

УДК 538.945

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

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО “ПАРАМАГНИТНОМУ” ЭФФЕКТУ

С.Г. ГЕВОРГЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 14 февраля 2002 г.)

Обсуждаются “парамагнитный” эффект, недавно обнаруженный в сверхпроводниках, и последствия, вызванные этим слабо выраженным явлением и вытекающие из анализа формы кривой сверхпроводящего перехода. Новый эффект предшествует ярче выраженному “диамагнитному” (“Мейсснер”) выталкиванию и дополняет форму кривой фазового перехода, которая в реальности оказалась более сложной, чем было известно. Этот необычный эффект уточняет особенности фазового перехода. В частности, он создает предпосылки для отделения друг от друга “идеально проводящего” (состояние без сопротивления) и “сверхпроводящего” (идеально диамагнитное состояние) фазовых переходов, а также связывает форму кривой перехода с физическими характеристиками нормального состояния вещества. В первой части работы сделан обзор имеющихся экспериментальных данных по “парамагнитному” эффекту и предложено его возможное объяснение.

1. Введение

Хотя после открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1] наблюдается значительный прогресс в области понимания их атомных структур и физических свойств [2-4], тем не менее микроскопическая природа сверхпроводимости в ВТСП пока не раскрыта. Одна из причин - отсутствие невозмущающих методов многостороннего изучения физики сверхпроводящего (СП) перехода с высоким разрешением, в особенности, при температурах близких к фазовому переходу T_c (в самом начале формирования этого состояния). Однако проблема состоит не только в недостаточном разрешении приборов (в особенности, при исследовании пленок и малообъемных чистых монокристаллов) в этом, относительно узком, интервале температур (в момент перехода), но и в том, что пока “без ответа” остаются некоторые принципиально

важные вопросы, касающиеся также и “гелиевых” СП (детали изложены ниже). Ответить на них нельзя без подробного исследования тонких особенностей физики СП фазового перехода сильно коррелированной системы электронов (так называемых “куперовских” пар, образованных из свободных электронов), формирующейся в момент перехода. Обнаруженный недавно в ВТСП пленках “парамагнитный” (ПМ, “paramagnetic” – РМ) эффект [5] демонстрирует и подтверждает существование нераскрытой тонкой физики вблизи T_c , подлежащей выявлению и изучению. Метод исследования, который позволил обнаружить его, может выявить и другие слабо выраженные физические особенности СП фазового перехода. В чем заключаются ключевые преимущества этого метода исследования по сравнению с традиционной техникой, а также насколько углубятся наши знания в сверхпроводимости при его использовании – все это подробно изложено в данной работе.

Известно, что сверхпроводник – это дважды “идеальный” материал, поскольку при охлаждении, начиная с некоторой температуры, он становится идеальным проводником, а также приобретает свойства идеального диамагнетика [6]. Последнее, по существу, предполагает наличие свойств идеального проводника, однако обратное неверно. Но обязано ли вещество иметь эти два свойства в один и тот же момент? И еще, почему, разные по своей природе, эти два фазовых перехода (первый из которых связан с обращением в нуль импульса “куперовской” пары, а другой, видимо, с обнулением также и суммарного “спина” пары) должны происходить “обязательно” при одной и той же температуре? И вообще, встречаются ли в природе явления, разные по сущности, но протекающие одновременно (в частности, в сфере электромагнитных явлений)? Эти вопросы возникли, когда в оловянных сферах микронных размеров, сверхпроводящих при температуре $T_c=3.72\text{K}$, нами была обнаружена слабо выраженная “парамагнитная” особенность фазового перехода [7], извещающая “истинное” начало СП перехода (должено об этом лишь недавно [5] – после воспроизведения эффекта во многих образцах и в различных материалах). Он предшествует намного ярче выраженному “диамагнитному” (ДМ, “diamagnetic” – ДМ) выталкиванию (эффект Мейсснера-Оксенфелда, открытый еще в 1933г. в “гелиевых” сверхпроводниках [8]) и дополняет известную, в действительности более сложную, форму кривой СП перехода. Возникновению вопросов способствовал также эффект “опережения”, обнаруженный в перколяционных ВТСП (в YBaCuO керамиках [1] и пленках [9], имеющих гранулярное строение СП вещества), согласно которому переход по сопротивлению практически заканчивается уже до начала кривой перехода по диамагнитным свойствам (по эффекту Мейсснера). Этот эффект наблюдался также и в ВТСП BiCaSrCuO кристалле [10], однако не вызвал должного внимания авторов (возможно из-за отсутствия уверенности в со-

ответствии температурной шкалы при измерениях разными методами на разных установках). Сомнения еще больше укрепились, когда авторы [11,12] с помощью чувствительного “сканирующего SQUID” микроскопа обнаружили “диамагнитную активность” в ВТСП LaSrCuO пленках при температурах, намного превосходящих общепринятую температуру СП перехода этого материала. Эффект интерпретирован авторами как предшественник состояния Мейсснера.

Все это говорит о том, что ответственные за сверхпроводимость “куперовские” пары начинают формироваться, видимо, уже при температурах, много превосходящих критическую температуру, установленную диамагнитным фазовым переходом (вопреки традиционным представлениям). Значит, не все еще ясно в физике рождения пар и их формирования в веществе. Следовательно, физика СП фазового перехода в этом узком интервале температур (в самом начале перехода) все еще нуждается во всестороннем изучении. В этом плане, исследование деталей формы кривой перехода может стать “пробным камнем” для выявления особенностей формирования пар в “азотных” (а также и в “гелиевых”) сверхпроводниках, что поможет и выяснению микроскопической природы сверхпроводимости в ВТСП. А в этом смысле особенно важно проведение опытов при близких к переходу температурах (когда пары только начинают формироваться), которые могут позволить целиком проследить процесс образования пар с самого его начала. Конечной целью такого исследования является не только уточнение формы кривой СП фазового перехода в разных материалах, но и выявление ее связи как с упомянутыми двумя “идеальными” фазовыми переходами, так и с физическими характеристиками нормального состояния вещества. Эти вопросы также будут обсуждены в работе.

