

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ПОЛЯ КРИСТАЛЛА $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ **В.Н.Заварицкий¹⁾**

Институт физических проблем им. Капицы РАН, 117334 Москва, Россия

H.H.Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Bristol BS8 1TL, UK

Поступила в редакцию 15 декабря 1999г.

Полевые зависимости поперечного сопротивления монокристалла слоистого сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BSCCO) с $T_{c0} \geq 92$ К изучены в перпендикулярной ($H \perp (ab)$) ориентации импульсного магнитного поля вплоть до 50 Тл в широком диапазоне температур, 4.2 – 300 К. Определены температурные зависимости характеристических полей: “линии необратимости” и поля формирования сверхпроводящего зародыша. Проведено сравнение последнего с теоретическими зависимостями.

PACS: 74.25.Fy, 74.60.Ge, 74.72.Hs

Высокая критическая температура в сочетании с малой корреляционной длиной приводят к существенным отличиям $H - T$ -диаграммы купратных ВТСП по сравнению с традиционными сверхпроводниками. В частности, она характеризуется новой линией, так называемой “линией необратимости”, $H_{irr}(T)$ (далеко отстоящей от верхнего критического поля), отделяющей область существования вихревой решетки и незатухающего сверхтока от широкой области полей и температур, где реализуется состояние вихревой жидкости с омическим откликом [1]; имеются указания на то, что в совершенных кристаллах ВТСП плавление решетки осуществляется фазовым переходом первого рода, например, [2]. В отличие от $H_{irr}(T)$, и величина, и характер температурной зависимости верхнего критического поля в ВТСП являются предметом дискуссии, в частности, распространено мнение, что это поле не проявляется экспериментально из-за флуктуационных эффектов [3]; большинство оценок величины $H_{c2}(0)$ получено в рамках теории БКШ посредством экстраполяции [4] к $T \rightarrow 0$ результатов флуктуационного анализа магнетосопротивления и намагниченности вблизи критической температуры [5–7]. В то же время, зависимость $H_{c2}(T)$, определенная экспериментально из магнетосопротивления кристалла $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_0\text{Cu}_1\text{O}_y$, демонстрировала отрицательную кривизну в рекордно широком диапазоне температур, $10^{-3} \leq T/T_c \leq 1$ [8], в противоречии с предсказаниями как теории БКШ, так и модели сильной связи. Впоследствии аномальный характер зависимостей $H_{c2}(T)$ был получен для перелегированных представителей других семейств ВТСП купратов [9], а также для ряда органических сверхпроводников [10]. Эти результаты, в свою очередь, подверглись критике, в частности, из-за использованного способа подавления критической температуры, оставлявшего возможность сосуществования фаз, различающихся величиной T_c : подобная неоднородность может привести к сходным зависимостям и в рамках БКШ, как было показано теоретически для идеализированной модели [11]. Этот аргумент априори не годился для интерпретации результатов, полученных на оптимально-легированных кристаллах [12], однако обилие предположений и сложность использованной в [12] многоступен-

¹⁾ e-mail: vlad@kapitza.ras.ru

чатой эмпирической экстраполяционной процедуры требовали более прямой проверки. Такая попытка предпринята в настоящей работе; здесь, на основании анализа характера трансформации магнетосопротивления кристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BSCCO) при изменении температуры от 300 К до критической, определен характер магнетосопротивления системы в нормальном состоянии, на основании этого выделен вклад сверхпроводящего состояния в магнетосопротивление при $T < T_{c0}$ и определены температурные зависимости характеристических полей, идентифицированных с полем формирования сверхпроводящего зародыша и линией необратимости.

