МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ФИЗИКО ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НАУЧНО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ) ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА РАН

Исследование органических сверхпроводников к-(BETS)₂Mn_{1-x}Co_x(N(CN)₂)₃, испытывающих переход

металл-диэлектрик

Выпускная квалификационная

работа на степень магистра

студента 722 группы Буланчука П.О.

Научный руководитель: д. ф.-м. н. Зверев В. Н.

Работа выполнена на кафедре физики твердого тела МФТИ Черноголовка 2013

Содержание

Введение	3
Методика	5
Крепление образца	5
Камера высокого давления	6
Вставка	7
Электрические схемы измерений	8
Результаты и обсуждение	8
Выводы	15
Список литературы	16
Приложение 1	18
Приложение 2	19

Введение

В последнее время очень активно проводятся работы по синтезу и исследованию мультифункциональных молекулярных соединений, которые объединяют в себе проводящие и магнитные свойства. Исследования в этом направлении сейчас сфокусированы на семействе низкоразмерных проводников на основе катион-радикальных солей органических доноров π -электронов с парамагнитными анионными комплексами [1]. В этих материалах проводимость связана с электронами в органических слоях, в то время как магнитные свойства обычно определяются локализованными ионами переходных металлов в изолирующих слоях. Например, соли бисэтилендитиотетратиафульвалена (BEDT-TTF) и их производные бисэтилендитиотетраселенфульвален (BETS) продемонстрировали сосуществование сверхпроводящих и парамагнитных [2], или даже антиферромагнитных [3,4] свойств. Более того, было обнаружено, что взаимодействие локализованных спинов в изолирующих слоях со спинами в проводящих слоях может приводить к такому необычному явлению, как индуцируемая магнитным полем сверхпроводимость, которая наблюдалась на к-(BETS)₂FeCl₄ [5] и к-(BETS)₂FeBr₄ [6].

Достаточно недавно были проведены транспортные и магнитные измерения органической соли с переносом заряда к-(BETS)₂Mn[N(CN)₂]₃ (сокращенно BETS-Mn) [7-11], которая относится к квазидвумерным проводникам. Она состоит из изолирующих полимерных анионных слоев Mn[N(CN)₂]₃, которые перемежаются с проводящими слоями катион-радикалов BETS (рис. 1). При атмосферном давлении эти кристаллы испытывают переход металл-диэлектрик при T=27 K (рис. 2). При повышении давления P, температура перехода понижается, а при P > 0.5 кбар образец становится сверх-проводящим с T_c =5.8 K. Фазовая диаграмма изображена на рис. 3. При температуре 102 K в образцах наблюдается возникновение несоразмерной сверхструктуры с волновым вектором **q**= 0.42 **b***. Это отражается в возникновении дополнительных рефлексов в рентгеноструктурном анализе, в виде излома на зависимости поперечного сопротивления $R_{\perp}(T)$ от температуры (рис. 2), и возникновением осцилляций Шубникова-де-Гааза (ШдГ) в поле H > 7T [8]. Осцилляции обусловлены образованием «карманов» на ферми-поверхности.



Рис. 1. Структура кристаллов BETS-Mn.[7] а) Вид кристаллической структуры сбоку (вектор \vec{a} перпендикулярен слоям. b) Структура молекулы BETS. c) Вид анионного слоя сверху d) Вид донорного слоя молекул BETS сверху.

Обнаружено [9,11], что подсистема локализованных 3d электронов Mn^{2+} не образует дальнего магнитного порядка вплоть до температуры 2 K, хотя ниже температуры перехода металл-диэлектрик наблюдается некоторое отклонение от парамагнитного закона. В противоположность этому, спиновая система электронов проводимости (π - электронов) при их локализации на переходе металл-диэлектрик образует дальний магнитный порядок антиферромагнитного типа. Таким образом, установлено, что переход металл-диэлектрик является следствием взаимодействий между π -электронами Mn^{2+} и π -d взаимодействия.

