

УДК 538.945

О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В "ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЕ" И "ИДЕАЛЬНО ДИАМАГНИТНОЕ" (МЕЙССНЕР) СОСТОЯНИЯ.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСЛЕДСТВИЯ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ "ПАРАМАГНИТНОГО" ЭФФЕКТА

С.Г. ГЕВОРГЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 14 февраля 2002 г.)

В первой части этой работы [1] сделан обзор данных по недавно обнаруженному в сверхпроводниках "парамагнитному" эффекту, а также изложено возможное объяснение явления. Здесь обсуждаются последствия, вызванные этим слабо выраженным эффектом и вытекающие из анализа формы кривой фазового перехода, а также сделаны выводы, важные для верного понимания сущности сверхпроводимости.

1. Введение

Напомним, что в первой части работы [1] мы представили и подробно обсудили накопленный по сей день экспериментальный материал по "парамагнитному" эффекту. При этом мы достаточно подробно остановились на деталях измерительных установок, позволивших обнаружить и изучить этот необычный эффект, отметили особенности исследованных образцов и уточнили условия, при которых его удавалось наблюдать (что важно для верного понимания природы нового явления), а также изложили простое объяснение эффекта (не претендуя при этом на окончательность понимания явления). Ниже изложены и обсуждены возможные последствия, вызванные этим эффектом, а также сделаны заключения, непосредственно вытекающие из анализа данных опытов.

II. Заключение, вытекающие из эксперимента

На наш взгляд, накопленных данных по "парамагнитному" (ПМ) эффекту, обнаруженному в "гелиевых" (низкотемпературных) [2], а затем изученному более детально в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) [3-5] (во многом благодаря созданному нами измерителю свойств сверхпроводников (СП) высокого разрешения, основанного на плоской однослойной приемной катушке [6-7] – см. первую часть рабо-

ты), уже достаточно, чтобы глубже объяснить физику СП перехода (образование “куперовских” пар и возможное изменение их поведения при дальнейшем охлаждении образца – особенно при температурах, близких к переходу) и на этой основе сделать выводы и новые предположения. В частности, этот новый эффект (точнее, уточненная им форма кривой перехода), по-видимому, позволяет разделить друг от друга фазовые переходы в “идеально проводящее” (состояние без сопротивления) и “сверхпроводящее” (идеально диамагнитное) состояния и связать форму кривой перехода с некоторыми физическими характеристиками нормального состояния исследуемого вещества.

Действительно, вид функции $A/((T-T_0)/T_c)+B$, аппроксимирующей начальный участок измеренной кривой СП фазового перехода, приведенной во вставке к рис.1 (аппроксимирующей начало “парамагнитного” эффекта), говорит о том, что температурная зависимость плотности $n_n(T)$ “нормальных” носителей тока (входящей в формулу (1)

$$\delta(T) = c / \sqrt{2\pi\sigma_1(T)\omega} \quad (1)$$

для глубины скин-слоя δ [8] как часть нормальной проводимости $\sigma_1(T) = [e^2 n_n(T)/m] \cdot \tau$ – см. первую часть работы) не может иметь упрощенный вид $n_n(T) = n \cdot (T/T_c)^\gamma$, допускаемый традиционной “двухжидкостной” моделью [9], а скорее, она более сложная. Эту зависимость вблизи перехода можно представить, к примеру, относительно более сложной функцией

$$n_n(T) \cong n \cdot \{ [T_c/(T_c - T_0)]^\gamma \cdot [(T - T_0)/T_c]^\gamma + n_{res}(T)/n \}, \quad T_0 < T < T_c, \quad (2)$$

где $\gamma = 2$ (обоснование см. в первой части работы), $n_{res}(T_c) \cong 0$, а смысл T_c и T_0 приведен ниже.