Исследовались кристаллы номинального состава BSCCO с $T_{c0} > 90$ К, “оптимальный” уровень легирования достигался частичным замещением примесью иттрия позиций кальция в решетке [13]; методы контроля макроскопической однородности состава и отсутствия блоков, а также способы приготовления низкоомных контактов и фиксации кристалла, использованные в работе, описаны ранее [14]. Для уменьшения перегревных эффектов, обязанных наведенным импульсом поля индукционным токам, использованы образцы малого размера; допустимые величины определялись экспериментально на серии образцов разной площади; при этом проводился сравнительный анализ результатов измерения полевых зависимостей сопротивления, полученных при низкой температуре в импульсах магнитного поля разной амплитуды. Установлено, что при уменьшении поперечного сечения кристалла от $\approx 10^4$ мкм² до $\approx 10^3$ мкм², перегрев образца импульсом 55 Тл уменьшается за пределы обнаружительной способности эксперимента в области температур $T \geq 10 - 15$ К. Представленные результаты получены на серии кристаллов с характерными размерами в базисной плоскости не превышающими 30×30 мкм. Измерения проводились с помощью моста переменного тока на частоте ≈ 77.7 кГц; индукционный вклад в полезный сигнал устранялся в два этапа: на первом, в ходе измерения, паразитная э.д.с., наводимая импульсом поля, частично компенсировалась сигналом с пробной катушки, помещенной вблизи образца; окончательное разделение вкладов и собственно полезный сигнал определялись в процессе численного фазочувствительного детектирования.

Измерения проводились в стеклянном криостате, хвостовик которого помещался в центре резистивной катушки, при разряде конденсаторов через которую создавалось импульсное поле. Образец монтировался на торце пластиковой криогенной вставки, помещенной в хвостовик дьюара так, что он оказывался в центре соленоида с точностью не хуже 0.5 мм; в качестве датчика положения использовался сигнал с пробной катушки. Плотная посадка вставки в хвостовик дьюара обеспечивалась хлопчатобумажной обмоткой, которая служила для уменьшения амплитуды вибраций и в качестве теплового сопротивления, позволяя проводить измерения в диапазоне температур от 1.4 до 350 К. Электрическая проводка была выполнена манганиновыми проводами; для стабилизации и контроля температуры использовались калиброванные в том же приборе пара термометров сопротивления с положительным и отрицательным температурным коэффициентом, что обеспечивало возможность стабилизации температуры на уровне не хуже 10^{-4} во всем использованном диапазоне. Дополнительные детали эксперимента и численных методов, использованных для фазочувствительного детектирования полезного сигнала приведены в [14].

Целью настоящей работы являлось определение верхнего критического поля в предположении, что формирование сверхпроводящих зародышей приведет к отклоне-

ниям магнетосопротивления от вида, типичного для нормального состояния. Учитывая предположительно аномально большую ширину области сверхпроводящих флуктуаций, характеристики нормального состояния изучались в расширенной области температур так, что для каждого кристалла измерялись полевые зависимости поперечного сопротивления для набора температур, начиная с 300–350 К; магнитное поле было ориентировано перпендикулярно базисной плоскости кристалла и параллельно измерительному току с оцененной точностью $\approx 5^\circ$. В согласии с [14] установлено, что это продольное магнетосопротивление кристалла является отрицательным и, в первом приближении, допускает аппроксимацию линейной зависимостью. Установлена четность эффекта по отношению к смене направления внешнего поля на противоположное; разброс экспериментальных точек допускал аппроксимацию асимптотического поведения магнетосопротивления при $H \rightarrow 0$ как линейной, так и квадратичной зависимостями. По мере понижения температуры наблюдался опережающий рост магнетосопротивления по сравнению с величиной поперечного сопротивления кристалла в нулевом поле, $R_N(0)$. Нормированный наклон, $S = -R_N^{-1}(0)\partial R/\partial H$, демонстрировал приблизительно 500-кратный рост при понижении температуры от 200 до 87 К, который удовлетворительно описывается соотношением $S \propto \exp(T_0/T)$ с $T_0 \simeq 900 \pm 30$ К.

Следует подчеркнуть, что при качественном сходстве характера температурных зависимостей наблюдались заметные отличия в абсолютных величинах для разных кристаллов; так, обнаружен почти пятикратный разброс характерных величин нормированного наклона, S , при приблизительно трехкратном различии в величине оцененного роста сопротивления в нулевом поле, $\Delta R_N(0)/R_N(0, 300 \text{ К})$, при понижении температуры от 300 до 50 К. Предположительно эти различия отражают индивидуальные особенности микроструктуры образцов; учитывая, что все исследованные кристаллы имели очень близкие значения $T_{c0} \approx 92 - 93 \text{ К}$, этот факт является дополнительным свидетельством в пользу адекватности приписывания квазилинейного отрицательного магнетосопротивления свойствам нормального состояния.