Совсем недавно удалось синтезировать кристаллы (BETS)₂Mn_{1-x}Co_x[N(CN)₂]₃ (сокращенно BETS-MnCo) с x=0.13, которые изоструктурны с BETS-Mn, но часть ионов Mn²⁺ заменена на Co²⁺. Ионы кобальта немного меньше по сравнению с ионами марганца, а также имеют другой эффективный магнитный момент (1/2 либо 3/2 по сравнению с 5/2 у BETS-Mn). Представляет интерес исследовать влияние этих двух факторов на физические свойства.





Рис 2. [8] Завсимость поперечного сопротивления BETS-Mn от температуры. На вставках b) и c) признаки структурного перехода: гистерезис и излом кривой при T=102 K.

Рис.3. [8] Фазовая диаграмма BETS-Mn. При давлении 0,3 – 0,5 kbar сверхпроводящая и изолирующая фазы сосуществуют.

Параметры решетки BETS-MnCo, полученные из рентгеноструктурных исследований при 123 K, близки к BETS-Mn [8]: a=19.4307(5) Å, b=8.3884(2) Å, c=11.9289(3) Å, α=γ=90°, β=92.416(1)°.

Целью данной работы было исследование резистивных свойств кристаллов BETS-MnCo в зависимости от температуры, магнитного поля и внешнего давления, и сравнение их с BETS-Mn. Нами были измерены зависимости сопротивления R(T) при различных давлениях, и на основе полученных данных построена фазовая T-P диаграмма перехода металл-сверхпроводник. Также в работе были проведены измерения R(T) в магнитном поле вдоль и поперек слоев, и по полученным данным были построены зависимости верхнего критического поля сверхпроводящего перехода от температуры.

Методика

Крепление образца

Образцы представляют собой тонкие пластинки толщиной 10÷50 мкм с характерным размером в плоскости 0.4÷1.0 мм, причем плоскость пластинки совпадает с плоскостью слоев. К образцам, с помощью проводящей угольной пасты, одним концом приклеивались платиновые проволочки (диаметр 20 мкм) (рис. 4). Они одновре-

5

менно выполняли роль токоподводов и держателей образца. Другим концом эти проволочки припаивались к медным подводящим проводам в камере высокого давления.



Рис 4. Схема крепления образца. Ток пропускался через контакты 4-3, а напряжение снималось с контактов 2-1.

Камера высокого давления

Камера высокого давления представляет собой цилиндрический корпус из бериллиевой высокопрочной бронзы с цилиндрическим отверстием внутри для помещения туда образца (см. рис. 5). Образец помещается в тефлоновый стаканчик со специальной жидкостью (ГКЖ), которая выполняла роль среды, передающей давление. Особенность этой жидкости состоит в том, что она замерзает при низкой температуре (120 К), и при охлаждении до точки замерзания ее вязкость настолько возрастает, что в точке перехода образец не испытывает резкого скачка давления, при этом давление оказывается практически однородным (квазигидростатическим). Сжатие осуществлялось гидравлическим прессом. Давление при построении фазовых диаграмм измерялось по сопротивлению манганинового датчика при 15 К. На камеру наматывался нагреватель. Термометр (сопротивление ТВО) закреплялся внутри верхней гайки на рис. 5. Следует отметить, что давление в камере при уменьшении температуры существенно падало. При создании начального давления в камере 3.7 кбар (при комнатной температуре), при понижении температуры до 30 К оно падало до 1.1 кбар и оставалось практически постоянным при дальнейшем понижении температуры.



Рис 5. Схема камеры высокого давления

Вставка

После сжатия камера помещалась в разные вставки для измерений в магнитном поле и низкой температуре.

Нашим достижением в этой области является конструирование вставки с поворотным механизмом, который позволял вращать камеру высокого давления относительно магнитного поля на угол ~10° с точностью 0.1°. Такая вставка была необходима нам для того, чтобы ориентировать образец параллельно магнитному полю. Дело в том, что критическая температура сверхпроводящего перехода в магнитном поле BETS-MnCo существенно падает при отклонении на угол, более чем на 0.2° от параллельной ориентации. Мы выбирали угол поворота камеры таким образом, что при магнитном поле 1 T, и температуре 4 К (что приблизительно соответствует середине сверхпроводящего перехода), сопротивление образца было минимальным (а значит, критическая температура – максимальной).