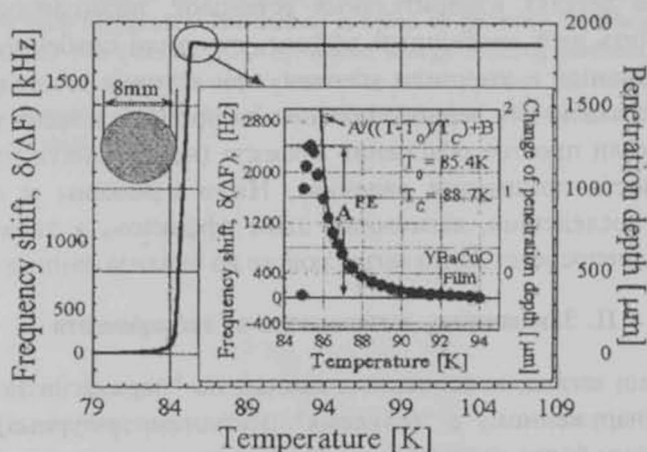


Рис.1. Кривая сверхпроводящего фазового перехода YBaCuO пленки [4-5]. Вставка: увеличенный вид слабо выраженного “парамагнитного” эффекта в начале СП перехода, предшествующего “диамагнитному” (Мейсснер) вытеснению. A^{PE} – его высота, а линия – аппроксимация.

Остаточная плотность "нормальных" носителей тока $n_{\text{res}}(T)$ в этой формуле есть медленно растущая функция от температуры, при охлаждении. Она мала для "гелиевых" СП. Однако, как известно [10-13], в ВТСП материалах остаточное сопротивление может стать заметным во многих практически важных применениях этих веществ из-за присутствия потока нормальных носителей тока даже при абсолютном нуле температуры. Чтобы объяснить его появление, в работах [10,11] была предложена "трехжидкостная" модель, основанная на идее "неспаренных" остаточных нормальных носителей тока, $n_{\text{res}}^0 \equiv n_{\text{res}}(T=0)$, причем, $n_{\text{res}}^0 \equiv \text{const}(T)$.

Температурная зависимость в виде (2) означает, что "нормальные" носители заряда (электроны) начинают (при $T_c \sim 88.7\text{K}$ — см. рис.5 в первой части работы) и, в основном, заканчивают выполнение своей физической "миссии" в узкой температурной области $T_c \rightarrow T_0$ (где $T_0 \sim 85.4\text{K}$ есть температура при пике ПМ эффекта), и их плотность становится заметно малой при приближении температуры образца к T_0 (так как $n_n(T_0) \equiv n_{\text{res}}(T_0)$, согласно (2)). Следовательно, совокупность СП пар с плотностью $n_p(T)$ в первом приближении уже успевает сформироваться *при подходе к температуре T_0* , при которой вещество, видимо, начинает приобретать необычное качество, заключающееся в том, что *заметная доля пар* (из всех созданных пар в веществе) *начинает сильно коррелировать между собой*. Таким образом, уже при этих температурах закладывается начало формирования Бозе-конденсата из пар, *что вполне может быть результатом обнуления суммарного "спина" у этих пар при подходе к T_0* (наряду с обнулением импульсов пар, начатого у созданных первых пар еще при T_c , извещающего начало перехода в "идеально проводящее" состояние в веществе). Мы полагаем, что накопление некоторого (минимально необходимого) количества пар в нулевом (синглетном) "спиновом" состоянии при подходе к T_0 (в среде, где имеются пары как в синглетном, так и в триплетном состояниях при любой отличной от нуля температуре ниже T_c) и является причиной, ведущей к началу идеально диамагнитного ("сверхпроводящего") фазового перехода в веществе, начиная с T_0 . При подходе к этой температуре вещество уже успевает перейти в "идеально проводящее" состояние из-за достаточного числа созданных в нем идеально проводящих "куперовских" пар (частиц с нулевым импульсом, а поэтому и с бесконечной длиной дебройлевской волны, благодаря чему им удастся двигаться в веществе, "не замечая" примесей и дефектов структуры решетки). Все это хорошо согласуется с данными, приведенными на рис.2, где показаны кривые перехода YBaCuO мостика (шириной $w \approx 0.2\text{ мм}$ и длиной $L \approx 4\text{ мм}$, сделанного из пленки толщиной $d \approx 0.2\text{ мкм}$, идентичной упомянутой на рис.1, методом химического травления), измеренные стандартным 4-хпроводным методом (*сопротивление*) и нашим измерите-

