

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ**

538.945(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР
(27 февраля 1991 г.)**

27 февраля 1991 г. в Институте физических проблем АН СССР им. П.Л. Капицы состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. В.Л. Покровский. Вихревые структуры в слоистых сверхпроводниках.

2. М.А. Теплов. ЯМР, ЯКР и ядерная релаксация в невысокотемпературных сверхпроводниках.

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

538.945(048)

В.Л.Покровский. Вихревые структуры в слоистых сверхпроводниках. Согласно общепринятой точке зрения, в большинстве высокотемпературных сверхпроводников сверхпроводящий параметр порядка сосредоточен вблизи плоскостей CuO_2 . Это особенно четко прослеживается в сверхпроводниках Bi и Tl 2212, где найденная разными способами длина когерентности по нормали к слоям ξ_c меньше межплоскостных расстояний d [1]. Слоистая структура явно выражена и в некоторых низкотемпературных сверхпроводниках, также в искусственных слоистых структурах [2].

Упрощая ситуацию, будем предполагать, что сверхпроводящий параметр порядка сосредоточен на плоскостях и отсутствует в промежутках между ними. В такой ситуации ($\xi_c \ll d$) вихревая линия, параллельная плоскостям, располагается так, что центр вихря приходится на середину межплоскостного промежутка (рис. 1). Такой вихрь не имеет сердцевин (кора), где подавляется сверхпроводящий параметр порядка, как это бывает в однородном сверхпроводнике. По этой причине энергетический барьер, который необходимо преодолеть, чтобы перебросить вихрь в соседний межплоскостной промежуток, необычайно велик (порядка энергии Ферми). Исключение составляет небольшой интервал температур $T^* < T < T_0$ вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c , где $\xi_c \geq d$, и периодический потенциал, действующий на вихрь со стороны решетки, практически отсутствует. При $T < T^*$ вихри, параллельные плоскостям, могут двигаться лишь внутри одного межплоскостного промежутка. Это обстоятельство порождает целый ряд гистерезисных явлений. В простейшей предлагаемой постановке эксперимента [3] фиксируется магнитное поле B_0 параллельно слоям и затем температура плавно понижается до значения $T < T^*$. В промежутке $T^* < T < T_c$ возникает обычная абрикосовская треугольная решетка, которая при понижении температуры станет соизмеримой в направлении (нормаль к слоям) с кристаллом. Зафиксируем теперь T и начнем уменьшать B . Часть вихрей выйдет из образца, а оставшиеся образуют треугольную решетку, у которой период z в направлении c такой же, как и при начальном значении поля B_0 , а период x , параллельный слоям, обратно пропорционален полю, так что $zx = \Phi_0/B$, где Φ_0 — квант потока, B — индукция (рис. 2). При отношении $B/B_0 \approx 0,26$ должно произойти спонтанное нарушение симметрии, и элементарная ячейка из ромба превратится в

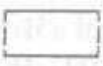
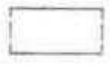
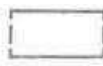
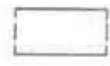


Рис. 1

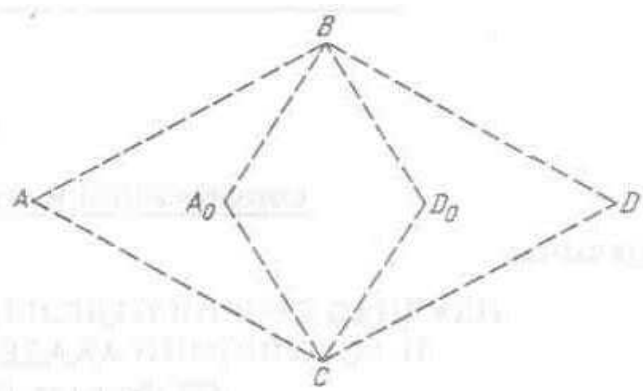


Рис. 2

параллелограмм. Схематическое объяснение этого явления состоит в том, что при увеличении x сравниваются энергии отталкивания пар вихрей AB , AC и BC (см. рис. 2). При дальнейшем увеличении x без изменения z энергия отталкивания вдоль BC становится больше двух других. Избежать этого можно, создав небольшую деформацию сдвига u (рис. 2). Это типичный фазовый переход II рода, описываемый теорией Ландау. Все параметры теории находятся явно с помощью Лондоновской свободной энергии.

