

## Наблюдение перехода от сверхпроводимости БКШ типа к высокотемпературной в кристаллах $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$

Г. Э. Цыдынжапов, А. Ф. Шевчун, М. Р. Трунин, В. Н. Зверев, Д. В. Шовкун, Н. В. Барковский, Л. А. Климова

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 31 марта 2006 г.

По измерениям температурных зависимостей верхнего критического поля  $B_{c2}(T)$  и поверхностного импеданса  $Z(T) = R(T) + iX(T)$  в кристаллах  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  с температурами перехода в сверхпроводящее состояние  $6 \leq T_c \leq 32$  К ( $0.6 > x > 0.4$ ) обнаружен переход от сверхпроводимости типа БКШ к необычной: в кристаллах с  $T_c > 20$  К кривые  $B_{c2}(T)$  имеют положительную кривизну (как в ВТСП), а с  $T_c < 15$  К описываются стандартной зависимостью БКШ; кривые  $R(T)$  и  $X(T)$  кристаллов с  $T_c \approx 32$  К и  $T_c \approx 11$  К демонстрируют при  $T \ll T_c$  соответственно линейное (ВТСП) и экспоненциальное (БКШ) поведение. Экспериментальные результаты обсуждаются с использованием модели протяженной седловой точки, предложенной Абрикосовым.

PACS: 74.20.-z, 74.70.-b

Соединение  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  при изменении степени допирования калием испытывает структурные трансформации. Базовый состав  $\text{BaBiO}_3$ , согласно расчетам зонной структуры [1], должен быть металлом с наполовину заполненной зоной проводимости. Однако благодаря образованию волны зарядовой плотности, сопровождающемуся искажением кубической перовскитной решетки до моноклинной, он оказывается диэлектриком. Диэлектрическое состояние простирается вплоть до  $x \approx 0.4$ , причем при  $x \approx 0.13$  моноклинная симметрия решетки сменяется орторомбической. При переходе в металлическую фазу ( $x > 0.4$ ) решетка становится кубической и при дальнейшем увеличении  $x$  структурных переходов не наблюдается [2]. Во всем интервале изменения  $x$  деформации решетки невелики и ячейка остается близкой к кубической.

В металлической фазе  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  является сверхпроводником. Температура сверхпроводящего перехода  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  при оптимальном допировании ( $x \approx 0.4$ ) довольно велика,  $T_c \approx 32$  К, и его традиционно относят к ВТСП. При этом, однако,  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  не содержит атомов переходных металлов, не имеет аналогов плоскостей  $\text{CuO}_2$ , а его свойства практически изотропны.

Ярким свойством, объединяющим купратные ВТСП и  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , является положительная кривизна температурной зависимости верхнего критического поля  $B_{c2}(T)$ , определяемого по транспортным измерениям. Для оптимально до-

пированного  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  это поведение было обнаружено в работах [3, 4]. Как отмечено в [5], в приведенных координатах температурная зависимость  $B_{c2}(T)$  для  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  совпадает с соответствующими кривыми для  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$  и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_8$  [6, 7]. Как известно, измерения верхнего критического поля ВТСП другими методами дают противоречивые результаты; то же самое верно и для  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  [8, 9].

Другим признаком, объединяющим купратные ВТСП и  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , является линейная зависимость действительной и мнимой частей импеданса  $Z(T) = R(T) + iX(T)$  от температуры при  $T < T_c/2$  [10], характерная для  $d$ -волновой симметрии параметра порядка. Следует отметить, что результаты исследований электромагнитных свойств  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  часто неоднозначны, что связано с известными трудностями в приготовлении образцов высокого качества: даже полученные в одинаковых условиях кристаллы  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  зачастую неоднородны по составу.

В данной работе мы изучали эволюцию зависимостей  $B_{c2}(T)$  для серии монокристаллов  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  ( $0.4 < x < 0.6$ ) с  $T_c$  от 32 до 5 К и обнаружили, что с уменьшением  $x$  (увеличением  $T_c$ ) в них происходит переход от сверхпроводимости типа БКШ к высокотемпературной. Этот вывод подтвержден измерениями компонент  $R(T)$  и  $X(T)$  поверхностного импеданса наиболее совершенных кристаллов  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  с  $T_c = 11$  К и  $T_c = 32$  К.