По мере приближения к критической температуре сверху характер асимптотического поведения продольного магнетосопротивления в сильных полях сохранялся, но в слабых полях наблюдались отклонения от простой линейной зависимости; эти отклонения усиливались при понижении температуры, а при $T - T_{c0} \leq 2 - 2.5 \text{ К}$ появлялась область полей, в которой начальный участок зависимости имел положительный наклон, а на зависимости $R(H)$ появлялся максимум R^* . При дальнейшем понижении температуры ниже T_{c0} наблюдалось расширение области положительного магнетосопротивления и появление области полей, где резистивный отклик отсутствовал; типичная зависимость $R(H)$ для этой области температур представлена на врезке к рис.1.

В согласии с [14], при обработке результатов врезки к рис.1 участок зависимости с отрицательным наклоном отождествлялся с: (i) продольным магнетосопротивлением кристалла, $R_N(H, T)$, в условиях полного подавления сверхпроводимости полем, а величина $R_N(0)$ определялась линейной экстраполяцией зависимости к $H = 0$. Кривая с положительным магнетосопротивлением идентифицировалась со смешанным состоянием; (ii) режиму крипа потока соответствовала область формирования резистивного отклика с $R \propto H^{\gamma(T)}$ [14], данные из этой области использовались при оценке поля необратимости, $H_{irr}(T)$; (iii) выполаживание степенной зависимости,

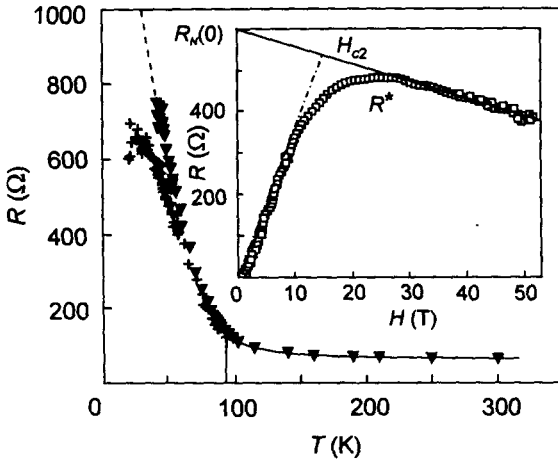


Рис.1. $R_N(0, T)$ в нормальном состоянии кристалла и в условиях подавления сверхпроводимости внешним полем; сплошная линия – измерения на постоянном токе в нулевом поле, треугольники – $R_N(0)$, крестики – R^* . На врезке: Типичная полевая зависимость поперечного сопротивления кристалла BSCCO при $T \approx 50 \text{ K} < T_{c0}$ и использованные определения для $R_N(0)$, R^* и H_{c2} ; показаны аппроксимации: сплошная линия – магнетосопротивление в нормальном состоянии кристалла, штрих-пунктир – в области течения потока.

проявляющееся при дальнейшем росте поля при $R/R_N(0) \geq 0.05 - 0.1$, отождествлялось с переходом к режиму вязкого течения потока; экспериментальные кривые здесь допускали как линейную, $R \propto H$, так и логарифмическую аппроксимации, $R \propto \log(H)$ (последняя была предложена ранее [12] для описания $R(H)$), реконструированной по $R(T)$ -зависимостям поперечного сопротивления BSCCO, измеренным при $H \leq 15 \text{ Тл}$. Как показано на врезке к рис.1, величина характеристического поля, H_{c2}^* , оценивалась по точке пересечения экстраполяций линейных аппроксимаций из областей (i) и (iii); степень адекватности этого способа, очевидно, мало отличается от традиционного, где в качестве “резистивного” H_{c2} принимается величина, соответствующая определенному уменьшению сопротивления относительно его значения в нормальном состоянии.

