

УДК 538.945

ПАРАМЕТР ПОРЯДКА И КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПЕРИОДИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ МАССОЙ НОСИТЕЛЕЙ

А. Н. Ораевский

Показано, что критическая температура сверхпроводящих материалов с отрицательной массой носителей (отрицательным коэффициентом диффузии) может быть заметно увеличена, если из них изготовить периодическую структуру. На основе модели слоистого сверхпроводника с отрицательным коэффициентом диффузии носителей интерпретируется критическая температура ВТСП.

Предлагаемая статья имеет предысторию, которую я счел нужным изложить.

Излагаемые ниже результаты были доложены мной на семинаре лаборатории сверхпроводимости ФИАН (руководитель семинара А. И. Головашкин) в октябре 1997 года и изложены в статье, представленной к публикации в "Письма в ЖЭТФ". Статья зарегистрирована редакцией 20 октября 1997 года за N 477, однако, она не была принята к печати.

Недавно появилась публикация, цитируемая в дальнейшем как [КК] (В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, Письма в ЖЭТФ, 1998, т. 68, N 3, 223 – 229), в которой на основе микроскопических соображений обсуждалась роль отрицательной массы в интерпретации высокотемпературной сверхпроводимости. Я не противопоставляю статью [КК] своей заметке, отклоненной редакцией журнала "Письма в ЖЭТФ": в моей статье отрицательная масса носителей фигурировала на правах гипотезы в макроскопической модели, в то время, как в работе [КК] приведены соображения на микроскопическом уровне для привлечения кулоновского взаимодействия, как возможного механизма спаривания носителей в сверхпроводящие пары. Но поскольку идея отрицательной массы в моей работе

была высказана восемь с половиной месяцами раньше, я счел целесообразным просить редакцию журнала "Краткие сообщения по физике ФИАН" опубликовать мою заметку от 20 октября 1997 без каких-либо изменений в ее тексте. Ниже приводится текст этой заметки, заключенный в угловые скобки «...».

«Уравнение Гинзбурга–Ландау (ГЛ) [1 – 4]

$$\frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\tau} (a - b|\Psi|^2) \Psi(\mathbf{r}, t) - D \left(-i \nabla - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

в настоящее время является основой макроскопической теории сверхпроводимости. Одним из наиболее значительных результатов, полученных в рамках этой теории, является предсказание существования сверхпроводников второго рода [5, 3, 4]. При анализе уравнений ГЛ предполагается, что величина D , имеющая смысл коэффициента диффузии, положительна. Как следствие этого, модуль параметра порядка в случае *однородной* фазы всегда больше, чем в случае *неоднородной* фазы [3, 4]. Однако не лишено физического смысла и отрицательное значение коэффициента диффузии, которое можно связать с отрицательной эффективной массой носителей, определяемой второй производной энергии носителей по квазиимпульсу. Одним из наиболее интересных следствий отрицательности коэффициента диффузии является возможность *увеличения* модуля параметра порядка с увеличением *неоднородности* образца. Последнюю можно создать искусственно, приготовляя периодические сверхпроводниковые структуры, состоящие из повторяющихся сверхпроводящих образований (слоев, волокон, кубиков), разделенных изолирующим материалом.

В работе [6] анализировался параметр порядка в слоистых (волокнистых) сверхпроводниковых структурах с комплексным (в том числе и отрицательным) коэффициентом связи между слоями (волокнами). Для описания динамики параметра порядка использовалась следующая модификация уравнения ГЛ [7]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Psi_p = \frac{1}{\tau} (a - b|\Psi_p|^2) \Psi_p + D_{\perp} \Delta_{\perp} \Psi_p + r(\Psi_{p-1} - 2\Psi_p + \Psi_{p+1}). \quad (2)$$

Индексом p в этом уравнении обозначен номер слоя. В работе [6] введение комплексного коэффициента r было своего рода гипотезой. Идея отрицательной массы носителей подводит физическую базу под отрицательное значение r . Настоящая заметка посвящена переосмыслению результатов работы [6] под новым углом зрения.

Предположим число слоев в образце достаточно большим, чтобы пренебречь краевыми эффектами, и будем искать однородное в плоскости слоя решение уравнения (2) в виде

$$\Psi = |\Psi_p| \exp(i\alpha p). \quad (3)$$

Подстановкой (3) в (2) находим

$$|\Psi_p|^2 = \frac{a - 2r\tau(1 - \cos \alpha)}{b}. \quad (4)$$

Как известно, джозефсоновский ток через изолирующий слой пропорционален разности фаз параметра порядка в смежных слоях. В рассматриваемом случае

$$j \propto \sin \alpha. \quad (5)$$

Так как с самого начала предполагается отсутствие токов и магнитных полей, то только значения $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi$ не противоречат изначальным предположениям. При $\alpha = 0$ получается хорошо известное значение параметра порядка для однородного образца [1, 3, 4]

$$|\Psi_0|^2 = \frac{a}{b}. \quad (6)$$

При $\alpha = \pi$

$$|\Psi_p|^2 = \frac{a - 4|r|\tau}{b}. \quad (7)$$

Сравнение (6) и (7) показывает, что при отрицательном r модуль параметра порядка в слоистой сверхпроводниковой структуре при $\alpha = \pi$ больше такового в однородном образце.

