

# ПРОНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТРЕХМЕРНУЮ РЕГУЛЯРНУЮ РЕШЕТКУ НАНОЧАСТИЦ СВЕРХПРОВОДНИКА

*С.Г.Романов*

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 28 апреля 1994 г.

Выделена осциллирующая компонента зависимостей критического тока и сопротивления от магнитного поля в регулярной трехмерной решетке плотноупакованных слабосвязанных наночастиц сверхпроводника. Проведена интерпретация наблюдаемого спектра осцилляций с точки зрения связи его с квантованием магнитного потока в системе контуров, которые можно выделить в такой решетке.

Трехмерный (3М) ансамбль малых наночастиц сверхпроводника представляется собой материал, свойства которого являются композицией свойств отдельных структурных элементов пространственной сети, причем такими элементами могут являться отдельные частицы, слабые связи между частицами, а также замкнутые контуры, образуемые частицами в решетке. Известно, что параметры неоднородных сверхпроводников, размеры которых сравнимы с длиной когерентности, осциллируют по мере изменения внешнего магнитного поля в результате квантования проникающего в них магнитного поля. Эти осцилляции проявляются в свойствах как малых двусвязных объектов (осцилляции Литтла-Паркса [1,2]), так и джозефсоновских переходов [3]. В неупорядоченных 3М ансамблях частиц сверхпроводника (гранулированных сверхпроводниках) осцилляции такого типа сглаживаются при усреднении по всему ансамблю; напротив, в случае упорядоченных систем можно ожидать, что осциллировать будут свойства всего ансамбля в целом.

В настоящей работе были исследованы зависимости критического тока ( $I_c$ ) и сопротивления ( $\Delta R/R$ ) вблизи температуры сверхпроводящего перехода от магнитного поля для 3М регулярных решеток наночастиц сверхпроводника, приготовленных методом внедрения металла в полости искусственной упорядоченной диэлектрической матрицы, имитирующей структуру благородного опала. Характеристика структуры и физических свойств данной системы дана в [4,5]. Этот материал обозначается ниже О-Ме, где Me-Sn, In.

Измерения электрических параметров образцов О-Ме были проведены четырехконтактным способом по методике, описанной в [6], на образцах прямоугольной формы с типичным размером  $3 \times 1 \times 0,5$  см, снабженных четырьмя Ag-контактами, выращенными электрохимически на одной из его широких граней.

На рис.1 приведена характерная зависимость  $I_c(H)$ . Критический ток монотонно спадает с ростом магнитного поля  $I_c \sim 1/H$ , причем на монотонную компоненту наложена составляющая, амплитуда которой меняется с изменением поля. Для определения закономерности обнаруженных осцилляций была построена зависимость положения экстремумов кривой, полученной интерполяцией экспериментальных точек (сплошная кривая на рис.1a, b), от номера экстремума. На рис.1b представлена ломаная кривая, состоящая из ряда участков с последовательно возрастающим наклоном. Такой вид зависимости



Рис.1. а – Зависимость критического тока от магнитного поля. Сплошная линия, проходящая через экспериментальные точки, получена их интерполяцией. Верхняя кривая получена сглаживанием маломасштабных осцилляций и сдвинута вверх (для ясности); б – то же в области малых полей; с – зависимость положения экстремумов  $I_c(H)$  от номера экстремума. Цифры указывают период осцилляций

обусловлен дискретными изменениями шага измерения  $I_c(H)$  с увеличением поля; это позволило выявить как малые, так и большие периоды осцилляций, которым соответствует наклон линейных участков этой зависимости. Значения периодов указаны на рис.1с. Помимо них, кривая  $I_c(H)$  промодулирована также колебанием с периодом 22 Э, что отчетливо проявляется при сглаживании мелкомасштабных колебаний (рис.1а). В зависимости от процедуры интерполяции  $I_c(H)$  значения  $\Delta H$  несколько изменяются, однако дискретность спектра сохраняется. Следовательно, переменную компоненту  $I_c(H)$  можно представить как суперпозицию ряда периодических по полю колебаний.