Типичные результаты такого определения H_{c2} представлены квадратами на рис.2 совместно с температурной зависимостью поля необратимости, определенного на фиксированном уровне $R(H)/R_N(0) = 10^{-2}$ для того же кристалла. Хотя последнее, очевидно, дает грубую оценку сверху истинного H_{irr} , однако оно правильно отражает характер зависимости: в первом приближении экспериментально установлена неизменность характера $H_{irr}(T)$ при условии, что резистивный критерий выбран в области степенной зависимости сопротивления от поля, то есть при $R/R_N \leq 0.1$. С учетом этого, количественные и качественные различия зависимостей рис.2 указывают на неправомочность отождествления “резистивного” $H_{c2}(T)$ с характеристиками вихревого ансамбля и однозначно свидетельствуют о неприменимости к случаю BSCCO выводов [3], отождествивших резистивное H_{c2} с линией необратимости. Более того, ниже будет показано, что необычный характер зависимости “резистивного” $H_{c2}(T)$ сохраняется вне зависимости от способа обработки экспериментальных данных в рамках предположений (i) и (iii).

Установлено, что влияние температуры на форму зависимости $R(H)$ кристалла BSCCO также носит необычный характер. Это иллюстрирует рис.3, где результаты измерений при разных температурах представлены в нормированном виде, $R(H)/R_N(H)$, тем самым устраняя температурные зависимости характеристик в нормальном состоянии. Как видно из рисунка, характер влияния магнитного поля на сопротивление ВТСП заметно отличается от типичного для низкотемпературных

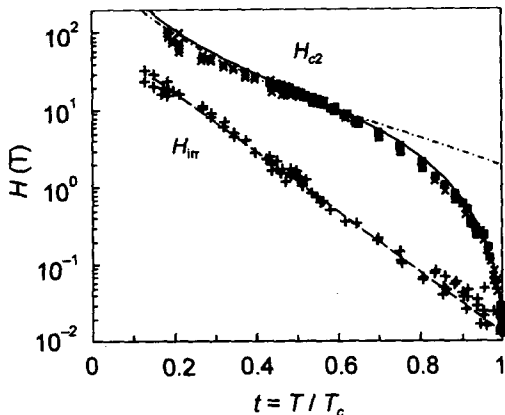


Рис.2. Характеристические поля кристалла BSCCO; крестики - $H_{irr}(T)$, квадраты - результаты определения H_{c2} способом рис.1, косые крестики - данные, полученные из соотношения (1). Сплошная линия - подгонка однопараметрической зависимостью [15], пунктир - "псевдо- H_{c2} " [11]

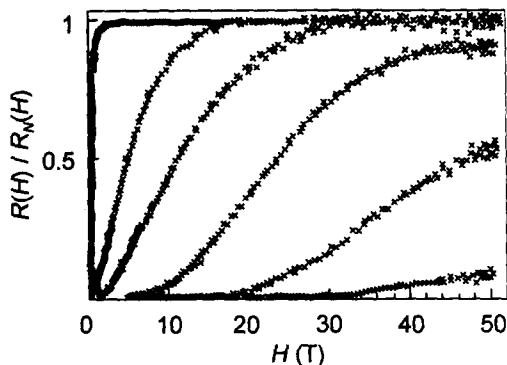


Рис.3. Типичный характер изменения с температурой полевой зависимости межслойного сопротивления BSCCO в смешанном состоянии. Представлены нормированные экспериментальные зависимости $R(H)/R_N(H)$, измеренные при $T \approx 16, 20, 30, 45, 57.5, \text{ и } 88.7 \text{ K}$

сверхпроводников так, что вместо почти параллельного сдвига кривых при понижении температуры наблюдается уменьшение их наклона, в то время как начальная точка практически не смещается.

Эти аномалии оказываются взаимосвязанными в предположении, что линейное положительное магнетосопротивление в режиме течения потока подчиняется соотношению Бардина-Стефена,

$$R_{FF} \propto R_N H / H_{c2}. \quad (1)$$

При этом необычный характер изменения с температурой зависимостей рис.3 оказывается следствием аномальности зависимости $H_{c2}(T)$, однако применимость формулы (1), на первый взгляд, кажется не очевидной, поскольку описанные измерения проведены в формально бессиловой геометрии, $H \parallel I \parallel c$. Это противоречие удаётся разрешить, учитывая слоистость структуры BSCCO, вследствие которой вихрь состоит из системы абрикосовских вихрей в сверхпроводящих слоях, соединённых безкорковыми "джозефсоновскими" сегментами. Поскольку позиционная корреляция вихрей в соседних плоскостях легко нарушается, например, из-за тепловых флуктуаций [1], это приводит к появлению подверженной силе Лоренца перпендикулярной полю компоненты джозефсоновской "струны". За отсутствием теоретических расчетов для условий опыта это даёт некоторые основания для использования формулы (1), хотя очевидно, что резистивный отклик в геометрии эксперимента существенно зависит от характера взаимодействия "струны" и коровой компоненты вихря. Тем не менее, как будет показано далее, результаты анализа экспериментов свидетельствуют в пользу применимости соотношения (1).