Исследование решений (6) и (7) на устойчивость, проведенное в [6], показывает, что при отрицательном r решение (7) устойчиво, а решение (6) неустойчиво. Таким образом, при отрицательном значении коэффициента диффузии в слоистой структуре реализуется значение параметра порядка, определяемое формулой (7).

Ясно, что большему значению параметра порядка должно соответствовать большее значение критической температуры. Полагая вслед за работой [1] $a = a_0(T_0 - T)/T_0$ (T_0 – критическая температура однородного образца), мы можем определить критическую температуру слоистой структуры из условия обращения параметра порядка в нуль:

$$T_c = T_0 \left(1 + 4 \frac{|r|\tau}{a_0} \right). \quad (8)$$

Неоднородность сверхпроводящего образца может быть усилена путем изготовления волокнистых структур, схематическое изображение поперечного сечения которых в плоскости $z = \text{const}$ представлено на рис. 1. Структура должна состоять из сверхпроводящих проволок, разделенных нейтральным материалом. Уравнение, описывающее стационарное значение параметра порядка в таких структурах может быть получено путем простейшего обобщения уравнения (2):

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Psi_{p,q} + \frac{1}{\tau} (a - b |\Psi_{p,q}|^2) \Psi_{p,q} + r_x (\Psi_{p-1,q} - 2\Psi_{p,q} + \Psi_{p+1,q}) + r_y (\Psi_{p,q-1} - 2\Psi_{p,q} + \Psi_{p,q+1}) = 0. \quad (9)$$

Его решение, соответствующее максимальному значению параметра порядка, имеет вид

$$\Psi_{p,q} = |\Psi_{p,q}| \exp[i\pi(p+q)], \quad |\Psi_{p,q}|^2 = \frac{a + 4|r_x|\tau + 4|r_y|\tau}{b}. \quad (10)$$

Из (9) следует, что добавка к параметру порядка, а с ней и добавка к критической температуре, в волокнистой сверхпроводниковой структуре может быть увеличена в два раза по сравнению со слоистой структурой. Наконец, по аналогии с двумерной, можно мыслить трехмерную периодическую структуру, состоящую из периодически повторяющихся сверхпроводящих нанобразований (например, нанокубиков). В такой структуре добавка к параметру порядка (критической температуре), обусловленная неоднородностью фазы, будет в три раза большей, чем в случае слоистого образца.

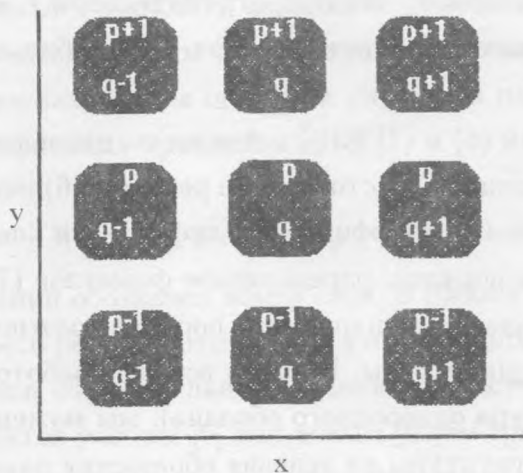


Рис. 1. Схематическое изображение поперечного сечения волокнистой сверхпроводниковой структуры.

Высокотемпературные сверхпроводники-перовскиты обладают слоистой структурой, так что к ним вполне применима рассматриваемая модель слоистого сверхпроводника. Вопрос о величине r для перовскитов обсуждался в работе [8], и было показано, что $|r| \approx 2a_0$. Из формулы (8) следует, что при таком значении коэффициента связи критическая температура слоистой структуры оказывается почти на порядок больше критической температуры однородного сверхпроводника. Правда, в случае $|r|\tau/a_0 \geq 1$ уравнения (2) и (9), строго говоря, неприменимы, так как они справедливы с точностью до $(r\tau/a_0)^2$. Поэтому мы обратимся к уравнению (1) и для оценок воспользуемся следующим подходом. Будем под величиной D подразумевать среднее по периоду структуры значение коэффициента диффузии. Уравнение (1) имеет решение с постоянной величиной модуля параметра порядка

$$|\Psi_p|^2 = \frac{a_0}{b} \left[\frac{T_0 - T}{T_0} + \left| \frac{D\tau}{a_0} \right| \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 \right] \quad (11)$$

и фазой, меняющейся линейно с координатой. Для моделирования слоистого образца потребуем, чтобы фаза менялась на величину π на периоде слоистой структуры d : $d\varphi/dz = \pi/d$. Очевидно, что модулю параметра порядка (10) соответствует критическая температура

$$T_c = T_0 \left[1 + \left| \frac{D\tau}{a_0} \right| \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 \right] \quad (12)$$