Таким образом, имеющиеся вставки позволяли:

- 1) Изменять температуру в диапазоне 0.4-300 К.
- Производить измерения сопротивления образца в магнитном поле в диапазоне до 17 Т.
- Вращать камеру высокого давления относительно магнитного поля на угол ~10° с точностью 0.1°.

Электрические схемы измерений

Все измерения проводились по четырехточечной схеме с использованием синхронного детектора. Схема измерений приведена на рис. 6.



рис. 6. Электрическая схема измерений

С выхода генератора через большое сопротивление ($R=10^6$ Ом) через два контакта пропускался ток низкой частоты (~170 Гц) перпендикулярно слоям, а с двух других контактов снималось напряжение (Рис. 6). Большая, по сравнению с сопротивлением контактов и образца, величина нагрузочного сопротивления обеспечивала постоянство тока во всем интервале температур. Напряжение генератора всегда составляло 1 В, т.е. через образец шел фиксированный ток 1 mkA, который не приводил к перегреву электронной подсистемы даже при самых низких температурах. Температура измерялась с помощью угольного сопротивления TBO, подсоединенного к мультиметру HP-34401A. Данные с мультиметра и синхронного детектора с помощью GPIBинтерфейса передавались на компьютер, где они обрабатывались программой в пакете LabView.

Результаты и обсуждение

Для того чтобы иметь представление о разбросе параметров образцов, были проведены измерения зависимостей поперечного сопротивления R(T) для различных образцов BETS-MnCo, полученных в процессе одного синтеза. Все образцы имели характерную немонотонную температурную зависимость сопротивления с «горбом» в районе 86–106 К, минимумом сопротивления при 22 – 28 К и быстрой последующей диэлектризацией при понижении температуры (рис. 7). Наличие «горба» на R(T) является довольно типичным для такого типа проводников. Существует несколько теорий, которые его описывают ([12-14]). В этих теориях используются разные механизмы, но, по сути, все они базируются на представлениях о переходе от некогерентного к когерентному поперечному транспорту при понижении температуры в слоистых проводниках. Из графиков на рис. 7 видно, что разброс параметров различных кристаллов BETS-MnCo слишком велик, чтобы говорить о заметных отличиях от BETS-Mn при T>20 K, хотя при T<20 K повышение сопротивления с падением температуры происходит все же быстрее у BETS-Mn. Также на нескольких образцах BETS-MnCo можно отметить характерный перегиб в температурных зависимостях сопротивления ниже температуры абсолютного минимума (см. рис.8). Механизм возникновения этого перегиба пока не ясен. Мы предполагаем, что имеется неоднородность распределения марганца и кобальта по образцу, что и приводит к появлению дополнительного перегиба. Для выяснения данного вопроса необходимы более детальные исследования этого явления.



(зеленые кривые) одной и той же серии. R₀=R(250 K)

сопротивления от температуры для р образцов BETS-MnCo

Следует также отметить, что на кривых BETS-MnCo отсутствует излом при T=102 K, как у BETS-Mn, связанный со сверхструктурным переходом. Рентгеноструктурный анализ показал, что сверхрешетка на кристаллах BETS-MnCo не наблюдается. Как было указанно во введении, в BETS-Mn наблюдаются осцилляции ШдГ [8], обусловленные, по предположению авторов, реконструкцией ферми поверхности из-за сверхструктурного перехода. Мы провели попытки обнаружить аналогичные осцилляции в образцах BETS-MnCo в полях до 17T и температуре 0.4 K, однако их обнаружить не удалось. Отсутствие осцилляций ШдГ в образцах BETS-MnCo свидетельству-

9

ет в пользу того, что осцилляции на кристаллах BETS-Mn [8] обусловлены возникновением сверхрешетки, и что в BETS-MnCo сверхрешетка действительно не возникает.