Изготовление высококачественных монокристаллов  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  с однородным распределением ка-

<sup>1)</sup>e-mail: gombo@issp.ac.ru

лия при разных  $x$  – очень непростая задача. Наши образцы выращивались методом электрохимического осаждения, описанным в работах [11, 12]. Кристаллы были черного цвета с сине-зеленым отливом, имели приблизительно кубическую форму с четко выраженными гранями и характерными размерами в пределах от 0.2 до 2 мм<sup>3</sup>. Мы задались целью получить ряд кристаллов с различным содержанием калия, покрывающий как можно более широкий диапазон температур сверхпроводящего перехода  $T_c$ , при том, чтобы они сохраняли однородность состава в пределах кристалла. Поскольку даже образцы, получаемые из одной шихты, демонстрировали значительный разброс  $T_c$  (в отдельных случаях она варьировалась почти на 10 К), они предварительно тестировались по измерениям температурных зависимостей динамической восприимчивости  $\chi(T)$ . Для исследования выбирались кристаллы с наиболее однородными сверхпроводящими переходами наименьшей ширины.

Применительно к исследованиям сверхпроводников метод измерений  $\chi(T)$  аналогичен измерению сопротивления на постоянном токе. Переменное измерительное поле имело частоту 100 кГц, а его амплитуда не превышала 0.1 Э. Постоянное внешнее магнитное поле до 17 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом и было направлено перпендикулярно измерительному. Образцы не ориентировались специальным образом относительно поля; однако было проверено, что результаты измерений воспроизводятся от раза к разу при различных положениях кристаллов. За положение  $T_c$  принималось пересечение касательной, проведенной в точке перегиба кривой перехода, и нулевого уровня, соответствующего нормальному состоянию (см. рис.1а).

Температурные зависимости поверхностного импеданса  $Z(T)$  образцов проводились резонансным методом, описанным в работе [13], на СВЧ установке, работающей на частоте  $\omega/2\pi = 28.2$  ГГц в интервале температур от 0.4 до 120 К. Использовалась мода  $H_{011}$  цилиндрического ниобиевого резонатора (добротность пустого резонатора  $\approx 2 \cdot 10^6$  во всем диапазоне температур); амплитуда высокочастотного магнитного поля на поверхности образца не превышала 1 Э. Подробно установка и процедура измерений  $Z(T)$  описаны в работе [14].

На рис.1а приведены температурные зависимости действительной части  $\chi'(T)$  динамической восприимчивости всех образцов с разными уровнями допирования калием, исследованных в настоящей работе, в нулевом магнитном поле. (Понижение температуры перехода соответствует увеличению  $x$ ).

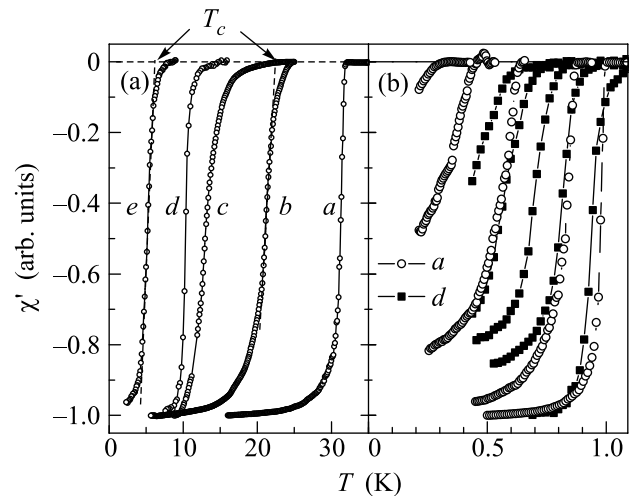


Рис.1. (а) Переход в сверхпроводящее состояние кристаллов  $Va_{1-x}K_xBiO_3$  по измерениям динамической восприимчивости  $\chi'(T)$ . На примере образцов  $b$  и  $e$  показан способ определения критической температуры  $T_c$ , используемый в статье; (б) эволюция кривых  $\chi'(T)$  в кристаллах  $a$  (кружки) и  $d$  (квадраты) под воздействием поля  $B$ . Значения  $B$  (справа налево) для образца  $a$ :  $B = 0, 1, 6, 12$  и  $19.5$  Тл; для образца  $d$ :  $B = 0, 0.067, 0.133, 0.2$  и  $0.27$  Тл. Данные для образца  $a$  взяты из работы [4]

