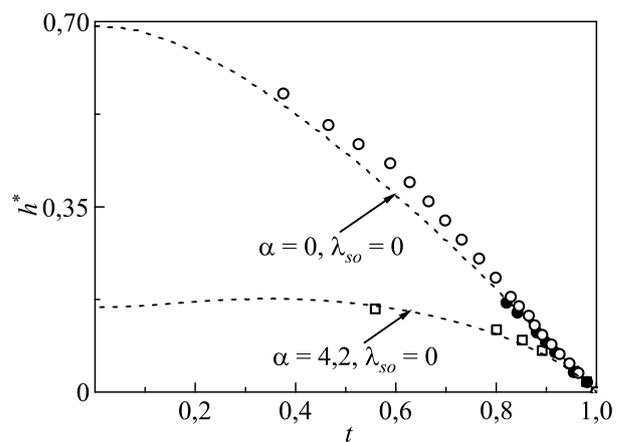


Рис. 2. Зависимости приведенного верхнего критического магнитного поля  $h^*$  от приведенной температуры  $t = T/T_c$  для  $\varphi = 0^\circ$  (●),  $\varphi = 45^\circ$  (○) и  $\varphi = 90^\circ$  (□). Пунктиром представлены кривые, построенные из расчетных данных, полученных в рамках теории ВГХ.

$$\ln \frac{1}{t} = \left( \frac{1}{2} + \frac{i\lambda_{so}}{4\gamma} \right) \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\bar{h} + \frac{1}{2}\lambda_{so} + i\gamma}{2t} \right) + \left( \frac{1}{2} - \frac{i\lambda_{so}}{4\gamma} \right) \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\bar{h} + \frac{1}{2}\lambda_{so} - i\gamma}{2t} \right) - \Psi \left( \frac{1}{2} \right), \quad (2)$$

здесь  $\Psi$  — дигамма функция,

$$\gamma \equiv \left[ \left( (\alpha\bar{h})^2 - \left( \frac{1}{2}\lambda_{so} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (3)$$

$$h^* = (\pi^2/4)\bar{h}. \quad (4)$$

В расчетах использованы следующие параметры:  $\alpha$  — параметр Маки, который описывает относительный вклад спиновых парамагнитных и орбитальных эффектов в отсутствие спин-орбитального рассеяния, и  $\lambda_{so}$  — параметр спин-орбитального рассеяния. Наилучший результат подгонки получается для  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$  с  $\alpha = 0$ ,  $\lambda_{so} = 0$ ; для  $\varphi = 45^\circ$  с  $\alpha = 4,2$ ,  $\lambda_{so} = 0$ . Такие значения подгоночных параметров говорят о том, что для направлений  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$  ( $\alpha = 0$ ), согласно теории ВГХ, присутствует только орбитальный вклад. В случае  $\varphi = 45^\circ$   $\alpha = 4,2$ , что свидетельствует о существенном возрастании относительного вклада спиновых парамагнитных эффектов, по видимому, связанных с изменениями в магнитной подсистеме диспрозия. Вместе с тем и в том, и в другом случае,  $\lambda_{so} = 0$ , что свидетельствует о незначительном спин-орбитальном вкладе. На рис. 2 видно, что экспериментальная кривая  $h^*(t)$  проходит несколько выше расчетной кривой. Такое поведение  $h^*(t)$  можно объяснить наличием анизотропии (может приводить к увеличению критического поля на 20–30 %) [10] и наличием сильной связи в сверхпроводящем конденсате ( $H_{c2}$  может возрастать в 1,3 раза) [11]. Возможность присутствия сильной связи следует из данных по исследованию сверхпроводящей щели [6], согласно которым отношение  $2\Delta/k_B T_c$  в данном материале может достигать 4 и даже более высоких значений, что выше значения 3,52 для традиционных сверхпроводников со слабой связью.

Таким образом, в данной работе впервые проведены детальные измерения электросопротивления  $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$  вблизи температуры сверхпроводящего перехода ( $T_{c1/2} \approx 6,66$  К) в различных наклонных магнитных полях ( $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  и  $90^\circ$ ). Получены температурные зависимости верхних критических магнитных полей в приведенных единицах  $h^*(t)$  при углах наклона магнитного поля относительно образца  $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  и  $90^\circ$ . Обнаружена анизотропия зависимостей  $R(T)$  и  $h^*(t)$  в магнитном поле при различных ори-