Рис 9. Зависимости R(T) для кристалла BETS-MnCo при различных давлениях одной и той же серии. R₀=R(250 K)



Рис 10. Сравнительные фазовые Р-Т диаграммы BETS-Mn и BETS-MnCo перехода металл-сверхпроводник

Было интересно изучить влияние замещения ионов марганца на кобальт на фазовую P-T диаграмму сверхпроводящего перехода. Для этого для одного из образцов была снята серия зависимостей R(T) при различных давлениях (рис. 9), из которых определялась критическая температура. Полученная таким образом фазовая диаграмма представлена на рис. 10. Как видно из графика, критическая температура при низких давлениях у BETS-MnCo заметно ниже. Сказать достоверно, что зависимости на рис. 10 пересекаются, нельзя, поскольку переход при давлениях больше 2 kbar очень сильно уширяется.



Рис 11. Зависимость сопротивления образца от температуры при различных магнитных полях при $\vec{H} \parallel \vec{a}$



Рис 12. Зависимость сопротивления образца от магнитного поля при различных температурах при $\vec{H} \parallel \vec{a}$

В работе также были получены H-T фазовые диаграммы сверхпроводящего перехода при различных ориентациях магнитного поля.

Для этого нами была измерена серия кривых R(T) и R(H) для двух образцов под давлением 0.9 и 1.1 kbar при $\vec{H} \| \vec{a}$ (примеры полученных зависимостей представлены на рис. 11 и рис.12). Из полученных зависимостей построена диаграмма $H_{c2}(T)$, которая представлена на рис. 13. Отметим, что положительная вторая производная зависимости $H_{c2}(T)$ довольно типична для высокотемпературных и слоистых органических сверхпроводников.



Рис 13. График зависимости $H_{c2}(T)$ при $\vec{H} \parallel \vec{a}$

Аналогично были измерены кривые R(T) для $\vec{H} \parallel (\vec{b}, \vec{c})$ при давлении 0,9 kbar (см. рис. 14), а из полученных графиков определена зависимость $H_{c2}(T)$ (см. рис. 15).

Следует отметить, что если по оси абсцисс отложить приведенную температуру T/T_c при нулевом поле, и помножить поле на соответствующий калибровочный множитель, то можно добиться того, что все зависимости критического поля от температуры (в том числе и BETS-Mn) будут лежать на одной кривой в пределах погрешности (рис.16, 17). Полученные кривые в геометрии $\vec{H} \parallel (\vec{b}, \vec{c})$ не описываются теорией WHH (Werthamer-Helfand-Hohenberg) [15], хорошо описываются теорией Маки, учитывающей парамагнитное распаривание [16].



Рис 14. Сопротивление образца в различных полях $\vec{H} \parallel (\vec{b}, \vec{c})$.



Рис 15. Зависимость критического поля от температуры для ориентации поля вдоль слоев



Рис. 16. График зависимости H_{c2}/H_{c20} от температуры при $\vec{H} \parallel \vec{a}$ для различных образцов. H_{c20} выбиралось вручную так, чтобы все точки лежали на одной кривой.



Рис. 17. Зависимость H_{c2}/H_{c20} от температуры при $\vec{H} \parallel (\vec{b}, \vec{c})$ для BETS-Mn и BETS-MnCo. Теоретическая кривая по теории Маки [16] строилась методом наименьших квадратов. H_{c20} выбиралось исходя из теории WHH [15] так, чтобы $H_{c2}(0)/H_{c20} = 1$.

Вблизи температуры сверхпроводящего перехода можно пользоваться теорией Гинзбурга-Ландау для анизотропных материалов (см. Приложение 1). В соответствии с этой теорией соотношение эффективных масс, входящих в уравнение Гинзбурга-Ландау:

$$m_{\perp}: m_{\parallel} = \varepsilon^{-2} = \left(\frac{\partial H_{c2\parallel}}{\partial T}\right)^2 : \left(\frac{\partial H_{c2\perp}}{\partial T}\right)^2$$
(1)

Из (1) следует, что отношение эффективных масс равно просто квадрату отношения наклонов зависимостей $H_{c2}(T)$ для различных ориентаций в окрестности критической температуры. Из выполненных экспериментов было получено следующее значение анизотропии эффективной массы электронов:

$$\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} \approx (38 \pm 5) \cdot 10^3$$

Это значение в пределах погрешности совпадает с анизотропией массы для BETS-Mn $(32 \pm 10) \cdot 10^3$ (данные еще не опубликованы).

