

Намагниченность мелкокристаллических ВТСП. Роль структурного разупорядочения.

Н.Б. Бутко, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич
Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия.

Исследуется природа эффекта изменения полевых и температурных зависимостей намагниченности $M(H, T)$ для мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ с микронными и субмикронными размерами кристаллитов $\langle D \rangle$ по сравнению с соответствующими зависимостями для объемных образцов ВТСП того же состава ($y \approx 6.92$) и с той же величиной $T_c = 92$ К. Впервые показано, что наряду с размерными эффектами, обусловленными соизмеримостью $\langle D \rangle$ и глубины проникновения магнитного поля λ , существенную роль играют эффекты структурного разупорядочения.

Ранее, в ряде работ (см., например, [1, 2]), физический интерес к мелкокристаллическим образцам $YBa_2Cu_3O_y$ со средними размерами кристаллитов $\langle D \rangle \sim \lambda$ был, в основном, обусловлен проявлением эффекта соизмеримости в магнитных свойствах ВТСП. Однако, недавно проведенные рентгеновские и мёссбауэровские исследования [3] показали, что серию образцов с разными $\langle D \rangle$ микронных и субмикронных значений следует рассматривать как уникальный пример образцов с различной, но контролируемой (!), степенью структурного разупорядочения, определяемой величиной $\langle D \rangle$.

В связи с этим, основной целью настоящей работы является исследование влияния структурного разупорядочения на поведение магнитных характеристик мелкокристаллических ВТСП.

Серия рентгеновски однофазных образцов $YBa_2Cu_3O_y$ со средними размерами кристаллитов $\langle D \rangle$: 0.4, 1, 2 и 200 мкм была приготовлена по оригинальной методике [4], обеспечивающей особую химическую чистоту как объема, так и поверхности кристаллитов. Все образцы получены из одного и того же исходного образца с орторомбической структурой и минимальным значением $\langle D \rangle \approx 0.1$ мкм.

Теоретическое описание зависимостей $M(H, T)$ системы анизотропных сверхпроводящих частиц с радиусом $r_g \sim \lambda$ проводили с учетом взаимодействия вихрей между собой и с поверхностью, а также с учетом градиента параметра порядка в сердцевинах вихрей, используя наиболее точное описание для пространственного изменения поля вихря вблизи его сердцевины [5]. Разработанный метод учета анизотропии основан на обнаруженном ранее эффекте [6], свидетельствующем, что при повороте оси анизотропии относительно направления H на угол θ кривая $M(H)$ изменяется также, как и при соответствующем изменении радиуса частицы от r_g

до $R' = r_g (\cos\theta)^{1/2}$ и увеличении параметров λ_{ab} и κ_c до $\lambda' = \lambda_{ab} (\cos\theta)^{-1/2}$ и $\kappa' = \kappa_c (\cos\theta)^{-1}$, где κ - параметр Гинзбурга-Ландау. (Физическая природа данного эффекта связана со слабым пространственным изменением магнитной индукции внутри малой частицы ВТСП). В расчетах учитывались как различные ориентации частиц относительно поля H , так и дисперсия их по размерам, свойственная реальным поликристаллам.

Проведенное теоретическое рассмотрение позволило из экспериментальных значений $M(H, T)$ для поликристаллических образцов получать информацию о величинах $\lambda_{ab}(T)$, $\kappa_c(T)$ и параметре анизотропии γ .

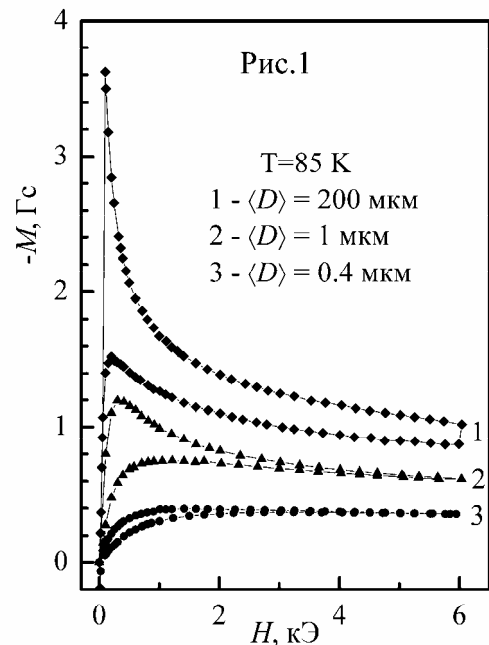
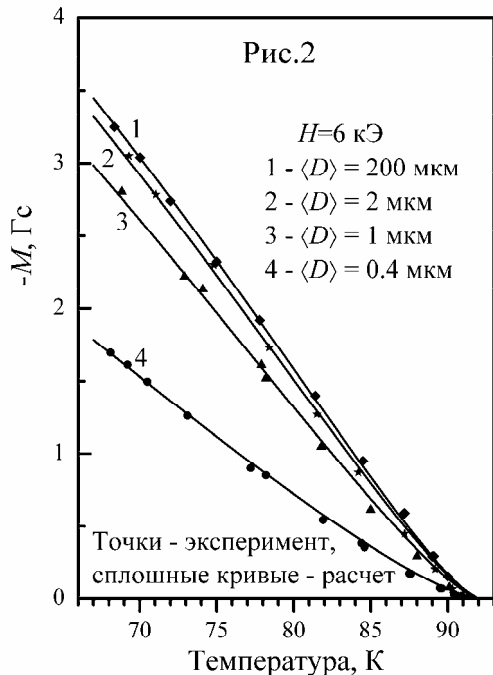