Косыми крестиками на рис.2 показаны результаты определения H_{c2} для того же кристалла с помощью соотношения (1); в качестве R_N использовались показанные на рис.1 значения $R_N(0)$ и R^* ; последние были перемасштабированы до численного совпадения с $R_N(0)$ в рамках самоочевидного предположения, что ослабление зависимости $R^*(T)$ при понижении температуры обусловлено совокупным действи-

ем $S(T)$ и $\partial R_{FF}/\partial H = f(T)$. Как видно из рис.2, результаты, полученные этими способами, очень хорошо согласуются друг с другом. Третий метод оценки H_{c2} , использованный в работе, основан на аппроксимации $R(H) \propto \log(H)$, также удовлетворительно подгоняющей результаты измерений в режиме течения потока при $(0.2 - 0.3) \geq R/R_N \geq (0.7 - 0.8)$. Аналогично построению врезки к рис.1, величина H_{c2} при этом определялась экстраполяцией логарифмической аппроксимации к (i) $R(H)/R_N(H) = 1$, и (ii) $R(H)/R_N(0) = 1$; во втором случае, в качестве $R_N(0)$ при низких температурах использовалась экстраполяция простейшей эмпирической аппроксимации данных, $R_N(0) \propto \exp(-T/T_0)$. Очевидно, что полученная таким способом оценка H_{c2} количественно отличается от приведенных выше. Тем не менее обнаружено, что эти отличия благополучно устраняются простым перемасштабированием (с температурно независимым коэффициентом, близким к 2), результат которого с точностью до разброса точек совпадает с зависимостью $H_{c2}(T)$, представленной на рис.2.

Качественное согласие между результатами, полученными столь разными методами, по-видимому, свидетельствует в пользу единого физического механизма, ответственного за характер изменения магнетосопротивления в режиме течения потока. Функционально различные аппроксимации экспериментальных данных в этом режиме, вероятно, отражают полевую зависимость пиннинга джозефсоновской компоненты вихря на абрикосовской, однако эту интерпретацию нельзя считать окончательной в отсутствие теоретического расчета для этого случая. Хотя экспериментальных данных недостаточно для однозначного отождествления определенного в работе характеристического поля со вторым критическим полем, (i) качественное согласие между характерами температурных зависимостей $H_{c2}(T)$, определенных различными методами вкуче с (ii) количественным согласием результатов, полученных одним и тем же методом на разных кристаллах с близкими T_c , но (iii) существенно различающихся по характеристикам нормального состояния – свидетельствует в поддержку утверждения, что в работе определены характеристики конденсата, а не индивидуальные особенности образцов.

Как очевидно из рис.2, полученная зависимость $H_{c2}(T)$ имеет отрицательную кривизну во всем диапазоне температур вдали от T_c , в противоречии с предсказаниями теории БКШ, однако в первом приближении она подобна кривым, ранее полученным для других купратных сверхпроводников [8 – 10, 12]. Ограниченность доступного диапазона полей не позволяла проследить зависимость при низких температурах, однако экстраполяция низкотемпературной асимптотики $H_{c2} = H_{c2}(0) \exp(-T/T^*)$, $T^* = 18 \pm 2$ К, дает грубую оценку $H_{c2}(0) \approx 220 \pm 30$ Тл (близкую к оценке парамагнитного предела в модели БКШ) и корреляционную длину, $\xi_{ab}(0) \approx 12$ Å, которая оказывается порядка характерного расстояния между носителями [10]. Любопытно, что эти оценки попадают в коридор цитируемых значений для данной системы, $H_{c2}(0) \approx 22 - 400$ Тл, $\xi_{ab}(0) \approx 9 - 38$ Å [5 – 7].