Также из полученных зависимостей можно извлечь параметры ξ_{\parallel} и ξ_{\perp} теории Гинзбурга-Ландау для анизотропных материалов.

$$\xi_{\parallel} = \left(\frac{\Phi_{0}}{2\pi\varepsilon H_{c2\parallel}}\right)^{-\frac{1}{2}} = 8.06 \cdot 10^{3} \cdot H_{c2\parallel}^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(\overset{\circ}{\mathbf{A}} \cdot koe^{\frac{1}{2}}\right),$$

$$\xi_{\perp} = \left(\frac{\varepsilon \Phi_0}{2\pi H_{c2\perp}}\right)^{-\frac{1}{2}} = 40.8 \cdot H_{c2\perp}^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(\stackrel{\circ}{\mathbf{A}} \cdot koe^{\frac{1}{2}}\right),$$

где Φ_0 – квант магнитного потока, а ε определяется из формулы (1). Следует обратить внимание, что в поле 4 kOe ξ_{\perp} сравнивается с параметром решетки а \approx 19.4 Å, и теория Гинзбурга-Ландау становится неприменима.

Выводы

Исследованы магнитотранспортные свойства кристаллов (BETS)₂Mn_{1-x}Co_x[N(CN)₂]₃ с x=0,13 и проведено сравнение с аналогичными свойствами изоструктурных кристаллов (BETS)₂Mn[N(CN)₂]₃.

• Наши данные, а также результаты рентгеноструктурного анализа указывают на отсутствие в BETS-MnCo сверхструктурного фазового перехода при T=102 К. Это проявляется в отсутствии излома на *R*(*T*) при T=102 К, а также в отсутствии осцилляций ШдГ.

• При приложении внешнего давления переход МИ подавляется, образец становится сверхпроводящим с характерным значением T_c несколько меньшим, чем в образцах BETS-Mn. Построена фазовая T-P диаграмма сверхпроводящего перехода.

• Построены зависимости $H_{c2}(T)$ для ориентаций магнитного поля перпендикулярно (P=0.9 kbar и P=1.1 kbar) и параллельно (P=0.9 kbar) слоям. Полученные кривые оказались подобными аналогичным кривым, полученным на BETS-Mn при 1.4 kbar. Показано, что зависимость $H_{c2}(T)$ в геометрии $\vec{H} \parallel (\vec{b}, \vec{c})$ хорошо описывается теорией Маки, учитывающей эффект парамагнитного распаривания.

• Из зависимостей H_{c2}(T) при двух ориентациях магнитного поля определена анизотропия эффективной массы, входящая в уравнение Гинзбурга-Ландау для анизотропного сверхпроводника:

$$\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} \approx (38 \pm 5) \cdot 10^3,$$

которая в пределах погрешности совпадает с анизотропией эффективной массы, полученной на BETS-Mn.

Автор выражает благодарность В. Мерзлякову и С. Рыжкову за помощь в проектировании и создании экспериментальной установки. Особая благодарность выражается В. Звереву за помощь буквально на всех этапах эксперимента, разъяснение множества технических подробностей и обсуждение полученных результатов.

Список литературы

[1] T. Ishiguro, R. Yamaji, and G. Saito, Organic Superconductor Springer-Verlag, Berlin, 1988; E. Coronado and P. Day, <u>Chem. Rev. 104, 5419, 2004</u>; T. Enoki and A. Miyazaki, <u>ibid. 104, 5449, 2004</u>; H. Kobayashi, H. Cui, and A. Kobayashi, <u>ibid. 104, 5265, 2004</u>; L. Ouahab, Organic Conductors, Superconductors and Magnets: From Synthesis to Molecular Electronics, edited by L. Ouahab and E. Yagubskii Kluwer Academic, Dordrecht/Boston/London, 2003, p. 99; G. Saito and Y. Yoshida, <u>Bull. Chem. Soc. Jpn. 80, 1, 2007</u>; E. Coronado and K. R. Dunbar, <u>Inorg. Chem. 48, 3293, 2009</u>; L. Ouahab and T. Enoki, <u>Eur. J. Inorg. Chem. 2004, 933, 2004</u>.