Признанные низко- и радиочастотные (РЧ) методы изучения сверхпроводников (вибрационный магнитометр [13], метод восприимчивости [14], 4-хзондовый [15] и SQUID [16] методы), а также недавно созданный магнито-оптический метод, “визуализирующий” проникновение магнитного поля в вещество [17,18], дают представление о физике СП перехода в основном при температурах, не очень близких к переходу, и применимы для образцов с не очень малыми размерами. Поэтому определяемые ими кривые переходов имеют упрощенный вид и, скорее всего, не отражают всю картину фазового перехода. А выявленная ими физика межфазового перехода, которая должна была бы отображаться на форме кривой перехода, не может быть полной. Именно поэтому безнадежно искать связь между упомянутыми выше явлениями, а также физическими характеристиками нормального состояния исследуемого вещества, с одной стороны, и формой кривой СП перехода, детектированной отмеченными выше методами, с другой.

Иначе говоря, традиционно используемые РЧ методы изучения

сверхпроводников не имеют достаточного разрешения в самом начале фазового перехода. При этом многие из них к тому же и не пригодны для исследования образцов малых объемов (тонкие ВТСП пленки и чистые монокристаллы). А более совершенные микроволновые методы [19,20] бессмысленно применять для измерений при температурах, близких к переходу, т.к. СП пары разрушаются в СВЧ полях.

II. Метод исследования и его преимущество

Таким образом, очевидна необходимость создания новых, невозможных методов исследования СП фазового перехода, с максимальным разрешением именно при температурах, близких к переходу (в самом начале формирования сверхпроводящих пар), а также способных исследовать образцы сверхмалых объемов. В этом смысле разработанный и созданный нами измеритель нового типа [21,22], основанный на однослойной плоской приемной катушке (рис.1), удовлетворяет этим требованиям и уже успешно используется в наших исследованиях. Он в состоянии выявить тонкие особенности фазового перехода в пластинчатых ВТСП материалах малых объемов, таких, как пленки и пленочные

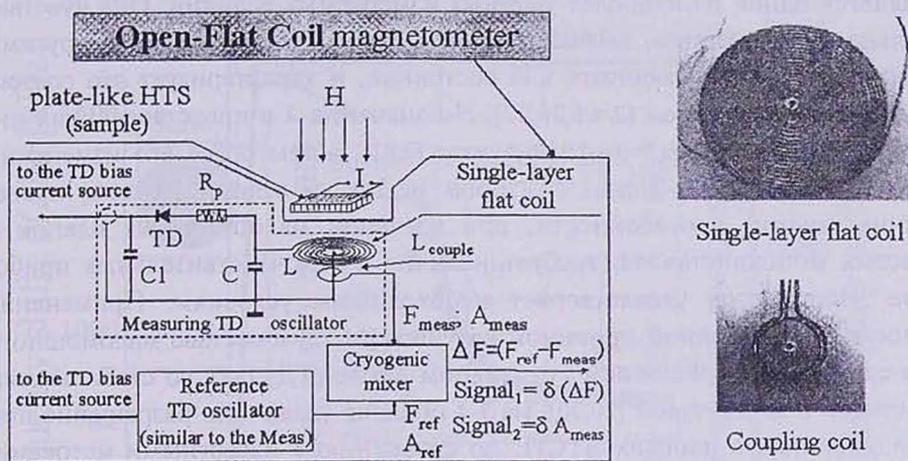


Рис.1. Схема измерителя высокого разрешения нового типа (OFC-magnetometer) с плоским ВТСП образцом [21, 22]. Боковая вставка: однослойная, плоская приемная катушка ($\Phi_{coil} \sim 8$ мм – сверху) и катушка связи. ($L \sim 1.5-2.0$ мкГ; $C \sim 20-40$ пФ; $C_1 \sim 2500$ пФ; $R_p \sim 150$ Ω ; $F_{meas} \sim 23$ МГц, $\Delta F = F_{ref} - F_{meas} \sim 1.2$ МГц, $\delta F_{stability} \sim 2-3$ Гц)

структуры, а также совершенные монокристаллы. Такую технику можно использовать не только для прояснения нерешенных вопросов в фундаментальной сверхпроводимости, но и в других областях науки, а также в технике, быту и на производстве.

Основное преимущество метода состоит в его способности “заметить” (даже в тонких ВТСП пленках) слабо выраженные особенности кривой СП перехода между двумя фазами (с относительным разрешением более 6-ти порядков) и обнаружить незначительную энергию, выделенную в результате перемещения “вихрей” магнитного потока, возникших в сверхпроводнике при наличии внешних полей, токов и других внешних воздействий. Новый метод позволяет детектировать рекордно малые относительные изменения сверхпроводящей глубины проникновения λ , порядка $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-6}$ [21,22] (абсолютные изменения $\Delta\lambda \sim 1-3 \text{ \AA}$). Техника, показанная на рис.1, является очень чувствительным измерителем поглощения (Q-meter), способным детектировать изменения тепловыделения в СП веществе более 10^{-9} Вт во время вязкого перемещения “вихрей” (в том числе в ВТСП пленках и кристаллах малых объемов [23,24]). С подробным описанием измерителя, причинами его преимуществ, а также с возможными применениями можно ознакомиться в работах [21,25].