Ход магнитосопротивления образца О-In вблизи критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  представлен на рис.2. Он имеет сложный характер в результате одновременного протекания нескольких процессов, таких как подавление сверхпроводникового упорядочения (положительное магнитосопротивление вблизи  $H = 0$ ), подавление резистивной аномалии на краю перехода (отрицательное магнитосопротивление), а также наложение осциллирующей компоненты. Первые две особенности были обсуждены в [6]. Поскольку плотность точек измерения в данном случае не изменялась при развертке поля, для определения спектра осцилляций были проведены вычитания из экспериментальной кривой подставок с последовательно уменьшаемой степенью сглаживания. Оказалось, что спектр имеет такой же характер, как и в случае зависимости  $I_c(H)$ . С уменьшением шага измерения проявляются осцилляции с меньшим периодом, как показано на рис.2б. В дальнейшем близкие значения периодов осцилляций 7,8 и 9 Э, а также 3 и 3,2 Э, указанные на рис.2, рассматриваются как одинаковые в пределах экспериментальной ошибки.

Осциллирующее поведение магнитосопротивления материалов при низкой температуре связано с интерференцией волновых функций носителей, полу-

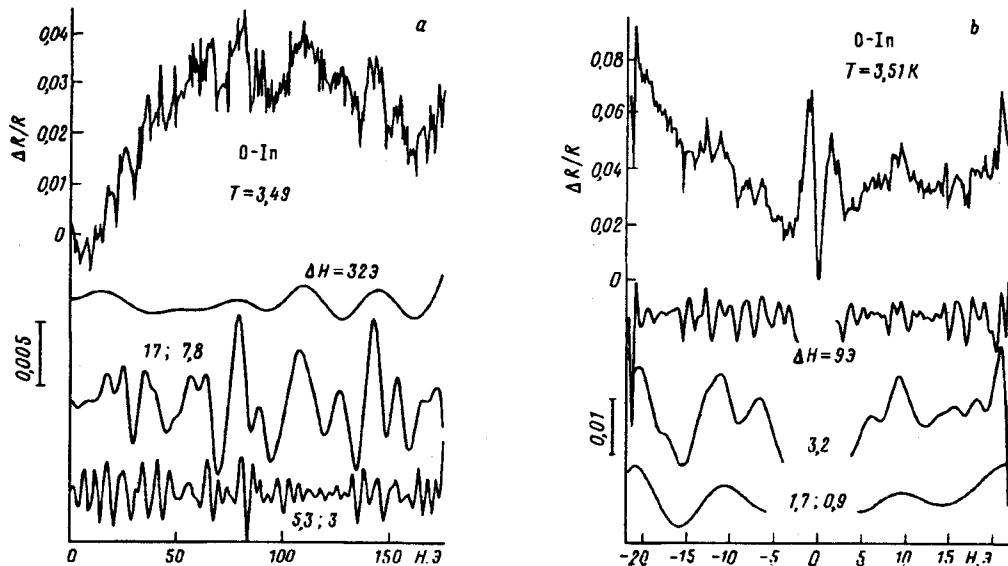


Рис.2. а – Магнитосопротивление материала в области вблизи сверхпроводящего перехода (верхняя кривая)) и выделение из нее осциллирующих зависимостей; б – то же в области малых полей