[2] M. Kurmoo, A. W. Graham, P. Day, S. J. Coles, M. B. Hursthouse, J. L. Caulfield, J. Singleton, F. L. Pratt, W. Hayes, L. Ducasse, and P. Guionneau, <u>J. Am. Chem. Soc. 117, 12209, 1995</u>; S. Rashid, S. S. Turner, P. Day, J. A. K. Howard, P. Guionneau, E. J. L. McInnes, F. E. Mabbs, R. J. H. Clark, S. Firth, and T. J. Biggs, <u>J. Mater. Chem. 11, 2095, 2001</u>; A. Audouard, V. N. Laukhin, L. Brossard, T. G. Prokhorova, E. B. Yagubskii, and E. Canadell, <u>Phys. Rev. B 69, 144523, 2004</u>.

[3] T. Otsuka, A. Kobayashi, Y. Miyamoto, J. Kiuchi, S. Nakamura, N. Wada, E. Fujiwara, H. Fujiwara, and H. Kobayashi, J. Solid State Chem. 159, 407, 2001, doi: <u>10.1006/jssc.2001.9172</u>

[4] E. Ojima, H. Fujiwara, K. Kato, H. Kobayashi, H. Tanaka, A. Kobayashi, M. Tokumoto, and P. Cassoux, J. Am. Chem. Soc. 121, 5581, 1999, doi: <u>10.1021/ja990894r</u>

[5] S. Uji, H. Shinagawa, T. Terashima, T. Yakabe, Y. Terai, M. Tokumoto, A. Kobayashi, H. Tanaka, and H. Kobayashi, Nature (London) 410, 908, 2001, doi: <u>10.1038/35073531</u>

[6] H. Fujiwara, H. Kobayashi, E. Fujiwara, and A. Kobayashi, J. Am. Chem. Soc. 124, 6816, 2002, doi: <u>10.1021/ja026067z</u>

[7] N. D. Kushch, E. B. Yagubskii, M. V. Kartsovnik, L. I. Buravov, A. D. Dubrovskii, A. N. Chekhlov, and W. Biberacher, J. Am. Chem. Soc. 130, 7238, 2008, doi: <u>10.1021/ja801841q</u>

[8] V. N. Zverev, M. V. Kartsovnik, W. Biberacher, S. S. Khasanov, R. P. Shibaeva, L. Ouahab, L. Toupet, N. D. Kushch, E. B. Yagubskii, and E. Canadell, Phys. Rev. B 82, 155123, 2010, doi: 10.1103/PhysRevB.82.155123

[9] Vyaselev, O.M.; Kartsovnik, M.V.; Biberacher, W.; Zorina, L.V.; Kushch, N.D.; Yagubskii, E.B., Phys. Rev. B, 83, 094425:1–094425:6, 2011, doi: <u>10.1103/PhysRevB.83.094425</u>.

[10] O. M. Vyaselev, M. V. Kartsovnik, N. D. Kushch, and E. B. Yagubskii, JETP Letters, Vol. 95, No.
11, 565–569, 2012, doi: <u>10.1134/S0021364012110100</u>

[11] Oleg M. Vyaselev, Reizo Kato, Hiroshi M. Yamamoto, Megumi Kobayashi, Leokadiya V. Zorina, Sergey V. Simonov, Nataliya D. Kushch and Eduard B. Yagubskii, Crystals, 2(2), 224-235, 2012, doi: <u>10.3390/cryst2020224</u>

[12] A. F. Ho and A. J. Schofield, Phys. Rev. B 71, 045101, 2005, doi: <u>10.1103/PhysRevB.71.045101</u>