На рис.2 также показаны результаты аппроксимации полученных результатов некоторыми из апробированных модельных зависимостей. Так, штрих-пунктиром показана подгонка соотношением для “псевдо- H_{c2} ” $\propto T^{-1} \exp(-T/T_0)$, полученным в рамках модельного рассмотрения проводимости сверхпроводящей матрицы, содержащей систему мелких включений с более высокой T_c , предложенной в [11] для описания результатов [8]. Как видно из рисунка, согласие теории [11] с эксперименталь-

ными результатами оставляет желать лучшего, особенно при высоких температурах; кроме того, экспериментальные зависимости $R(T, H)$ для изученных кристаллов не имели различных особенностей выше T_c , как можно было бы ожидать в случае применимости модели [11]. Существенно лучшее согласие теории с экспериментом получено при аппроксимации экспериментальных данных однопараметрической зависимостью, $H_{c2} \sim (t^{-1} - t^{1/2})^{3/2}$, предсказанной в рамках биполярной модели [15] (сплошная линия на рис.2); учитывая, что в данном случае вариация параметра сводится к тривиальному перемасштабированию амплитуды поля, полученное согласие может трактоваться в пользу применимости модели [15].

Таким образом, в настоящей работе исследован характер влияния сильного магнитного поля на межслойное сопротивление кристалла BSCCO в широкой области температур и предложена самосогласованная эмпирическая процедура оценки характеристических полей, отождествленных с $H_{irr}(T)$ и с $H_{c2}(T)$. В пользу последнего свидетельствует качественное сходство характера зависимостей, определенных различными способами, и совпадение (с точностью до разброса экспериментальных точек) зависимостей $H_{c2}(T)$, определенных идентичным способом для кристаллов с близкими T_c , но с непренебрежимыми отличиями в характеристиках нормального состояния. Установлено, что экспериментальная кривая удовлетворительно описывается однопараметрической зависимостью, предсказанной в бозонном пределе [15] для второго критического поля.

Настоящая работа выполнена в рамках проектов, поддержанных Leverhulme Trust, (F/182/AT), Российским фондом фундаментальных исследований (#98-02-17485) и Советом по сверхпроводимости (#96115). Автор особенно признателен М. Спрингфорду, А.С. Александрову и Д.Гешкенбейну за полезные обсуждения, а персоналу лабораторий низких температур – за гостеприимство, моральную поддержку и техническую помощь.

-
1. G.Blatter, M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
 2. M.Charalambous, J.Chaussy, P.Lejay, and V.Vinokur, Phys. Rev. Lett. **71**, 436 (1993).
 3. J.R.Cooper, J.W.Loram, and J.M.Wade, Phys. Rev. **B51**, 6179 (1995).
 4. N.R.Werthamer, E.Helfand, and P.C.Hohenberg, Phys. Rev. **147**, 295 (1966).
 5. Quiang Li, K.Shibutani, M.Suenaga et al., Phys. Rev. **B48**, 9877 (1993).
 6. R.Jin, A.Shilling, and H.R.Ott, Phys. Rev. **B49**, 9218 (1994).
 7. A.Pomar, M.V.Ramallo, J.Mosqueira et al., Phys. Rev. **B54**, 7460 (1996).
 8. A.P.Mackenzie, S.R.Julian, G.G.Lonzarich et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1238 (1993).
 9. M.S.Osofsky, R.J.Soulen, S.A.Wolf et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2375 (1993);
D.J.C.Walker, O.Labrode, A.P.Mackenzie et al., Phys. Rev. **B51**, 9375 (1995).
 10. B.Brandow, Phys. Rep. **296**, 1 (1998).
 11. V.B.Geshkenbein, L.B.Ioffe, and A.J.Millis, Phys. Rev. Lett. **80**, 5778 (1998).
 12. A.S.Alexandrov, V.N.Zavaritsky, W.Y.Liang, and P.L.Nevsky, Phys. Rev. Lett. **76**, 983 (1996).
 13. Н.В.Заварицкий, В.Н.Заварицкий, А.П.Макензи и др., Письма в ЖЭТФ **60**, 188 (1994).
 14. В.Н.Заварицкий, М.Спрингфорд, Письма в ЖЭТФ **68**, 420 (1998);
V.N.Zavaritsky, M.Springford, and A.S.Alexandrov, submitted to PRL (1999).
 15. A.S.Alexandrov, Phys. Rev. **B48**, 10571 (1993).