лем, по сдвигу частоты автогенератора на туннельном диоде (*диамагнитное выталкивание*), одновременно. Из рисунка видно, что переход по сопротивлению почти заканчивается (более 80%) уже до начала перехода по диамагнитным свойствам. Иначе говоря, вытеснение измерительного РЧ поля катушки образцом (переход мостика в Мейсснер-состояние) начинается, когда образец уже почти находится в состоянии с отсутствием сопротивления. Небольшая разница $\sim 0.7\text{K}$ между температурами начала эффекта Мейсснера и зануления сопротивления мостика обусловлена, скорее всего, ухудшением СП свойств материала по краям мостика в процессе его приготовления. Лучшего совпадения можно ожидать при измерениях на более чистых и однородных образцах. Однако, для окончательного уточнения взаиморасположения резистивного и диамагнитного переходов необходимо, чтобы измерения были проведены на ВТСП монокристалле. Но это сделать нелегко из-за слабых сигналов от таких малоразмерных, чистых физических объектов. Хотя, по нашим последним экспериментальным оценкам [14], немного более усовершенствованному измерителю свойств сверхпроводников с миллиметровой плоской приемной катушкой эта задача уже вполне будет "по плечам" (в смысле более высокого пространственного разрешения измерений).

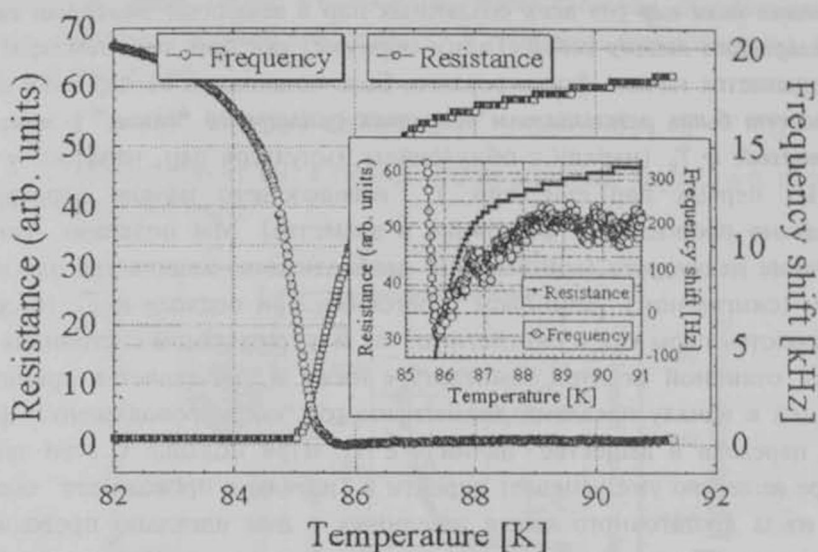


Рис.2. Кривые СП фазового перехода YBaCuO мостика (ширина $w \approx 0.2\text{ мм}$, длина $L \approx 4\text{ мм}$, толщина $d \approx 0.2\text{ мкм}$), изготовленного химическим травлением качественной пленки, измеренные одновременно. Вставка: увеличенный вид кривых в начале перехода (до "диамагнитного" выталкивания). $\square$ – 4-хпроводный метод (сопротивление), $\circ$ – метод, основанный на плоской приемной катушке, схематически показанный на рис.1 в первой части работы (по сдвигу частоты автогенератора на туннельном диоде – диамагнитное выталкивание).