При наложении магнитного поля  $B$  сверхпроводимость разрушается. Этот процесс проиллюстрирован на рис.1б для образцов  $a$  (данные для этого образца взяты из работы [4], опубликованной нами ранее) и  $d$ . Обратим внимание, что несмотря на огромную, в десятки раз, разницу полей кривые  $\chi'(T)$ , соответствующих одинаковым приведенным температурам  $T/T_c$ , имеют примерно одинаковую относительную ширину и в целом близки. Это обстоятельство важно, поскольку не существует методики определения точки  $T_c$  для случая уширенного перехода, которая была бы строго теоретически обоснована. Поэтому не исключено, что используемый нами широко распространенный метод (рис.1а) вносит систематическую ошибку. Рис.1 дает веские основания полагать, что эта ошибка одинакова для разных образцов.

Кривые  $B_{c2}(T)$  для всех исследованных образцов представлены на рис.2. В кристаллах  $c, d$  и  $e$  с  $T_c = 14, 11$  и  $6$  К значения  $B_{c2}(0)$  не превышают 1 Тл, а кривизна зависимости  $B_{c2}(T)$  отрицательна. Температурные зависимости верхнего критического поля полностью описываются в рамках модели БКШ. Оценка длины когерентности по формуле  $B_{c2}(0) = \Phi_0/2\pi\xi(0)^2$  для образцов  $c, d$  и  $e$  дает 20, 30 и 40 нм, соответственно.

В кристаллах  $a$  и  $b$  ( $T_c = 32$  и  $22$  К) кривые  $B_{c2}(T)$  имеют положительную кривизну. Верхнее

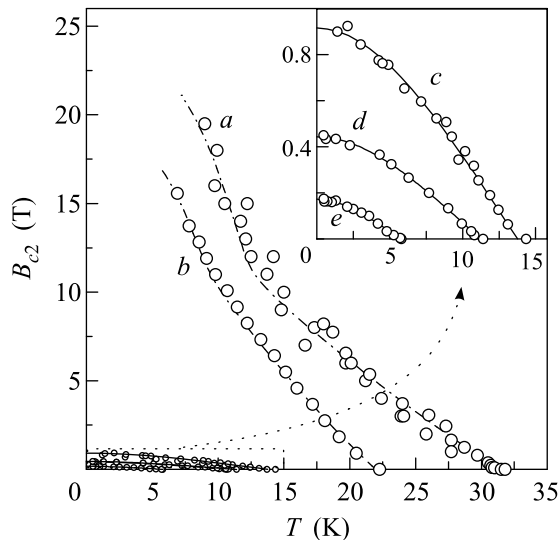


Рис.2. Зависимости верхнего критического поля от температуры в кристаллах *a* – *e*. Штрих-пунктирные кривые – расчеты  $B_{c2}(T)$  в модели протяженной седловой точки [16]. На вставке показан левый нижний угол основного графика в увеличенном масштабе. Сплошные линии – расчеты по теории БКШ

критическое поле при  $T = 0$  в десятки раз больше, чем в кристаллах *c*, *d* и *e*, но имеющиеся данные не позволяют даже приблизительно определить его величину. Во всяком случае,  $B_{c2}(0)$  для образца *a* не меньше 25 Тл, следовательно,  $\xi(0)$  не превышает 4 нм. Штрих-пунктирные линии на рис.2 построены в соответствии с теорией, предложенной Абрикосовым [15, 16]. Кривые получены численным решением уравнения (15) из работы [16] с использованием значений параметров (обозначения см. в [16])  $\eta = 1$  и  $\alpha = 4\pi m_x T_c / \mu_1 m_e = 0.8$  для образца *a* и  $\eta = 0.9$  и  $\alpha = 1.2$  для образца *b* [17].

Представленные на рис.2 зависимости  $B_{c2}(T)$  свидетельствуют о смене характера сверхпроводимости при увеличении содержания калия в соединении  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  от необычной к стандартной БКШ.