Для вычисления a_0 воспользуемся соотношением [8]

$$\frac{\hbar}{\tau} a_0 = \frac{(2\pi k T_c)^2}{8.4 \epsilon_F} \quad (13)$$

и значениями других необходимых величин, приведенных в этой же работе. Чтобы значения критической температуры, описываемой формулой (11), при $T_0 \approx (10 - 20)K$ попадали в диапазон наблюдаемых на опыте значений T_c для перовскитов, необходимо иметь $\left| \frac{D\tau}{a_0} \right| \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \approx 5 - 10$. Это возможно, если средний по периоду коэффициент диффузии порядка $10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$. Такое значение D вполне укладывается в рамки здравого смысла и согласуется с оценками, проведенными в [8]. Возникает вопрос: можно ли на основе слоистой модели с отрицательным коэффициентом связи между слоями объяснить значение критической температуры перехода перовскитов в сверхпроводящее состояние? Для положительного ответа на этот вопрос есть серьезные основания, если судить по знаку наблюдаемого у перовскитов эффекта Холла [9 - 13]. Все перовскиты с достаточно

высокой критической температурой демонстрируют "дырочный" эффект Холла. В тех же случаях, когда знак эффекта Холла соответствует отрицательному знаку носителей, критическая температура оказывается сравнительно малой.

В литературе описаны опыты с искусственно приготовленными слоистыми структурами $YBa_2Cu_3O_{7-x} - PrBa_2Cu_3O_{7-x}$ [14]. Измерялась зависимость критической температуры указанного материала от толщины изолирующего слоя $PrBa_2Cu_3O_{7-x}$, находящегося между сверхпроводящими слоями $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. При толщине изолирующего слоя в 4 нм критическая температура составляла 90 К. С возрастанием толщины изолирующего слоя критическая температура уменьшалась, асимптотически приближаясь к значению 19 К. Это значение практически достигалось при толщине изолирующего слоя 20 нм. Если предположить, что коэффициент связи между слоями изученных образцов отрицателен, то эти результаты хорошо вписываются в рамки рассматриваемой схемы. Ведь с ростом толщины изолирующего слоя коэффициент связи (эффективный коэффициент диффузии) уменьшается и согласно (10) критическая температура структуры приближается к критической температуре монослоя.

В реальном образце, по-видимому, следует учитывать влияние внутреннего ("встроенного") магнитного поля. При понижении температуры может произойти упорядочение магнитных моментов парамагнитных центров вплоть до перехода их в ферромагнитное состояние, что и создаст достаточно сильное внутреннее магнитное поле. Очевидно, что этот вопрос требует специальной проработки.

На основании проведенного рассмотрения можно сделать вывод, что изготовленная из материалов типа перовскитов трехмерная периодическая структура должна иметь критическую температуру, близкую к комнатной. От двумерной периодической (волокнистой) структуры можно ожидать увеличения критической температуры в полтора-два раза по сравнению с температурой существующих материалов.

Автор признателен А. И. Головашкину, В. Ф. Елесину и Ю. В. Копаеву за дискуссии по физике сверхпроводящего состояния.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д. ЖЭТФ, **20**, 1064 (1950).
- [2] Горьков Л. П., Элиашберг Г. М. ЖЭТФ, **54**, 612 (1968).
- [3] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика, часть II, М., Наука, 1978.
- [4] Гинкхам М. Введение в сверхпроводимость, М., Атомиздат, 1980.

- [5] Абрикосов А. А. ЖЭТФ, **32**, 1442 (1957).
- [6] Ораевский А. Н. ЖЭТФ, **101**, 1347 (1992).
- [7] Булаевский Л. Н. УФН, **116**, 449 (1975).
- [8] Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л., Собянин А. А. ЖЭТФ, **94**, 355 (1988).
- [9] Takashi Suzuki, Nasataka Tagawa, Toshizo Fujita. Physica C, **162-164**, 983 (1989).
- [10] Briceño G., Zetti A. Phys. Rev., B, **40**, N 16, 11352 (1989).
- [11] Forgo L., Raki M., Henry J. Y., and Yache C. A. Solid State Comm., **69**, N 11, 1097 (1989).
- [12] Groen W. A., De Leeuw D. M., and Geelen G. P. I. Physica C, **165**, 305 (1990).
- [13] Mackenzie A. P., Huges S. D., Cooper J. R., et al. Phys. Rev. B, **45**, N 1, 527 (1992).
- [14] Lowndes D. H., Norton D. P., and Budai G. D. Phys. Rev. Lett., **65**, 1160 (1990).»»

На этом текст моей статьи, посланной в "Письма в ЖЭТФ" 20 октября 1997 года, кончается. В качестве послесловия добавлю следующее. Высказанная в [6] и вышеприведенной моей заметке идея возможного увеличения критической температуры в нитевидных (волокнистых) сверхпроводниковых структурах оказывается полезной и в рамках идеи, развиваемой в работе [КК]. Можно показать в рамках формализма, использованного в [КК], что волокнистая структура приводит к заметному увеличению критической температуры по сравнению со слоистой структурой.

Поступила в редакцию 23 ноября 1998 г.