Столь широкие возможности нового метода при измерении λ очень важны, поскольку с точки зрения объема и разнородности информации, получаемой из опытов по физическим свойствам СП вещества, λ является одной из наиболее удобных измеряемых величин. Она чувствительна к изменениям, вызванным магнитным полем, токами и другими факторами, возмущающими СП состояние, и характеризует это состояние со многих сторон [2-4,6,26,27]. Но значения λ в представляющих интерес материалах $\{\lambda(T=0) \sim 0.04-0.4 \text{ мкм}$ [2,6]), а тем более его изменения под воздействием внешних факторов, не так уж велики, поэтому проведение опытов, в особенности, при изучении малообъемных пленок и чистых монокристаллов, требует наличия очень чувствительных приборов. Наш метод удовлетворяет необходимым условиям. Применение плоской однослойной приемной катушки [21,22] в составе маломощного генератора на обращенном туннельном диоде (ТД) [28], со стабильными частотой и амплитудой [29,30], на 3-4 порядка увеличило разрешение при λ -измерениях в плоских ВТСП, по сравнению с известными методами. Измеряемые в настоящем методе величины (частота и амплитуда генератора на ТД) соответственно определяются искажением РЧ измерительного поля у поверхности приемной катушки [21-22], вызванным плоским образцом, а также поглощением энергии этого же поля исследуемым образцом [23-24]. Это, в конечном итоге, приводит к изменению частоты автогенератора на ТД и/или к изменению его амплитуды, соответственно.

III. Результаты и обсуждение

Из-за плоской формы приемной катушки созданного нами изме-

рителя даже малое количество “куперовских” пар, образовавшихся в образце плоской геометрии, вызывает сильное искажение силовых линий измерительного РЧ поля (частоты $F_{\text{meas}} \sim 23$ МГц, $\Delta F = F_{\text{ref}} - F_{\text{meas}} \sim 1.2$ МГц, $\delta F_{\text{stability}} \sim 2-3$ Гц – см. рис.1) у поверхности катушки в момент диамагнитного выталкивания [21]. Аналогично, даже незначительный рост глубины “скин”-слоя в нормальном состоянии образца (из-за ухудшения электропроводности материала, в связи с уходом электронов из уровня Ферми при образовании пар) также может привести к заметному искажению линий поля вокруг детектирующей катушки. Именно эта особенность метода, а также относительное разрешение порядка 10^{-6} и высокая стабильность измеряемых величин позволили нам обнаружить слабо выраженный “парамагнитный” эффект также и в YBaCuO пленках малого объема [5]. Предшествующий ярче выраженному “диамагнитному” выталкиванию, он дополняет форму кривой СП фазового перехода (рис.2). Этот необычный эффект содержит в себе тонкости физики сверхпроводящего перехода, начиная с самого начала формирования пар, и именно по этой причине уточненная этим новым явлением форма кривой СП фазового перехода и будет основным предметом обсуждения в дальнейшем.

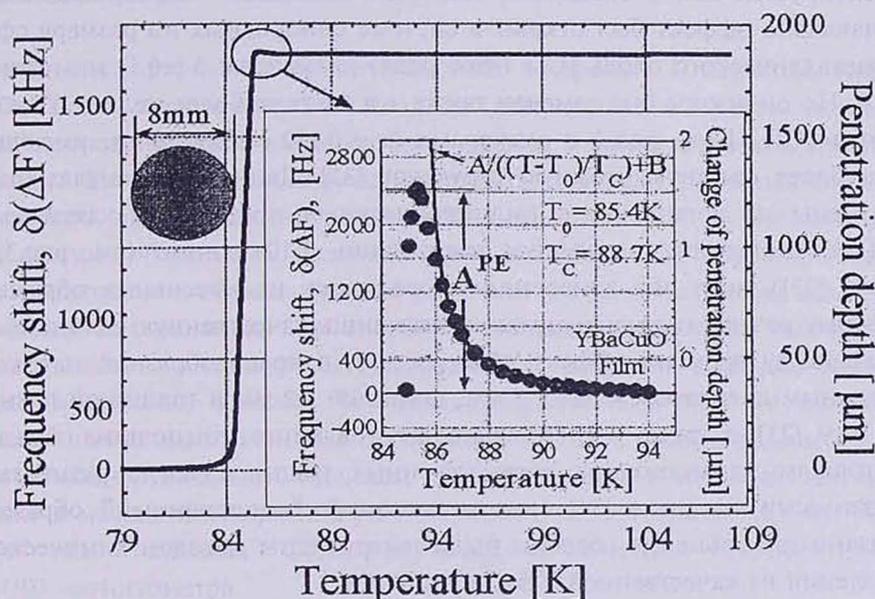


Рис.2. Кривая сверхпроводящего фазового перехода YBaCuO пленки [5] ($P_{\text{exc}} \sim 4.8$ мкВт (см. рис.5)). Вставка: увеличенный вид слабо выраженного “парамагнитного” эффекта в начале СП перехода, предшествующего “диамагнитному” выталкиванию. A^{PE} – его высота, а линия – аппроксимация.

Начато детальное изучение эффекта: проводимые при этом иссле-

дования протекают более результативно в пластинчатых ВТСП материалах, что не удивительно. Дело в том, что из-за низкой электропроводности оксидных СП глубина "скин"-слоя у них в нормальном состоянии намного больше, чем в "гелиевых" СП [31]. Поэтому при приложении к поверхности ВТСП материала (толщиной даже в несколько сот микрон) электромагнитного поля волны радиочастоты проникают через образец, выходя с другой его стороны в нормальном состоянии и полностью (с точностью, определяемой эффектом Мейсснера [6]) экранируются образцом в СП состоянии. В то же время намного более тонкие металлические пленки, сверхпроводящие при "гелиевых" температурах, почти полностью выталкивают эти же волны как в нормальном, так и в СП состоянии, из-за ничтожно малой величины "скин"-слоя материала [32]. Именно поэтому при исследовании деталей формы кривой перехода с помощью данного метода, основанного на приемной катушке с плоской геометрией, опыты проходят более результативно (с точки зрения величины соотношения сигнал/шум) на пластинчатых образцах, изготовленных из оксидных сверхпроводников.