чающих приращение фазы при проникновении квантов магнитного потока в обтекаемые ими контуры [7]. Можно привести ряд соображений, позволяющих определить механизм, ответственный за осциллирующее поведение рассматриваемой системы: 1) ЗМ решетку можно представить как совокупность замкнутых контуров; 2) сходство спектров осцилляций двух совершенно различных характеристик, одна из которых – это критический сверхток, позволяет говорить о связи осцилляций со сверхпроводимостью системы; 3) толщина образующей контура меньше глубины проникновения магнитного поля, кроме того в каждую ветвь контура включено не менее двух слабых связей, поэтому слабое поле пронизывает О-Ме; 4) возможность квантования потока в контурах большого периметра (при  $T \simeq T_c$ ) и большое число контуров в решетке приводят к необходимости учета собственной индуктивности контуров. Учитывая это, наиболее вероятным механизмом наблюдаемых осцилляций представляется квантование флюксоида в замкнутых контурах, которые можно выделить в ЗМ многосвязной решетке наночастиц сверхпроводника. Приложении внешнего магнитного поля в контурах решетки возникают круговые экранирующие токи, величина и направление которых таковы, чтобы поддерживать целое число квантов  $N$  потока в каждом контуре. Как только ток (транспортный плюс экранирующий), текущий через  $i$ -ую отдельную слабую связь, превысит критическое значение  $I_{c1}$ , контур переключится в состояние с  $N + m$  квантами потока ( $N, m$  – целые). Поскольку экранирующий ток при сканировании по полю периодически изменяет свою величину и знак, то осциллируют и критический ток и измеряемое сопротивление образца.

Обратимся к структуре материала. Исследованный нанокомпозит представляет собой регулярную ГЦК упаковку одинаковых силикатных шаров диаметром  $D$  (тиpичные значения  $D$  от 100 до 500 нм с разбросом не более 5%

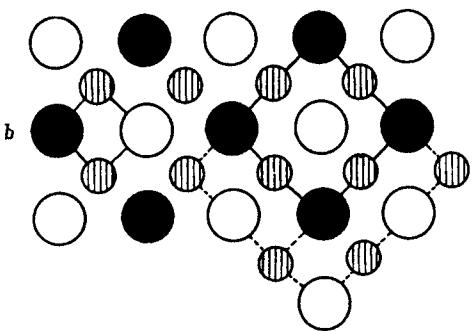
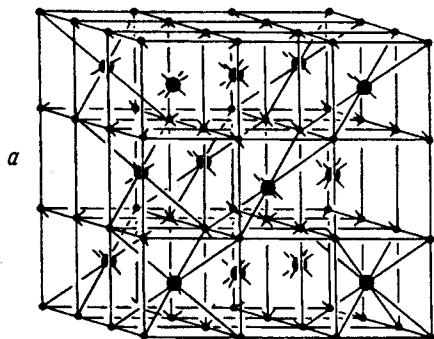


Рис.3. а – Схематическое изображение пространственной решетки частиц сверхпроводника в матрице опала (взято из [4]). Большие кружки соответствуют положению частиц  $0,41D$ , малые –  $0,23D$ ; б – наименьшие возможные контура в проекции на плоскость  $\{100\}$ . Разная штриховка кружков указывает на принадлежность частиц разным плоскостям. Контур площадью  $D^2$  дополнен штрихом до контура площадью  $1,5D^2$ , пунктиром – до  $(1,5)^2D^2$

в пределах одного образца), в полости между которыми введен сверхпроводник. ГЦК укладка шаров представляет собой три плоских слоя, верхний из которых расположен в углублениях между шарами нижнего слоя. Поэтому в любой плоскости укладки нет замкнутого пути обхода по решетке полостей. Такой путь захватывает как минимум две плоскости укладки шаров. В соответствии с геометрией полостей сверхпроводниковая компонента композита представляет собой ансамбль чередующихся наночастиц размером  $0,41D$  и  $0,23D$ , плотноупакованных в ГЦК решетку (плотность около  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) и расположенных друг от друга на расстоянии  $0,61D$ . На рис.3а представлена схема координации частиц в О-Ме [4]. Два основных типа замкнутых контуров в этой решетке представлены на рис.3б в проекции на плоскость  $\{100\}$ . Очевидно, что в силу трансляционной симметрии из них можно построить решетки, закрывающие всю плоскость. Площади этих контуров равны  $D^2/4$  и  $D^2$ . Значения периодов осцилляций, соответствующих этим площадям, при  $D = 263 \text{ нм}$  составляют 1200 и 300 Э, что выходит за пределы использованного диапазона изменения магнитного поля.