ентациях образца в магнитном поле, что может свидетельствовать о наличии текстурированности в поликристаллическом образце. Анализ кривых  $R(T)$  и  $h^*(t)$  показывает, что магнитное поле наиболее сильно подавляет сверхпроводящее состояние при  $\varphi = 45^\circ$ . Установлено, что в исследованном интервале температур величины верхнего критического поля монотонно возрастают при понижении температуры. Поведение  $h^*(t)$  проанализировано в рамках теории ВГХ. При этом были определены значения параметра Маки  $\alpha$ , который отвечает за относительный вклад спиновых парамагнитных и орбитальных эффектов и параметра спин-орбитального рассеяния  $\lambda_{so}$ . Показано, что для  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$   $\alpha = 0$ ,  $\lambda_{so} = 0$ , т.е. присутствует только орбитальный вклад, а в случае  $\varphi = 45^\circ$   $\alpha = 4,2$ ,  $\lambda_{so} = 0$ , что говорит о существенном возрастании относительного вклада спиновых парамагнитных эффектов. Высказано предположение о том, что рассмотренные выше особенности поведения сверхпроводящих параметров могут быть связаны с ростом внутреннего суммарного магнитного момента магнитной подсистемы диспрозия под действием магнитного поля вдоль определенных направлений. Последнее и приводит к существенному подавлению сверхпроводящего состояния.

1. 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).
2. 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)].
3. В.М. Дмитриев, А.В. Терехов, А. Залеский, Е.Н. Хацько, 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)].
4. А.В. Терехов, *ФНТ* **39**, 827 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 640 (2013)].
5. 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)].
6. L.F. Rybaltchenko, E.V. Khristenko, L.A. Ishchenko, A.V. Terekhov, I.V. Zolocheskii, T.V. Salenkova, E.P. Khlybov, and A.J. Zaleski, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 1403 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1106 (2012)].
7. H.C. Hamaker, L.D. Woolf, H.B. MacKay, Z. Fisk, and M.B. Maple, *Solid State Commun.* **31**, 139 (1979).
8. M. Ishikawa and Ø. Fischer, *Solid State Commun.* **24**, 747 (1977).
9. N.R. Werthamer, K. Helfand, and P.C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **147**, 295 (1966).
10. P.C. Hohenberg and N.R. Werthamer, *Phys. Rev.* **153**, 493 (1967).
11. D. Rainer, G. Berimann, and U. Eckhardt, *Phys. Rev.* **B8**, 5324 (1973).

Suppression of superconductivity of  
 $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$  in inclined magnetic fields

A.V. Terekhov, I.V. Zolocheskii, E.V. Khristenko,  
 L.A. Ishchenko, E.V. Bezuglyi, A. Zaleski,  
 E.P. Khlybov, and S.A. Lachenkov

The electric resistance of polycrystalline  $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$  was measured for the first time near the superconducting transition temperature ( $T_{c1/2} \approx 6,66$  K) in various inclined magnetic fields ( $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  and  $90^\circ$ ). The dependences  $R(T)$  and of the upper critical field in reduced units  $h^*(t)$  (where  $t = T/T_c$ ) were plotted. It is found that these dependences exhibit strong anisotropy when the orientation of the magnetic fields changes from  $\varphi = 0^\circ$  to  $\varphi = 90^\circ$  relative to the transport current through the sample. This may be due to the texture of the polycrystal. The analysis of the dependences  $R(T)$  and  $h^*(t)$  shows that the magnetic field suppresses the superconducting state at  $\varphi = 45^\circ$  more strongly than at other slope angles. The dependences  $h^*(t)$  were processed in terms

of the Werthamer–Helfand–Hohenberg theory. The Maki parameter  $\alpha$  and the of spin-orbital scattering parameter  $\lambda_{so}$  were been estimated. It is shown that  $\alpha = 0$  at  $\varphi = 0^\circ$  and  $\varphi = 90^\circ$  only the orbital contribution is observed; in the case of  $\varphi = 45^\circ$   $\alpha = 4,2$ ,  $\lambda_{so} = 0$  the relative contribution of spin-paramagnetic effects increases significantly. It is suggested that in the inclined magnetic fields the dependences  $R(T)$  and  $h^*(t)$  are influenced by the effect of intrinsic magnetism of Dy atoms upon the superconducting state, and this effect depends on inclination of the field.

PACS: **74.25.-q** Properties of superconductors;  
 74.25.Ha Magnetic properties including vortex structures and related phenomena;  
 74.25.N- Response to electromagnetic fields;  
 74.70.Ad Metals; alloys and binary compounds (including  $\text{Al}_5$ ,  $\text{MgB}_2$ , etc.).

Keywords: rare-earth borides of rhodium, magnetism, superconductivity, upper critical field, Werthamer–Helfand–Hohenberg theory.