"Парамагнитный" эффект удается наблюдать как при охлаждении, так и при нагреве образца, независимо от его внешней формы. Он детектируется как в оксидных, так и в "гелиевых" сверхпроводниках. Изначально эффект был открыт в системе однородных по размеру сфер из металлического олова (СП I-ого рода) диаметром $5 (\pm 0.5)$ мкм (рис.3 [5,7]). Но он вскоре был замечен также и в системе более мелких YBaCuO гранул (СП II-ого рода) с размерами $2r = 0.192 (\pm 0.004)$ мкм, имеющих куда более сложную атомную структуру [33]. Данные в гранулах были получены на установках с цилиндрическими приемными катушками, при соотношении сигнал/шум всего лишь 5-10 единиц (см. рис.3, а также [33]), хотя оба измерения проводились на массивных образцах. Поэтому результаты на гранулах имеют лишь качественную ценность. К настоящему времени эффект обнаружен и в кольцеобразной пленке с наружным диаметром кольца 3 мм, шириной 0.2 мм и толщиной пленки 0.2 мкм [23], а также в специально изготовленном пленочном образце, состоящем из множества расположенных рядом колец с размерами, указанными на рис.4 [34] (так называемый "испорченный" образец). Указанные кольцевые образцы были изготовлены методом химического травления из качественной YBaCuO пленки.

Следует отметить, что "парамагнитная" особенность постепенно исчезает с увеличением размеров образца, а также с ухудшением стабильности температуры во время опытов [5,7]. Это происходит вследствие усреднения эффекта, из-за роста неоднородности материала и/или температуры в объеме образца. В этой связи уточним условия, при которых эффект удавалось наблюдать в пленках, что важно для понимания природы явления. Так, неоднородность температуры на всей площади

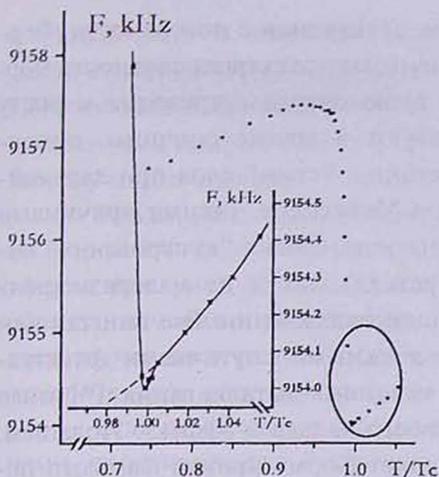


Рис.3. “Парамагнитный” эффект, обнаруженный при переходе в сверхпроводящее состояние порошка олова с размерами зерен диаметром ~ 5 (± 0.5) мкм [5,7]. Вставка: увеличенный вид ПМ эффекта. Пунктирная линия – температурный ход прибора без образца.

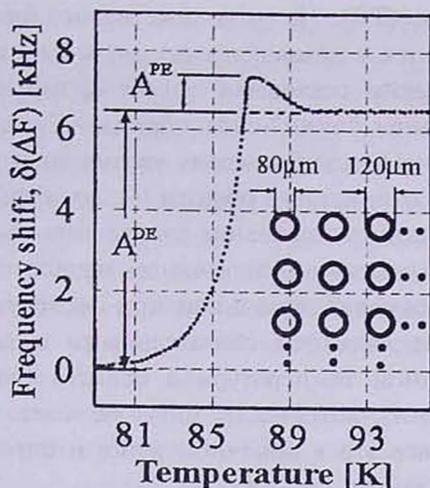


Рис.4. Переход образца, состоящего из расположенных рядом множества колец, сделанных из YBaCuO пленки методом химического травления пленки [34]. (так называемый “испорченный” образец; $P_{osc} \sim 4.8$ мкВт (см. рис.5)).

пленки поддерживалась лучше чем 5 мК во время СП перехода. Кроме того, были подобраны максимально допустимые скорости охлаждения/отогрева образца, выше которых эффект начинал исчезать. Это происходит вследствие роста неоднородности температуры вдоль пленки, из-за чего эффект начинает усредняться. Именно поэтому все имеющиеся до сих пор данные, связанные с наблюдением ПМ эффекта, добыты исключительно в образцах малых размеров и в условиях, когда величина эффекта не менялась от скорости охлаждения/отогрева пленки, а стабильность температуры и однородность материала в объеме образца были достаточно высоки. К настоящему времени нам не известны какие-либо данные, похожие по природе эффекта рассматриваемому явлению (обнаруженные в пленках, кристаллах, или в системах частиц, а также в массивных керамиках или проволоках, изготовленных из “азотных” или “гелиевых” СП), полученные с помощью чувствительного SQUID магнитометра.

Возможное объяснение “парамагнитного” эффекта предложено в [5]. Малое количество “куперовских” пар, образовавшихся в образце в самом начале формирования СП состояния (в результате спаривания электронов, находящихся на поверхности Ферми), не достаточно, чтобы образец смог заметно экранировать РЧ поле вокруг приемной катушки. В наших опытах оно было достаточно малым ($P_{osc} < 5$ мкВт), что обеспечивалось маломощным автогенератором на обращенном туннельном

диоде (ТД). Но уход даже малого числа электронов с поверхности Ферми хотя и незначительно, но все же уменьшает электропроводность нормального состояния вещества, что, в свою очередь, приводит к росту глубины “скин”-слоя образца. Существуют и другие причины, приводящие к еще большему увеличению глубины “скин”-слоя при дальнейшем охлаждении образца [5], до эффекта Мейсснера. Такими причинами являются рассеивание электронов как на уединенных “куперовских” парах (появившихся в самом начале перехода), так и на малоразмерных СП доменах, созданных при последующем охлаждении. Все они так или иначе являются обязательными и неизбежными спутниками флуктуационной температурной области (до мощного выталкивания РЧ поля парами), которые не могут не иметь своего вклада в эффект. Полагаем, что все это в конечном итоге и определяет форму кривой фазового перехода (см. рис.2-4).