Дальнейшее охлаждение образца ниже T_0 ведет, скорее всего, к изменению поведения СП вещества, описываемого известной теорией БКШ (хорошо работающей в случае "гелиевых" (простых) СП [15]), на базе все еще присутствующих в веществе (но немногих) "нормальных" носителей заряда (убывающих по закону $n_n(T) \equiv n_{res}^0 + [n_{res}(T_0) - n_{res}^0] \cdot (T/T_0)^r$; $T < T_0$) и уже сформировавшегося достаточно большого количества "куперовских" пар плотностью $n_s(T) = n - n_n(T) \equiv n - n_{res}^0 - [n_{res}(T_0) - n_{res}^0] \cdot (T/T_0)^r$, ($T < T_0$), где число "неспаренных" остаточных нормальных носителей заряда $n_{res}^0 \neq 0$ для "азотных" (сложных, "оксидных") сверхпроводников, ($n_{res}^0 = 0$ для "гелиевых" (простых) СП).

Изложенные выше выводы являются следствием уточненной формы кривой СП фазового перехода (рис.1) и противоположны признанным представлениям, согласно которым месторасположение резистивного и диамагнитного переходов практически совпадает, а число "куперовских" пар нарастает при охлаждении по простому закону $n_s(T) = n \cdot [1 - (T/T_c)^r]$, [9], начиная с начала диамагнитного выталкивания T_c (в наших обозначениях — по закону $n_s(T) = n \cdot [1 - (T/T_0)^r]$, начиная с температуры T_0).

В заключение подчеркнем, что именно скорректированная "парамагнитным" эффектом форма кривой СП фазового перехода вещества (рис.1) приводит к мысли, что определяемые ею температуры T_c (начало ПМ эффекта — начало расхождения кривых на рис.5 в первой части работы) и T_0 (пик ПМ эффекта) связаны с двумя "идеальными" свойствами СП вещества (и обусловленными ими фазовыми переходами). Так, первая из них (T_c) указывает на начало наступления идеальной проводимости (видимо, связанной с началом образования "куперовских" пар из свободных электронов с противоположными импульсами), а вторая (T_0) — оповещает начало наступления идеального диамагнетизма (с обнулением еще и суммарного "спина" у заметного количества пар). Кроме того, согласно уравнению (1), обусловленная ПМ эффектом начальная часть кривой перехода должна быть связана с такими важнейшими характеристиками нормального состояния СП вещества, как m (эффективная масса электрона), τ (время релаксации носителей заряда) и n_n (плотность "нормальных" носителей).

Насколько такая интерпретация физических процессов, определяющих "истинную" (уточненную "парамагнитным" эффектом) форму кривой сверхпроводящего фазового перехода верна, а также, является ли прогнозируемая уравнением (1) связь между формой этой кривой и характеристиками нормального состояния вещества правильной, покажут дополнительные исследования в этой области. Окончательные ответы на эти вопросы могут быть получены в результате дополнительных экспериментальных исследований на монокристаллических ВТСП образцах, с

применением измерительной техники, к примеру, аналогичной использованной в настоящей работе, но с намного более высоким пространственным разрешением (имеющей размеры приемной плоской катушки ~1мм).