При дальнейшем понижении температуры происходит серия фазовых переходов I рода. При малых значениях отношения B/B_0 рациональным значениям $y = uz/x$ соответствуют максимумы свободной энергии $\sim (B_0/B)^2$, между которыми лежат минимумы $\sim (B_0/B)^{1/2}$. По-видимому, если удастся достичь таких состояний, то они будут представлять двумерный поликристалл. Связь указанного явления с филлотаксисом указана Левитовым [4].

При увеличении поля новые вихри будут входить в кристалл не в тех промежутках, где лежат старые, образуя, по-видимому, жидкость или стекло. При этом в центре образца остается кусок старого, но сильно деформированного кристалла. При больших B/B_0 модуль сдвига $\mu \sim \exp(-B_0/B)$. По обычному критерию Линдемана должно произойти плавление. Коломейский и Михеев [5], однако, показали, что флуктуационное отталкивание вихрей за счет их изгиба предотвращает плавление.

Экспериментально гистерезисные вихревые решетки можно было бы обнаружить, используя рассеяние звука или электромагнитных волн. Расчет этих процессов будет вскоре опубликован.

В наклонном поле на вихрях появляются перегибы (кинки), которые можно рассматривать как небольшие отрезки вихрей в направлении C (рис. 3). Возникновение кинков ведет к ряду интересных физических явлений [6]. Периодичность системы вихрей и кинков уже не двумерная, как в однородном сверхпроводнике, а трехмерная. Гистерезисные явления ослабевают и связаны с пикированием точечных особенностей (кинков). Механический момент системы как функция угла ϑ между плоскостью слоев и внешним магнитным полем H в тонких пленках испытывает скачок при $\vartheta = 0$.

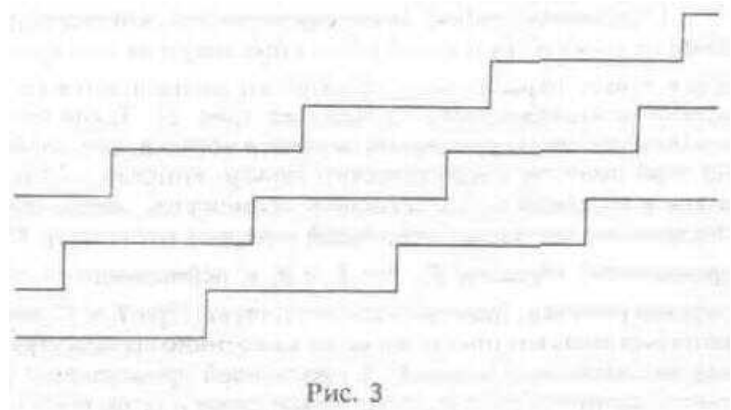


Рис. 3

В образцах конечной толщины кроме обычного нижнего критического поля $H_{c1}(\vartheta)$, определяющего верхнюю границу полного эффекта Мейсснера, можно указать поле H_2 такое, что при $H_2 < H_{c1}^2 = H_2(1 - n_{H2})$ из образца выталкивается только z -компонента магнитного поля [7] (ось z направлена вдоль s и n_{H2} -компонента тензора размагничивающих факторов). В области частичного эффекта Мейсснера механический момент линейно зависит от $\sin \vartheta$ при фиксированном $H > H_{c1} \sin \vartheta > H_{c1}/H$, а затем испытывает конечный скачок.

Проекция магнитного момента на магнитное поле имеет скачки производных при $H = H_{c1}$ и $H_2 = H_{c2}$, а также максимум при большем значении поля $H = H_3$ [8]. Первая особенность и максимум возникают и в сильно анизотропных, но однородных (не слоистых) сверхпроводниках [9], а особенность при $H_2 = H_{c2}$ — проявление слоистости. В эксперименте [10] явно видны первая особенность и максимум, вторая особенность замаскирована малой величиной скачка производной, но обнаруживается при элементарной обработке данных.

Кинки являются естественными носителями нормальной компоненты, что приводит к резкой анизотропии критического тока [6, 11]. Эксперимент [12] подтверждает предсказание теории.