Таким образом, сверхпроводящий переход начинается с незначительного проникновения измерительного РЧ поля приемной катушки в образец, тем самым вызывая некоторое уменьшение частоты F_{meas} измерительного генератора (рис.2-4), что и названо “парамагнитным” эффектом. Для большей ясности отметим, что на рис.2,4 и далее $\Delta F = F_{\text{ref}} - F_{\text{meas}}$, где F_{ref} – частота опорного генератора (см. рис.1), предназначенного для компенсации приборного хода измерителя [21,22], которая остается неизменной в процессе эксперимента и, следовательно, не зависит от изучаемого эффекта. Отмеченное уменьшение частоты генератора в самом начале СП перехода согласуется с оценками (основанными на “двухжидкостной” модели) температурной зависимости глубины “скин”-слоя (вызванной уходом электронов с поверхности Ферми) по известной формуле [32]

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

где c – скорость света, $\omega = 2\pi F$ – круговая частота (F – частота измерительного генератора), $\sigma_1(T) = [e^2 n_n(T) / m] \cdot \tau$ – проводимость в нормальном состоянии (e и m – заряд и эффективная масса электрона), τ – время релаксации, а n_n – плотность “нормальных” носителей заряда, которая связана с полной плотностью заряда n в традиционной “двухжидкостной” модели [35] (относительно простая, первоначальная модель Гортера-Казимира, предложенная для описания поведения БКШ сверхпроводников) соотношением $n_n(T) = n \cdot (T/T_c)^\gamma$, где T_c – температура сверхпроводящего перехода.

При аппроксимации измеренной кривой сверхпроводящего перехода (см. вставку на рис.2) мы приняли $\gamma = 2$ в соотношении для $n_n(T)$, поскольку подавляющее большинство результатов измерений температурной зависимости глубины проникновения λ в ВТСП пленках хорошо аппроксимируется именно при этом значении γ (см. работы [1-13]

в статье [36]). В качестве подходящей аппроксимирующей функции $\delta(T) \sim \delta(\Delta F(T)) = [A/((T - T_0)/T_c)] + B$, для самой начальной части кривой СП перехода была использована функция, где A , B и T_0 и являются параметрами аппроксимации. Величина не велика во многих практических случаях, а значение температуры определено опытным путем ниже.

Резкий рост частоты измерительного генератора (т.е. сильное вытеснение РЧ поля приемной катушки образцом – “диамагнитный” эффект (см. рис.2-4)) наблюдается только при достаточном охлаждении образца, начиная с температуры, когда из-за охлаждения накапливается достаточное количество сверхпроводящих пар, способных экранировать измерительное поле приемной катушки.

Если отмеченные соображения, связанные с физическими причинами происхождения “парамагнитного эффекта” (ПЭ) соответствуют истине, то с ростом мощности поля P_{osc} измерительного генератора на поверхности образца амплитуда эффекта A^{PE} должна постепенно увеличиваться, а диамагнитное (Мейсснер) выталкивание – смещаться в сторону более низких температур. Это и следует из рис.5 [5]. Иначе и не могло быть, т.к. при этих температурах уже сформировавшееся, в основном, множество “куперовских” пар в состоянии экранировать куда более сильные (чем создает наша установка) РЧ поля. Что касается амплитуды ДМ эффекта, A^{DE} , то она практически не зависит от мощности РЧ поля генератора на поверхности образца. Из рис.5 следует также, что кривые, соответствующие разным значениям мощности РЧ поля, начинают расходиться с некоторого определенного значения температуры. Фактически, именно эта температура (T_c) и соответствует началу сверхпроводящего фазового перехода в образце. У исследованной пленки температура начала перехода составила $T_c = (88.7 \pm 0.2)$ К. Такой нетрадиционный подход к определению начала рождения СП пар вполне созвучен с обнаруженной недавно Игучи и др. “диамагнитной активностью” в ВТСП пленках (как предшественницей Мейсснер-состояния [11,12]), при температурах, намного превышающих температуру диамагнитного выталкивания. Результаты этих двух, независимых друг от друга, экспериментов указывают на факт “преждевременного” рождения пар при температурах, намного превышающих критическую температуру, установленную диамагнитным фазовым переходом (т.е. началом эффекта Мейсснера, $T_{DM} \sim T_0 = (85.4 \pm 0.2)$ К, см. рис.2 и 5).

Согласно вышесказанному, любой другой физический параметр (к примеру, приложенное магнитное поле или ток, протекающий через пленку, а также любой технологический параметр, регулирующий степень беспорядка в образце), который так или иначе подавляет сверхпроводимость в образце, должен приводить к схожему воздействию на амплитуду ПМ эффекта и на месторасположение (по температуре) ДМ выталкивания. Вот почему “парамагнитный” эффект нами был исследован в зависимости от этих физических факторов.

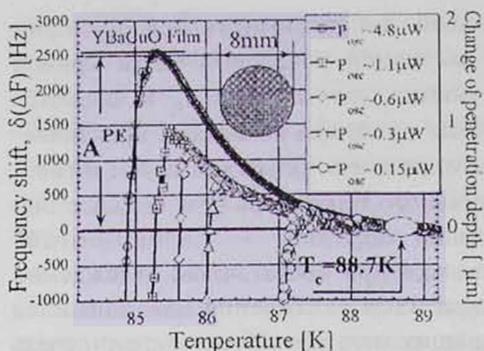


Рис.5. Зависимость высоты A^{PE} “парамагнитного” эффекта и положения “диамагнитного” выталкивания от мощности P_{osc} измерительного генератора на ТД, работающего на частоте $F_{meas} \sim 23$ МГц [5].