Такой же вывод следует и из микроволновых измерений. Эта методика позволяет определить еще одну существенную характеристику качества сверхпроводника (помимо ширины сверхпроводящего перехода) – остаточное поверхностное сопротивление  $R_{\text{res}} = R(0)$ . Как известно, только исследования кристаллов с наименьшими значениями  $R_{\text{res}}$  позволяют выделить особенности низкотемпературных зависимостей поверхностного импеданса  $Z(T)$ , скрытые в несовершенных кристаллах под большим уровнем остаточных потерь [13]. В данной работе из всех исследованных кристаллов этому крите-

рию отбора удовлетворял только образец *d*. Температурные зависимости компонент импеданса этого кристалла показаны на рис.3. При  $T > T_c$  вы-

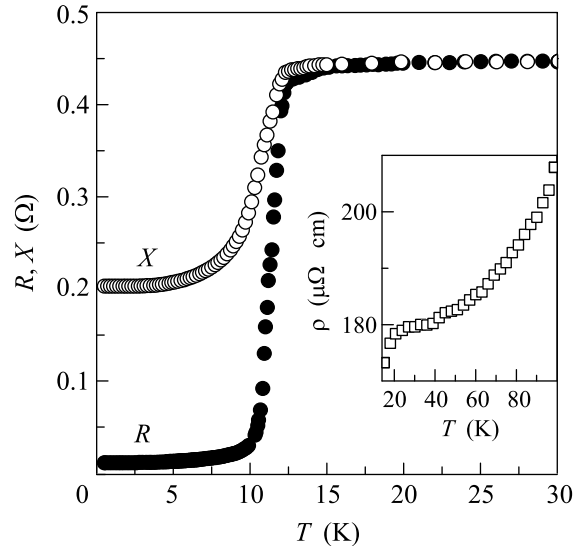


Рис.3. Поверхностное сопротивление  $R(T)$  и реактанс  $X(T)$  в сверхпроводящем и нормальном (фрагмент) состояниях кристалла *d* на частоте 28.2 ГГц. На вставке – зависимость  $\rho(T)$  в интервале  $10 < T \leq 100$  К

полнено условие нормального скин-эффекта  $R(T) = X(T)$ , что позволяет найти температурную зависимость удельного сопротивления кристалла  $\rho(T) = 2R^2(T)/\omega\mu_0$ , изображенную на вставке. Низкотемпературные части кривых  $R(T)$  и  $\lambda(T) = X(T)/\omega\mu_0$  показаны на рис.4. Как и в классических сверхпроводниках, в кристалле *d* при  $T < T_c/4$  сопротивление  $R(T)$  выходит на независящий от  $T$  уровень остаточных потерь  $R_{\text{res}} \approx 11.5$  мОм, а глубина проникновения поля при  $T \rightarrow 0$  достигает значения  $\lambda(0) \approx 900$  нм. Как показано на вставке к рис.4, и та, и другая величина в полном соответствии с теорией БКШ выходят на насыщение экспоненциальным образом:  $\Delta R(T) \propto (1/T) \exp(-\Delta_0/kT)$ ,  $\Delta \lambda(T) \propto (1/\sqrt{T}) \exp(-\Delta_0/kT)$ , где  $\Delta_0$  – сверхпроводящая щель при  $T = 0$ . Значения  $\Delta_0$ , получаемые из этих кривых, согласуются друг с другом:  $\Delta_0 \approx 2.1 k_B T_c$ , что означает, что константа электрон-фононной связи в  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  не мала. Используя известные формулы БКШ, можно определить ряд параметров образца: время релаксации  $\tau \approx 6 \cdot 10^{-13}$  с при  $T = T_c$ , средняя скорость Ферми  $v_F \approx 3 \cdot 10^5$  м/с (что примерно в 3 раза меньше значения, следующего из зонных расчетов [1]), длина пробега носителей  $l \approx 180$  нм. Согласно этим оценкам, кристалл *d* является лондоновским чистым сверхпроводником.