Теория [6, 7] предсказывает нелинейные крутильные колебания образцов слоистого сверхпроводника.

Работы, представленные в настоящей аннотации, выполнены в сотрудничестве с Б.И. Ивлевым, Н.Б. Копниным, С.С. Маловым и Ю.Н. Овчинниковым. Благодарю моих соавторов, а также В.Н. и Н.В. Заварицких, И.Ф. Щеголева и В.А. Копылова за обсуждение экспериментальной ситуации и предоставление экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Welp U, Kwok W.K, Grabtree G.W., Vandervoort K.G., Liu J.Z.//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 1908.
- Lee W.C., Klemm R.A., Johnston D.C.//Ibidem. V. 63. P. 1012.
2. Vermeer A.J. et al.//Physica. Sen C. 1989. V. 162 — 164. P. 409.
3. Ivlev B.L, Kopnin N.B., Pokrovsky V.L.// Low Temp. Phys. 1990. V. 80. P. 187.
4. Leviton L.S.//Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 224.
5. Kolomeiskii E.B., Mikheev L.V. Preprint. — 1990.
6. Ivlev B.L, Ovchinnikov Yu.N, Pokrovsky V.L.//Europhys. Lett. 1990. V. 13. P. 187; Mod. Phys. Lett. Ser. B. 1991. V. 5. P. 73.
7. Maslov S.S., Pokrovsky V.L.//Europhys. Lett. 1991. V. 14. p. 591.
8. Маслов С.С., Покровский В.Л.//Письма ЖЭТФ. 1991.
9. Буздин А.Н., Симонов А.Ю.//Там же. 1990. Т. 51. С. 68; ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 2074.
10. Заварицкий Н.В., Заварицкий В.Н.// Письма ЖЭТФ. 1991. Т. 53. С. 212.
- [11] Tachiki M, Takahashi S.//Sol. State Commun. 1989. V. 70. P. 291.
12. Roas B., Schultz L., Saemann-Ischenko G.//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 479.

538.945(048)

М.А. Теплов. ЯМР, ЯКР и ядерная релаксация в ВТСП. Возможность существования в оксидных сверхпроводниках двух фаз (проводящей и диэлектрической) обсуждалась уже давно [1, 2]. К настоящему времени в опытах по дифракции нейтронов на порошках удалось установить, что в сверхпроводниках $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$, $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в определенной области значений x разделение фаз действительно происходит, причем наблюдаемая в экспериментах температура перехода в сверхпроводящее состояние достигает максимума на границе области сосуществования фаз [3]. В самой же области сосуществования фаз образец представляет собой смесь сверхпроводника фиксированного состава с максимальным T_c значением и несверхпроводника (диэлектрика или металла) отличного, но определенного для данного x , состава. Имеющиеся экспериментальные данные заставляют предполагать, что критические температуры оксидных сверхпроводников ограничиваются их фазовой нестабильностью. Поэтому представляется необходимым получение детальной информации об электронном строении обеих фаз вещества. В данном докладе описываются результаты экспериментальных исследований методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) двухфазной системы $\text{Pr}_{1-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ ($T_c = 24$ К). Это вещество относится к классу так называемых "электронных сверхпроводников" $\text{Ln}_{2-x}\text{M}_x\text{CuO}_{4-y}$ ($\text{Ln} = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Eu}$; $\text{M} = \text{Ce}, \text{Th}$), имеющих структуру Nd_2CuO_4 [4]. Двухфазный состав вещества при $x = 0,15$ был установлен ранее в экспериментах с образцами $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ [5].

ЯМР меди. Известно [6,7], что в антиферромагнетиках Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 электрическое квадрупольное взаимодействие ядер меди достаточно сильно ($\nu_Q = 13 - 14$ МГц), а при легировании этих соединений церием или торием появляются центры меди, для которых характерно очень слабое квадрупольное взаимодействие. Если в сверхпроводнике с $x = 0,15$ эти центры существуют еще наравне с другими (имеющими частоты ЯКР в широком спектре от 20 до 60 МГц), то в несверхпроводящей металлической фазе ($x > 0,18$) их содержание является преоб-