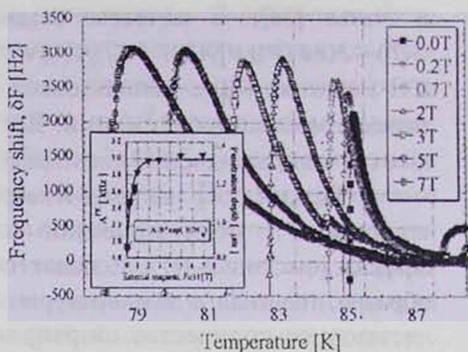


Рис.6. “Парамагнитный” эффект в YBaCuO пленке в зависимости от приложенного магнитного поля [34] ($F_{meas} \sim 23$ МГц, $P_{osc} \sim 4.8$ мкВт). (Вставка: зависимость высоты эффекта A^{PE} от поля).

На рис.6 приведены измеренные кривые при разных значениях магнитного поля [34] (подобно кривой, снятой при нулевом значении поля и представленной на рис.2). Близкие результаты, связанные с влиянием токов на ПМ эффект, показаны на рис.7 [37]. Оба рисунка демонстрируют хорошее согласие эксперимента с изложенным выше соображением, связанным с характером влияния внешнего физического фактора (магнитное поле, приложенное перпендикулярно поверхности исследуемой пленки, или постоянные токи, протекающие через пленку) на эффект. Как следует из рис.6 и 7, высота “парамагнитного эффекта” A^{PE} монотонно растет (экспоненциально от поля (до полей порядка 7Т) и квадратично от тока – в последнем случае, возможно, это связано с выделением тепла в веществе из-за протекания токов), а начало “диамагнитного” выталкивания постепенно отодвигается в сторону более низких температур с увеличением тех же величин, подавляющих сверхпроводимость. Отметим также, что ширина ПМ эффекта линейно растет от поля и токов.

Как сильно технологический параметр может повлиять на обсуждаемый “парамагнитный” эффект, хорошо демонстрирует рис.4, на котором представлены результаты, полученные на специально изготовленном (из исследованной пленки) образце [34], состоящем из рядом расположенных многих колец (так называемый “испорченный” образец). Подобные данные, связанные с пластинчатым двойниковым YBaCuO кристаллом, представлены на рис.8 [37] (побольше данных об этом кристалле можно найти в [38]). Эти данные также хорошо согласуются с ожидаемым влиянием качества ВТСП материала на форму и величину “парамагнитного” эффекта. В частности, из рис.4 хорошо видно, как созданные дефекты атомной структуры внутри образца (видимо, это связано

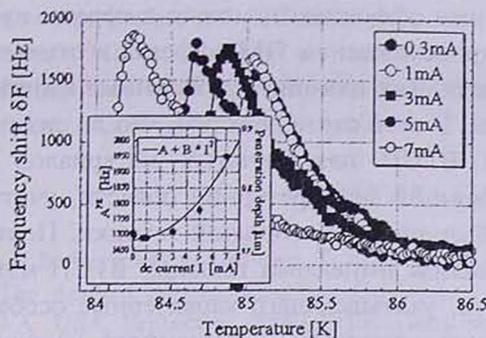


Рис.7. “Парамагнитный” эффект в YBaCuO пленке в зависимости от тока через пленку ($P_{\text{ос}} \sim 4.8$ мкВт) [37]. Вставка: зависимость высоты A^{PE} ПМ эффекта от тока.

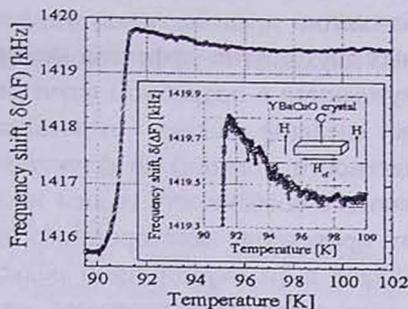


Рис.8. Кривая сверхпроводящего перехода пластинчатого двойникового YBaCuO кристалла [37]. (Размеры кристалла — (0.6×1.5) мм², $P_{\text{ос}} \sim 4.8$ мкВт)

с дефицитом кислорода, вследствие травления пленки) смогли изменить соотношение амплитуд двух обсуждаемых эффектов ($A^{\text{PE}}/A^{\text{DE}}$) в “испорченном” образце (по сравнению с первоначальным пленочным образцом – см. рис.2) более чем на два порядка, в пользу “парамагнитного” эффекта. Такое сильное воздействие технологического параметра на ПМ эффект (и на определяемую им форму кривой СП перехода вещества) может быть использовано при дальнейших исследованиях эффекта, с целью выявления и регулирования технологических факторов, влияющих на эффект и определяющих сложную форму кривой сверхпроводящего фазового перехода. В этом смысле особый интерес представляет установление природы влияния примесей разного рода, а также и дефектов кристаллической структуры СП вещества на обсуждаемый эффект. Однако результаты таких исследований могут составить материал для отдельной публикации.