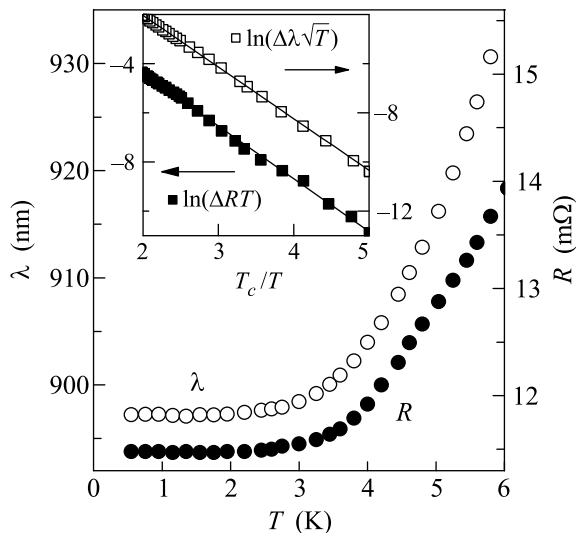


Рис.4. Зависимости  $R(T)$  и  $\lambda(T) = X(T)/\omega\mu_0$  в кристалле  $d$  при низкой температуре. На вставке – логарифм зависимостей  $T\Delta R(T) = T[R(T) - R_{res}]$  (черные квадраты) и  $\sqrt{T}\Delta\lambda(T) = \sqrt{T}[\lambda(T) - \lambda(0)]$  (светлые квадраты) сравнивается с расчетами в модели БКШ (сплошные линии); их наклоны определяют величину щели  $\Delta(0)$

Поверхностный импеданс оптимально допированного кристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  ( $T_c \approx 30$  К) был измерен на частоте 9.4 ГГц в нашей статье [10]. Как и в кристаллах ВТСП с тетрагональной решеткой, мы наблюдали почти линейные температурные зависимости  $\lambda(T)$  и  $R(T)$  при  $T < T_c/2$  [10, 13]; их экстраполяции к  $T \rightarrow 0$  дают значения  $\lambda(0) \approx 300$  нм и  $R_{res} \approx 10$  мОм.

Таким образом, микроволновые измерения подтверждают, что характер сверхпроводимости в образцах с  $T_c = 11$  К и в оптимально допированных существенно различен: первые являются сверхпроводниками типа БКШ, в то время как поведение последних напоминает купратные ВТСП.

Причины обнаруженного в данной работе перехода от высокотемпературной к БКШ сверхпроводимости в соединении  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  следует искать в перестройке его кристаллической и электронной структур.

Согласно гипотезе [11, 12],  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  образуется из оксидов гомологического ряда  $\text{Ba}_n\text{Vi}_m\text{O}_y$  путем интеркаляции калия. Решетка этих оксидов состоит из чередующихся слоев  $\text{ViO}_2$  и  $\text{BaO}$ , образующих сверхъячейку, размер которой зависит от соотношения  $n : m$ . Калий входит в матрицу  $\text{Ba}_n\text{Vi}_m\text{O}_y$  между смежными  $\text{ViO}_2$  слоями (“висмутowymi плоскостями”), образуя соединение  $\text{Ba}_n\text{K}_{m-n}\text{Vi}_m\text{O}_{3m}$ , причем в этих слоях возрастает доля ионов  $\text{Vi}$  со сте-

пенью окисления 5+. В результате величина  $x$  может принимать не произвольные значения, а соответствующие рациональным отношениям  $n : m$  содержания  $\text{Ba}$  и  $\text{Vi}$ . Как показано в [18], анизотропная матрица  $\text{Ba}_n\text{Vi}_m\text{O}_y$  имеет мозаичную структуру на микроскопическом уровне, то есть ее решетка состоит из упорядоченных блоков, смещенных на величину периода квазикубической решетки. По мере уменьшения отношения  $n : m$ , размеры блоков уменьшаются и слоистая структура полностью исчезает при  $n : m = 1 : 2$ . Если перенести эти результаты на  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , то приходим к заключению, что истинно изотропная фаза появляется при  $x = 0.5$  ( $n : m = 1 : 2$ ), а не при  $x = 0.4$  ( $n : m = 3 : 5$ ). Локальная анизотропия решетки  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  наблюдалась методом электронной микроскопии [19], при этом в макроскопических свойствах она не обнаруживается, вероятно, из-за мозаичной структуры и простоты образования двойников, то есть из-за отсутствия дальнего порядка в расположении калия.