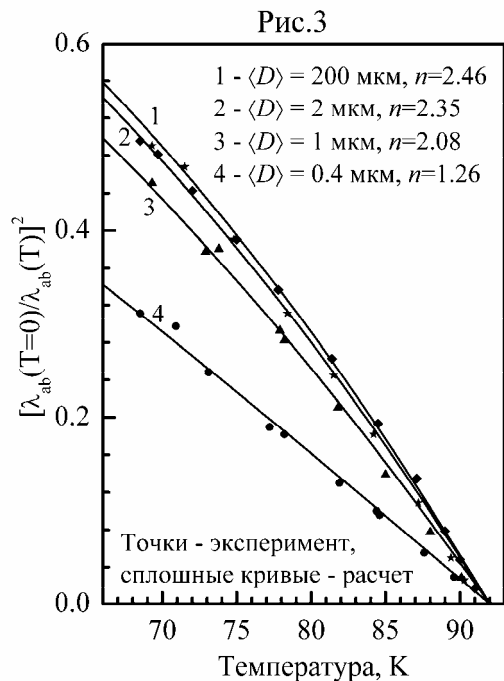
Рис.1 демонстрирует различие полевых зависимостей намагниченности $M(H)$ для образцов $YBa_2Cu_3O_y$ с различными средними размерами кристаллитов $\langle D \rangle$, но одинаковыми значениями $y \approx 6.92$ и $T_c = 92$ К. Ранее было показано [1, 2], что в области малых полей $H \sim H_{c1}$ причина таких изменений связана с влиянием поверхности и с эффектом соизмеримости $\langle D \rangle$ и λ . В результате чего уменьшается начальный наклон кривых $M(H)$ и увеличиваются поля образования первого и последующих вихрей. Однако, в области больших полей $H \gg H_{c1}$ данный размерный фактор перестает "работать" и намагниченность целиком должна определяться параметрами λ_{ab} , κ_c и γ .

Тем не менее, оказалось, что экспериментальные значения намагниченности в поле $H=6$ кЭ для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с одинаковой величиной $T_c=92$ К, но с разными значениями $\langle D \rangle$, существенно различаются во всем исследованном диапазоне температур (рис.2).



Проведен количественный анализ влияния на поведение $M(H)$ вклада от тепловых флуктуаций вихрей в плоскости (ab) в рамках модели, разработанной в [7]. Показано, что положительный флуктуационный вклад в намагниченность имеет величину, сравнимую с диамагнитным вихревым вкладом в области полей образования первых вихрей, и потому играет заметную роль в "выполживании" кривых $M(H)$ для случая $\langle D \rangle \leq \lambda$ при $T > 80$ К. Однако в больших полях $H \approx 6$ кЭ его роль незначительна и приводит к небольшому расхождению (на ~ 0.05 Гс) экспериментальных и теоретических зависимостей $M(T)$ (рис.2).

Представленные на рис.2 расчетные кривые $M(T)$ получены без учета флуктуаций и в рамках предположения, что во всех исследованных образцах с $T_c \approx 92$ К реализуются те же значения сверхпроводящих параметров $\lambda_{ab}(0) = 0.145$ мкм, $\kappa_c = 72.5$ и $\gamma = 8$, что и в объемных образцах ВТСП того же состава. В таком случае, наблюдающиеся различия в поведении $M(T)$ для образцов с разными $\langle D \rangle$ соответствуют различным температурным зависимостями глубины проникновения, которые могут быть заданы параметром n в эмпирической зависимости $\lambda(T) = \lambda(0)[1 - (T/T_c)^n]^{-1/2}$ (рис.3). Высказывается предположение, что именно показатель степени n и является тем параметром, на изменение которого влияет степень структурного разупорядочения.



В работе рассматриваются и другие возможные варианты объяснения наблюдающихся изменений в поведении $M(H, T)$ в образцах с различными значениями $\langle D \rangle$. В частности, исследована возможность описания данных зависимостей, исходя из различных значений $\lambda(T=0)$, κ и γ , отвечающих разной степени структурного разупорядочения. В этом случае возможен вариант, в котором показатель степени n является одинаковым при всех значениях $\langle D \rangle$. Однако, при этом флуктуационный вклад оказывается значительно большим по величине. Определенность в данном вопросе возможна лишь при условии точного количественно определения величины флуктуационного вклада в $M(H, T)$ в образцах со структурным разупорядочением.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 03-03-32083).

1. A.S. Krasilnikov, L.G. Mamsurova, K.K. Pukhov, N.G. Trusevich, L.G. Shcherbakova, *Physica C* **235-240**, 2859 (1994).
2. А.С. Красильников, Л.Г. Мамсурова, К.К. Пухов, Н.Г. Трусевич, Л.Г.Щербакова, *ЖЭТФ* **102**, 1006 (1996).
3. А.А. Вишнев, Е.Ф. Макаров, Л.Г. Мамсурова, Ю.В. Пермяков, К.С. Пигальский, *ФНТ* **30**, 373 (2004).
4. А.А. Вишнев, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, *Химическая физика* **21**, 86 (2002).
5. Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, В.В. Погосов, Н.Г. Трусевич, *ФНТ* **27**, 153 (2001).
6. Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, Тезисы 33 Совещания по физике низких температур, Екатеринбург, с.112 (2003).
7. L.N. Bulaevskii, M. Ledvij, V.G. Kogan, *Phys.Rev.Lett.* **68**, 3773 (1992).