Заметим, что внешне подобный эффект (содержащий пик на температурных кривых сверхпроводящих переходов по сопротивлению выше T_c и названный “пик”-эффектом сопротивления) был обнаружен многими исследователями также и 4-зондовым методом измерения (подробности и ссылки см. в [39]). И, хотя высказан ряд идей, пытающихся объяснить его, истинное происхождение этого явления не известно до сих пор. Имеется ли связь между “пик”-эффектом сопротивления и совсем недавно обнаруженным нами ПМ явлением – это открытый вопрос в данной области, ждущий своего решения. Известен и другой эффект, внешне также подобный ПМ эффекту и названный “парамагнитным эффектом Мейсснера” [40]. Однако, учитывая приведенные в этой статье данные о том, что новый ПМ эффект наблюдается только в малообъемных образцах и, кроме того, что он “разыгрывается” в несравненно узком температурном интервале (соотношение $\Delta T^{\text{PE}}/T_c$ очень

мало по сравнению с двумя другими эффектами), можно в первом приближении предположить, что в происхождении ПМ эффекта и отмеченных двух других эффектов нет связи. Так или иначе, указанные вопросы нуждаются в подробном изучении. В этой связи заметим, что до сих пор не сделаны оценки импеданса ВТСП пластинчатых материалов (в частности, пленок) во флуктуационной температурной области, учитывающие особенности нашей необычной измерительной техники. Поэтому проведение всестороннего анализа импеданса плоских ВТСП материалов в флуктуационной области, учитывающего характерные особенности этого нестандартного метода измерения, основанного на однослойной плоской приемной катушке, становится актуальной темой для исследований как экспериментаторов, так и теоретиков. Широкий круг вопросов, связанный с новым "парамагнитным" эффектом и его связью с известными уже давно "парамагнитным эффектом Мейсснера и "пик"-эффектом сопротивления, а также его связи как с параметрами Ферми поверхности вещества, так и с параметрами флуктуационной области, также подлежат изучению в процессе дальнейших исследований.

В заключение напомним, что в этой первой части работы мы попытались сделать обзор всех имеющихся в настоящее время данных по недавно обнаруженному "парамагнитному" эффекту. При этом подробно остановились на деталях измерительных установок, отметили особенности образцов и уточнили экспериментальные условия, в которых эффект удавалось наблюдать (что важно для понимания природы явления), а также предложили возможное объяснение эффекта. Последствия вызванные этим, необычно интересным эффектом и некоторые возможные заключения, вытекающие из результатов опытов, будут представлены и обсуждены во второй части данной работы в одном из следующих номеров журнала.

Работа частично финансировалась из государственных источников Республики Армения в рамках научно-исследовательских тем №№ 98-836, 01-431 и 02-1359. Автор глубоко признателен проф. В.Ф.Гантмахеру за замечания и полезные советы по обсуждаемому в данной статье эффекту, детектированному впервые в оловянных гранулах более десяти лет тому назад, что во многом стимулировало дальнейшие исследования в этой области и способствовало обнаружению эффекта и в пленках, обсуждаемых в данной работе. Автор статьи признателен также профессорам M.Takeo, K.Funaki и T.Matsushita, а также Dr.T.Kiss за предоставленную ими возможность работать у них в лаборатории (Superconductivity Research Institute, Kushu University, Fukuoka, JAPAN), что во многом способствовало прибавлению экспериментального материала по данной проблеме (в основном, опубликованного совместно ранее), использованного здесь и далее, во второй части работы, лишь при обсуждении и обосновании основных идей. Автор благодарен

также профессорам Э.Г.Шарояну и Alex Gurevich (University of Wisconsin-Madison, USA) за полезные обсуждения проблемы, а также А.М.Мирзоян и Г.М.Манукян за техническую помощь в ходе и при окончательном оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.G.Bednorz and K.A.Muller. *Z. Phys. B*, **64**, 189 (1986).
2. The Applied Superconductivity Conference (ASC'2000, Virginia Beach, Virginia, VA, USA, September 2000) *IEEE Trans. on Applied Supercond.*, **11** (2001) [see also: Abstracts of the ASC'2002, Houston, Texas, USA, August 4-9, 2002].
3. The 8-th International Superconductive Electronics Conference (ISEC'01), Osaka, Japan, June 2001.
4. The 14-th International Symposium on Superconductivity (ISS'2001), Kobe, Japan, September 2001.
5. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, T.Ohyama, M.Inoue, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, V.S.Gevorgyan, T.Matsushita and M.Takeo. *Supercond. Sci. Technol.*, **14**, No.12, 1009-1013 (2001).
6. E.A.Lynton. *Superconductivity*. London, "Methuen and Co. Ltd", 1969.
7. S.G.Gevorgyan. PhD Thesis, Institute for Physical Research, Armenian National Academy of Sciences, Ashtarak-2, 1989 (in Russian).
8. W.Meissner and R.Ochsenfeld. *Naturwiss.*, **21**, 787 (1933).
9. A.A.Avagyan, R.B.Akopyan, V.O.Vartanyan, S.G.Gevorgyan, and S.Kh.Pilosyan. *Superconductivity: Physics, Chemistry, Technique (SPCT)*, **3**, No.1, 89-92 (1990).
10. P.A.Morris, W.A.Bonner, B.G.Bagley, G.W.Hull, N.G.Stoffel, L.H.Greene, B.Meagher, and M.Giroud. *Appl. Phys. Lett.*, **53**, No.3, 249-251 (1988).
11. I. Iguchi, T.Yamaguchi, and A.Sugimoto. *Nature*, **412**, No.26, 420-423 (2001).
12. I.Iguchi, A.Sugimoto, T.Yamaguchi, N.Chaki, T.Miyake, I.Tanaka, and S.Watauchi. *Physica C: "Superconductivity and its Applications"*, **367**, No.1-4, 9-14 (2002).
13. "LakeShore" Handbook, Vibrating Sample Magnetometers (VSM), pp.4-12 (2002).
14. "Oxford Instrumentations" Handbook, AC-Susceptometers, pp.5-10 (2002).
15. T.Kiss, T.Matsushita, and F.Irie. *Supercond. Sci. Technol.*, **12**, 1079 (1999).
16. "Oxford Instrumentations" Handbook, dc- and rf-SQUID systems, pp.1-10 (2002).
17. P.B.Alers. *Phys. Rev.*, **105**, 104 (1957).
18. A.A.Polyanskii, V.K.Vlasko-Vlasov, et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **15**, 872 (1989).
19. S. Sridhar and J.E. Mercereau. *Phys. Rev. B*, **34**, 203 (1986).
20. R. Glosner. *Phys. Rev.*, **156**, 500 (1967).
21. 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**, No.3, 1488-1494 (2000).
22. 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**, No.1, 6-12 (2001).
23. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, H.G.Shirinyan, A.A.Movsisyan, T.Ohyama, M.Inoue, T.Matsushita, and M.Takeo. *Physica C: "Superconductivity and its Applications"*, **363**, No.2, 113-118 (2001).
24. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, M.Inoue, T.Ohyama, M.Takeo, T.Matsushita, and K.Funaki. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **11**, 3931-3934 (2001).