Упорядочение калия в слой в сочетании с изменением окисления ионов  $\text{Vi}$  в прилегающих висмутowych плоскостях ведет к модуляции пространственного заряда. При наличии дальнего порядка (при  $n/m \sim 1$ ) это означает формирование волны зарядовой плотности (CDW). Именно механизм CDW ответственен за формирование диэлектрической фазы  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  при  $x < 0.4$ . По мере уменьшения размеров блоков матрицы  $\text{Ba}_n\text{Vi}_m\text{O}_y$  дальний порядок исчезает, но упорядочение заряда сохраняется на микроскопическом масштабе (ближний порядок) до полного разрушения слоистой структуры в матрице. В рамках этих представлений в металлической фазе  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  в диапазоне содержания калия от  $x = 0.4$  до 0.5 должно сохраняться остаточное влияние, то есть следы, CDW. Такие следы CDW действительно наблюдались в экспериментах по комптоновскому рассеянию позитронов [20] и измерению оптической проводимости [21]. Поскольку высокотемпературная сверхпроводимость наблюдается в  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  примерно в этой же области, возможно, эти следы CDW имеют для нее решающее значение.

Связь между влиянием CDW и сверхпроводимостью в  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  можно попытаться проследить в рамках модели Абрикосова [15]: если в электронном спектре имеется протяженная седловая точка (то есть плоский участок изоэнергетической поверхности) и энергия Ферми близка к этой седловой точке, то в рамках этой модели находят объяснение многие свойства ВТСП, включая высокую температуру перехода,  $d$ -волновое спаривание и положительную кривизну  $V_{c2}(T)$ . В  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  соответствующие

условия могли бы сформироваться под воздействием CDW. Как показано в [20], следы CDW проявляются в подавлении плотности электронных состояний вблизи середины диагоналей зоны Бриллюэна (точка  $L$ ), как раз там, где проходит ферми-поверхность при  $x = 0.4$  [1]. Если предположить, что при этом формируется плоский участок спектра, то в рамках модели Абрикосова все наблюдаемые нами явления получают объяснение: (i) линейная температурная зависимость  $\lambda(T)$  и  $R(T)$  следует из  $d$ -волновой симметрии параметра порядка, и (ii) кривые верхнего критического поля образцов  $a$  и  $b$  хорошо укладываются на теоретические зависимости (рис.2).

Модель Абрикосова имеет важное достоинство с точки зрения применения к  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ : как и в модели БКШ, доминирующим механизмом спаривания в ней является электрон-фононное взаимодействие. Следовательно, переход от одной модели к другой происходит естественным образом и может быть проиллюстрирована схемой на рис.5. При ма-

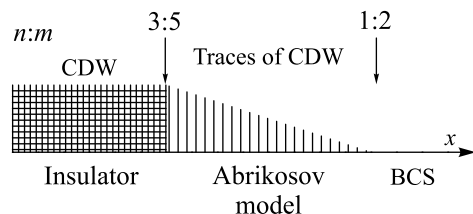


Рис.5. Схема предлагаемой фазовой диаграммы  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ . Указаны отношения  $n : m$  содержания Ва к Вi, соответствующие предполагаемым границам

лых значениях  $x$  в кристаллах поддерживается дальний порядок в расположении ионов висмута  $\text{Bi}^{5+}$ , то есть существует волна зарядовой плотности, которая открывает щель на поверхности Ферми, из-за чего материал становится диэлектриком. При переходе в сверхпроводящую металлическую фазу при  $x = 0.4$  ( $n : m = 3 : 5$ ) дальний порядок исчезает, но, предположительно, сохраняется ближнее упорядочение ионов висмута с разной степенью ионизации. Оно проявляется в различных “следах” волны зарядовой плотности, одним из которых может быть плоская часть спектра, образуемая за счет подавления плотности состояний в точках  $L$  зоны Бриллюэна. Наличие такой плоской части спектра в модели, предложенной Абрикосовым, ведет к высокой температуре сверхпроводящего перехода,  $d$ -волновой симметрии параметра порядка (а следовательно, к линейным температурным зависимостям  $\lambda(T)$  и  $R(T)$ ) и положительной кривизне  $B_{c2}(T)$ . При дальнейшем увеличении  $x$  одновременно постепенно разрушает-

ся ближний порядок, а поверхность Ферми, сжимаясь, отходит от точки вырождения в зоне Бриллюэна. Из-за одного или обоих этих факторов механизм Абрикосова перестает работать, но электрон-фононное взаимодействие обеспечивает сохранение сверхпроводимости, описываемой теперь моделью БКШ. Если причиной последнего перехода является исчезновение ближнего порядка (следов волны зарядовой плотности), то, вероятно, это происходит при  $n : m = 1 : 2$  ( $x = 0.5$ ).