Работа частично финансировалась из государственных источников Республики Армения в рамках научно-исследовательской темы №02-1359. Автор благодарен профессорам Э.Г.Шарояну и Alex Gurevich (University of Wisconsin-Madison, USA) за полезные обсуждения результатов эксперимента и проблемы в целом, А.А.Мовсисяну, В.С.Геворгяну, О.Г.Шириняну и А.М.Манукяну за всестороннюю помощь при проведении экспериментов, а также А.М.Мирзоян и Г.М.Манукян за техническую помощь при окончательном оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Г.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 50 (2003).
2. С.Г.Геворгян. Кондидатская диссертация. Аштарак, 1989.
3. V.F.Gantmakher, N.I.Golovko, I.G.Naumenko, A.M.Neminsky, and A.V.Petinova. Physica C, 171, 223 (1990).
4. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, T.Ohyama, M.Inoue, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, V.S.Gevorgyan, T.Matsushita, and M.Takeo. Superconductor Science and Technology, 14, 1009 (2001).
5. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, H.G.Shirinyan, A.A.Movsisyan, V.S.Gevorgyan, S.Egashira, Yu.Eltsev, T.Matsushita, T.Mito, and M.Takeo. Proc. of the Applied Superconductivity Conference (ASC '2002) (Houston, Texas, USA, 4-9 August, 2002), Program No.2MC04, p.172 (to be published in: June 2003 issue of the IEEE Transactions on Applied Superconductivity).
6. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, Y.Hanayama, H.Katsube, T.Ohyama, M.Takeo, T.Matsushita, and K.Funaki. Rev. Sci. Instrum., 71, 1488 (2000).
7. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, T.Ohyama, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, V.S.Gevorgyan, T.Matsushita, M.Takeo, and K.Funaki. Physica C: "Superconductivity and its Applications", 366, 6 (2001).
8. Э.А.Канер, В.Ф.Гантмахер. УФН, 94, 193 (1968).
9. C.J.Gorter and H.B.G.Casimir. Phys. Zs., 35, 963 (1934) [Zs. Techn. Phys., 15, 539 (1934)].
10. G.Muller, N.Klein, A.Brust, H.Chaloupka, M.Hein, S.Orbach, H.Piel, and D.Reschke. J. Superconductivity, 3, 235 (1990).
11. T.Imai and Y.Kobayashi. IEEE Transactions on Electronics, 78-C, 498 (1995).
12. O.G.Vendik, I.B.Vendik, and D.I.Kaparkov. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techn., 46, 469 (1998).
13. I.B.Vendik. Superconductor Science and Technology, 13, 974-982 (2000).
14. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, S.Egashira, T.Mito, M.Takeo, H.G.Shirinyan, A.M.Manukyan, and A.A.Movsisyan. Abstracts of the Applied Superconductivity Conference (ASC '2002) (Houston, Texas, USA, 4-9 August, 2002), Program No. 1ED08, p.13.
15. J.Bardeen, L.Cooper, J.Schrieffer. Phys. Rev., 108, 1175 (1957).

“ԻԳԵԱԼԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴԻՉ” ՈՒ “ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ” (ՄԵՅՄՆԵՐ ՎԻՃԱԿ)
ՓՈԽԱՅԻՆ ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐ ԱՌԱՆՋՆԱՅՄԱՆ ՄԱՍԻՆ.

2. “ՊԱՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ” ԷՖԵԿՏԻՑ ԲԵՈՂ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ՀԵՏԵՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ս.Գ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Աշխատանքի առաջին մասում շարադրված ու քննարկված են գերհաղորդիչներում վերջերս հայտնաբերված “պարամագնիսական” երևույթի հետ կապված առ այսօր ձեռք բերված բոլոր փորձարարական արդյունքները, ինչպես նաև տրված է երևույթի հնարավոր քայքայությունը: Այստեղ քննարկված են “պարամագնիսական” երևույթով ճշգրտված գերհաղորդիչ փուլային անցման կորի ձևից բխող հետևանքները, ինչպես նաև արված են փորձերի արդյունքներից բխող հետևություններ, որոնք կարևոր են գերհաղորդականության բնույթը ճիշտ հասկանալու համար:

ON THE POSSIBILITY OF SEPARATION OF THE “IDEAL CONDUCTIVE”
AND “SUPERCONDUCTIVE” (MEISSNER STATE) PHASE TRANSITIONS.

2. PHYSICAL CONSEQUENCES FOLLOWING
FROM THE “PARAMAGNETIC” EFFECT

S.G. GEVORGYAN

In the first part of this work an overview of the available data on a recently discovered in superconductors “paramagnetic” effect has been made and a possible explanation of the effect is given. Here, the consequences caused by this weakly expressed phenomenon, and following from the analysis of the shape of the transition curve, are discussed, and the conclusions based on the test data are formulated, important for true understanding of the nature of superconductivity.