[13] D. B. Gutman and D. L. Maslov, Phys. Rev. B 77, 035115, 2008, doi: <u>10.1103/PhysRevB.77.035115</u>

[14] Perez Moses and Ross H. McKenzie, Phys. Rev. B 60, 7998, doi: <u>10.1103/PhysRevB.60.7998</u>

[15] N. R. Werthamer, E. Helfand, P. C. Hohenberg: Phys. Rev. 147, 295, 1966, doi: 10.1103/PhysRev.147.295

[16] Kazumi Maki, Phys. Rev. 141, 1, 1966, doi: 10.1103/PhysRev.148.362

[17] R. A. Klemm and A. Luther, Phys. Rev B 12, 877–891, 1975, doi: 10.1103/PhysRevB.12.877

[18] В. В. Шмидт, Введение в физику сверхпроводников, изд. 2-е, испр. И доп., М.: МЦНМО, 2000

[19] В. П. Минеев, К. В. Самохин, Введение в теорию необычной сверхпроводимости, М.: Изд-во МФТИ, 1998

[20] Из частного сообщения

Приложение 1

Теория Гинзбурга-Ландау для анизотропных материалов [18,19]

В анизотропных материалах энергия Гиббса имеет вид:

$$G_{sH} = G_{n} + \int \left[\alpha \left| \psi \right|^{2} + \beta \left| \psi \right|^{4} + \frac{1}{4m_{\parallel}} \left| -i\hbar \nabla_{\parallel} \psi + \frac{2e}{c} \mathbf{A}_{\parallel} \psi \right|^{2} + \frac{1}{4m_{\perp}} \left| -i\hbar \nabla_{z} \psi + \frac{2e}{c} \mathbf{A}_{z} \psi \right|^{2} + \frac{(\nabla \times \mathbf{A})^{2}}{8\pi} - \frac{(\nabla \times \mathbf{A})\mathbf{H}_{0}}{4\pi} \right] dV$$

$$(2)$$

Т.к. мы работаем вблизи H_{c2} , то параметр порядка мал. Лианеаризованное уравнение Гинзбурга-Ландау, которое получается при минимизации уравнения (2), имеет вид:

$$\alpha \psi + \frac{1}{4m_{\parallel}} \left(D_x^2 + D_y^2 \right) \psi + \frac{1}{4m_{\perp}} D_z^2 \psi = 0, \qquad (3)$$

где

$$D_i = -i\hbar\nabla_i + \frac{2e}{c}\mathbf{A}_i.$$
 (4)

Пусть поле лежит в плоскости (y,z):

$$\mathbf{H} = H(0, \sin\theta, \cos\theta),$$

$$\mathbf{A} = Hx(0, \cos\theta, -\sin\theta)$$
(5)

Решение уравнения (3) дает

$$H_{c2}(T,\theta) = \frac{2\Phi_0 \alpha}{\pi \sqrt{m_{\parallel}^{-1} \left(m_{\parallel}^{-1} \cos^2 \theta + m_{\perp}^{-1} \sin^2 \theta\right)}}$$
(6)

Из этого равенства легко получаем окончательный ответ для отношения эффективных масс:

$$\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} = \left(\frac{H_{c2}(T, \pi/2)}{H_{c2}(T, 0)}\right)^2$$

Приложение 2

Термометрия

При проведении экспериментов достаточно остро стоял вопрос термометрии. Дело в том, что термометр находился вне камеры давления, а образец – внутри. Поэтому следовало выяснить, насколько могут различаться их температуры.

Для этого был проведен контрольный эксперимент: один термометр был помещен внутрь камеры (без образца), а другой – снаружи. Измерялась разница их показаний при различной скорости охлаждения. Результаты приведены на Рис. 13.



Рис. 18. Разность показаний наружного и внутреннего термометров при различной скорости охлаждения.

Как видно из представленных графиков, разница показаний термометров при различных скоростях охлаждения не превышает 0,02 К, и следовательно, ею можно смело пренебречь. Достаточно большая разница показаний внешнего и внутреннего термометров (до 0,2 К при температуре 6К) связанна с неточностью их калибровки.