Таким образом, соединение  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  представляет собой уникальный объект, демонстрирующий в металлической фазе ( $x > 0.4$ ) переход от высокотемпературной к БКШ сверхпроводимости при увеличении содержания калия  $x$ . Мы отчетливо наблюдали этот переход по измерениям температурных зависимостей верхнего критического поля  $B_{c2}(T)$  и поверхностного импеданса  $Z(T)$  серии кристаллов  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ . Смена типа сверхпроводимости может быть обусловлена особенностями в электронной структуре  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , связанными с остаточным влиянием волны зарядовой плотности, и включением механизма высокотемпературной сверхпроводимости, рассмотренной Абрикосовым [15].

Авторы благодарны В.Ф. Гантмахеру, А.А. Голубову и В.И. Николайчику за интерес к работе и полезные обсуждения.

Исследования ведутся при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 04-02-17358, # 06-02-17098) и научных программ РАН. Г.Э.Ц. благодарен программе Президента Российской Федерации по государственной поддержке молодых ученых (грант МК-4074.2005.2).

1. S. Sahrakorpi, B. Barbiellini, R. S. Markiewicz et al., Phys. Rev. B **61**, 7388 (2000).
2. S. Pei, J. D. Jorgensen, B. Dabrowski et al., Phys. Rev. B **491**, 4126 (1990).
3. M. Affronte, J. Marcus, C. Escribe-Filippine et al., Phys. Rev. B **49**, 3502 (1994).
4. V. F. Gantmakher, L. A. Klinkova, N. V. Barkovskii et al., Phys. Rev. B **54**, 6133 (1996).
5. Г.Э. Цыдынжапов, Диссертация на соискание степени кандидата физ-мат наук, Институт физики твердого тела РАН, 1999.
6. A. P. Mackenzie, S. R. Julian, G. G. Lonzarich et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1238 (1993).
7. M. S. Osofsky, R. J. Soulen, Jr., S. A. Wolf et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2315 (1993).
8. P. Szabo, P. Samuely, T. Klein et al., Europhys. Lett. **41**, 207 (1998).

9. S. Blanchard, T. Klein, J. Marcus et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 177201 (2002).
10. М. Р. Трунин, А. А. Жуков, Г. Э. Цыдынжапов и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 783 (1996).
11. Л. А. Клинова, Сверхпроводимость: физика, химия, техника **7**, 418 (1994).
12. Л. А. Клинова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский и др., ЖНХ **46**, 715 (2001).
13. М. Р. Трунин, УФН **168**, 931 (1998); УФН **175**, 1017 (2005).
14. А. Ф. Шевчун, М. Р. Трунин, принята к публикации в ПТЭ (2006).
15. А. А. Abrikosov, Intern. J. of Modern Phys. **13**, 3405 (1999).
16. А. А. Abrikosov, Phys. Rev. B **56**, 5112 (1997).
17. Мы полагаем, что в силу особенностей модели это уравнение можно применить для качественного сравнения и в случае  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ , несмотря на то, что в работе [16] рассматривался сильно анизотропный материал.
18. V. I. Nikolaichik, S. Amelinckx, L. A. Klinkova et al., J. Solid State Chem. **163**, 44 (2002).
19. L. A. Klinkova, M. Uchida, Y. Matsui et al., Phys. Rev. B **67**, R140501 (2003).
20. N. Hiraoka, T. Buslaps, V. Nomkimaki et al., Phys. Rev. B **71**, 205106 (2005).
21. S. H. Blanton, R. T. Collins, K. H. Kelleher et al., Phys. Rev. B **47**, 996 (1993).