Если сопоставить ряд значений периодов, приведенных на рис.2, по соотношению  $\Delta H \cdot S = \Phi_0$  (где  $\Phi_0$  – квант потока) значениям площади  $S$ , то получим последовательность чисел, различающихся в  $3^{k/2}$  раз с разбросом в пределах 10%, что не хуже точности определения спектра осцилляций. Принимая минимум  $\Delta R/R(H)$  вблизи 150 Э на кривой рис.3а за половину периода квантования на контуре площади  $D^2$ , получаем, что  $\Delta H = 32 \text{ Э}$  соответствует контуру площадью  $3^{5/2} D^2$ . Таким образом, проникновение магнитного потока в О-Ме можно представить как ступенчатый процесс: при наложении внешнего поля магнитный поток индуцирует циркулирующие токи (ЦТ) в контурах с большим периметром и параметры материала осциллируют с малым периодом по мере увеличения поля. При этом индуцируются ЦТ во вложенных контурах меньшего размера и проявляется осцилляция с большим периодом по полю и так далее, вплоть до наименьшего возможного контура. Результирующий спектр осцилляций связан с квантованием магнитного потока в многоуровневой по размерам контуров 3М регулярной решетке.

Незначительная величина амплитуды осцилляций связана, во-первых, с макроструктурой образцов, представляющих собой текстурированный поликристалл, кристаллиты которого разориентированы относительно направления магнитного поля, и, во-вторых, со значительным по сравнению с длиной когерентности периметром контуров квантования [7].

Сложный характер динамики магнитного потока в ЗМ регулярной решетке приводит к ряду необычных свойств исследованного материала О-Ме, отмеченных ранее, но не нашедших должного объяснения [5,8]. Имеются в виду такие эффекты, как увеличение критического тока на обратной ветви ВАХ по сравнению с прямой ветвью, рост абсолютной величины критического тока по мере локального уменьшения сечения образца, уменьшение влияния на критический ток низкочастотного переменного магнитного поля по мере роста его частоты, форма ВАХ и другие. По-видимому, для описания динамических свойств регулярной решетки наночастиц может быть уместна аналогия между магнитными вихрями в сверхпроводниках второго рода и ЦТ в рассматриваемой системе. В этом случае движению вихрей будут соответствовать перескоки ЦТ с контура на контур, а уплотнению вихревой решетки по мере увеличения поля – индуцирование таких токов в контурах все меньших размеров. Момент начала движения квазивихревой решетки (критический ток системы и его гистерезис) будет зависеть от величины захваченного потока, то есть от того, на каком уровне по размерам контуров находится система ЦТ при данных условиях, а особенности, связанные с движением магнитного потока, - эффектом соизмеримости решетки ЦТ с центрами пиннинга, в роли которых выступает силикатная матрица.

Автор благодарен В.П.Петрановскому за полезные консультации и М.П.Волкову за ценные замечания.

- 
1. W.A.Little and R.D.Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
  2. V.V.Moshchalkov, H.Vloeberghs, M.Dhalle, et al., Physica Scripta **T45**, 226 (1992).
  3. А.Бароне, Дж.Патерно, Эффект Джозефсона. Физика и применение. 1984, М.: Мир (A.Barone, G.Paterno. Physics and application of the Josephson effect, 1982, J.Wiley&sons inc.N.Y.)
  4. В.Г.Балакирев, В.Н.Богомолов, В.В.Журавлев, и др., Кристаллография **38**, 111 (1993).
  5. V.N.Bogomolov, Y.A.Kunzgerov, S.G.Romanov, and V.V.Zhuravlev, Physica C **208**, 371 (1993).
  6. С.Г.Романов, А.В.Фокин, К.Х.Бабамуратов, Письма в ЖЭТФ **58**, 883 (1993).
  7. A.G.Aronov and Yu.V.Sharvin, Rev. Mod. Phys. **59**, 755 (1987).
  8. В.Н.Богомолов, В.В.Журавлев, А.И.Задорожний, Ю.А.Кумзеров, Письма в ЖЭТФ **38**, 298 (1982).