25. S.G. Gevorgyan, T.Kiss, M. Inoue, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, T.Harayama, T.Matsushita, T.Nishizaki, N.Kobayashi, and M.Takeo. *Physica C: "Superconductivity and its Applications"*, 378-381(P1), 531-536 (2002).
26. D.A.Bonn and W.N.Hardy. In: "Physical Properties of High-T_c Superconductors V". Ed. by D.M.Ginsberg. World Scientific, Singapore, 9-97 (1996).
27. A.M.Gulian and G.F.Zharkov. *Nonequilibrium Electrons and Phonons in Superconductors*. Kluwer/Academic/Plenum, New York, 1999.
28. S.G.Gevorgyan, G.D.Movsesyan, A.A.Movsisyan, V.T.Tatoyan, and H.G.Shirinyan. *Rev. Sci. Instrum.*, 69, 2550-2560 (1998).
29. C.T.Van Degrift. *Rev. Sci. Instrum.*, 46, 599 (1975).
30. C.T.Van Degrift and D.P.Love. *Rev. Sci. Instrum.*, 52, 712 (1981).
31. F.A.Miranda, W.L.Gordon, K.B.Bhasin, V.O.Heinen, and J.D.Warner. *J. Appl. Phys.*, 70, 5450 (1991).
32. Э.А.Канер, В.Ф.Гантмахер. *УФН*, 94, 193 (1968).
33. V.F.Gantmakher, N.I.Golovko, I.G.Naumenko, A.M.Neminsky, and A.V.Petinoва. *Physica C*, 171, 223-230 (1990).
34. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, M.Inoue, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, V.S.Gevorgyan, T.Matsushita, and M.Takeo. *Physica C: "Superconductivity and its Applications"*, 378-381(P1), 404-408 (2002).
35. C.J.Gorter and H.B.G.Casimir. *Phys. Zs.*, 35, 963 (1934) [*Zs. Techn. Phys.*, 15, 539 (1934)].
36. I.B.Vendik. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, No.1, 3545-3548 (2001).
37. 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 Appl. Supercond. Conference (ASC '2002)* (Houston, Texas, USA, 4-9 August, 2002), Program No. 2MC04 (to be published in: June 2003 issue of the *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*).
38. Yu.Eltsev, W.Holm, and O.Rapp. *Phys. Rev. B*, 49, 12333 (1994).
39. C.Buzea, T.Tachiki, K.Nakajima, and T.Yamashita. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, No.1, 3655-3658 (2001).
40. A.K.Geim, S.V.Dubonos, J.G.S.Lok, M.Henini, and J.C.Maan. *Nature*, 396, No.12, 144-146 (1998).

“ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴԻՉ” ՈՒ “ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ” (MEISSNER ՎԻՃԱԿ)
ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐ ԱՌԱՆՁՆԱՅՍԱՆ ՄԱՍԻՆ

1. “Պարամագնիսական” էֆեկտի հետ կապված
փորձարարական տվյալները

Ս.Գ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Զննարկված է գերհաղորդիչներում վերջերս բացահայտված “պարամագնիսական” երևույթը և նրանով ճշգրտված նորմալ-գերհաղորդիչ փուլային անցման կորի ձևից բխող հետևանքները: Նոր էֆեկտը նախորդում է ավելի վառ արտահայտված “դիամագնիսական” (*Meissner*-ի էֆեկտով որոշվող) արտամղմանը ու լրացնում է իրականում ավելի բարդ (քան հայտնի է) փուլային անցման կորի տեսքը: Այս անտովոր երևույթը ճշգրտում է փուլային անցման նուրբ առանձնահատկությունները: Մասնավորապես, այն հնարավոր է դարձնում առանձնացնել իրարից “իդեալական հաղորդիչ” (առանց դիամագնիսական վիճակ) և “գերհաղորդիչ” (իդեալական դիամագնիսական վիճակ) փուլային անցումներն ու կապել փուլային

անցման կորի տեսքը գերհաղորդիչ նյութի նորմալ վիճակի ֆիզիկական բնութագրերի հետ: Ներկայացված ու քննարկված են "պարամագնիսական" երևույթի հետ կապված բոլոր առ այսօր եղած արդյունքներն ու տրված է երևույթի հնարավոր բացատրությունը:

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

1. Experimental data on the "paramagnetic" effect

S.G. GEVORGYAN

A new "paramagnetic" effect detected in superconductors recently as well as the consequences, caused by this weakly expressed phenomenon and following from the analysis of the shape of the superconductive transition curve, are discussed. The new effect precedes the stronger expressed "diamagnetic" (Meissner) ejection and fills up the shape of the phase transition curve, which seems is more complicated than it was known. This unusual effect specifies fine details of the superconductive transition. In particular, it creates grounds to separate the "ideal conductive" (the state without resistance) and the "superconductive" (the ideal diamagnetic state) phase transitions, and enables to connect the shape of the transition curve with normal-state physical characteristics of the superconductive matter. In the first part of the work an overview of the available experimental data on the "paramagnetic" effect is made and a possible explanation of the effect is given.