

Межслойная электродинамика высокотемпературных сверхпроводников: краткий обзор экспериментов*

Д.Н.Басов

Отличительной особенностью высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в области недодопирования является большой масштаб энергий, связанных с формированием сверхпроводящего конденсата, который значительно превышает величину энергетической щели и, по-видимому, близок к энергии межзонных переходов [1]. Этот результат может быть интерпретирован как следствие понижения электронной кинетической энергии при температурах, меньших критической, и свидетельствует в пользу механизма сверхпроводимости, отличного от модели Бардина, Купера, Шриффера. Электродинамика этого нетривиального сверхпроводящего состояния, по-видимому, непосредственно связана с аномалиями, наблюдаемыми в нормальном состоянии купратных ВТСП, включая псевдощель и отсутствие хорошо определенных квазичастиц.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, сверхпроводящая щель, инфракрасная спектроскопия, псевдощелевое состояние.

Высокие критические температуры сверхпроводящего перехода к настоящему времени достигнуты только в слоистых купратных материалах. Этот класс соединений обладает сильной анизотропией электронных свойств. Для большинства купратов обнаружен металлический характер проводимости в направлении вдоль CuO_2 -плоскостей. Однако эти плоскости, по-видимому, почти не связаны (по крайней мере в нормальном состоянии), и ряд свойств материалов, измеряемых в направлении вдоль оси c (перпендикулярно плоскостям), демонстрирует «диэлектрическое» поведение [2]. Во многих типах купратов температура перехода растет с ростом числа слоев CuO_2 в элементарной ячейке [3]. Тем не менее как минимум два соединения с одним слоем CuO_2 в элементарной ячейке, такие как $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ (Tl2201) и $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+x}$, имеют критическую температуру $T_c > 90$ К. По меньшей мере в одной модели – модели межслоевого туннелирования – устанавливается связь между почти диэлектрическим откликом вдоль оси c , определяемым слоистой кристаллической структурой, и высокой критической температурой [4, 5]. Вообще, роль связи между слоями в образовании состояния высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) была в центре внимания с момента открытия этого явления.

Инфракрасная и оптическая спектроскопия – идеальный инструмент для исследования межслоевого транспорта. И действительно, эта экспериментальная методика позволяет напрямую измерять плотность сверхпроводящего конденсата, существенную для джозефсоновской связи между почти изолированными CuO_2 -плоскостями [6]. Спектроскопия дает также ценную информа-

цию о сверхпроводящей энергетической щели и так называемом псевдощелевом состоянии, которое развивается во многих купратах при температуре $T^* > T_c$ (см. [7] и приведенные там ссылки). Последние экспериментальные достижения позволяют в настоящее время исследовать межслоевой транспорт на образцах микроскопических размеров [8], что, в свою очередь, дает возможность проводить исследования на многих различных ВТСП-материалах. ИК исследования межслоевой электродинамики позволяют сделать некоторые выводы относительно общих тенденций в поведении ВТСП-купратов. В настоящей работе дан краткий обзор некоторых последних экспериментов, цель которых – определение масштабов энергий, существенных для сверхпроводящего перехода, а также результатов, относящихся к проблеме ферми-жидкостного описания межслоевого отклика в ВТСП.

Отличительные особенности межслоевого отклика купратов хорошо видны на кривых коэффициента отражения $R(\omega)$, приведенных на рис.1 для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

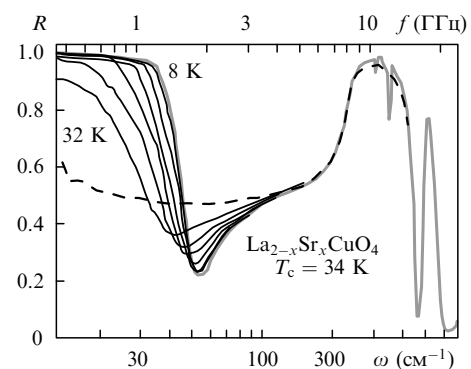


Рис.1. Спектры отражения излучения с поляризацией, при которой поле E направлено вдоль оси c , для монокристалла $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $T_c = 34$ К, полученные при $T = 8$ (серая кривая), 17, 20, 22, 25, 27, 32 (черные кривые) и 37 К (штриховая кривая) [9]; f – частота излучения.

*Перевела с англ. О.М.Иваненко.

(La214) [9]. Из-за сильной анизотропии спектры отражения, снятые в нормальном состоянии, с поляризацией, при которой вектор электрического поля E направлен вдоль оси c (отклик вдоль оси c), напоминают спектры диэлектриков: видны несколько ярко выраженных фоновых мод при $\omega > 200 \text{ см}^{-1}$ и плоский частотно-независимый фон в далекой ИК области, где $R(\omega) = 0.5-0.6$ [10–12]. Существует очень слабая температурная зависимость этих спектров при уменьшении T от 300 К до T_c . Однако при переходе данных образцов в сверхпроводящее состояние зависимость коэффициента отражения от частоты меняет свой характер: $R(\omega)$ почти достигает единицы при низких частотах и затем резко падает до ~ 0.2 . При высоких энергиях коэффициент отражения постепенно восстанавливается до величины, соответствующей нормальному состоянию. Такое поведение напоминает плазменный резонанс, имеющий место в обычных металлах.

Наличие плазменного края можно рассматривать как прямое следствие формирования сверхпроводящего $\delta(0)$ -пика в частотной зависимости реальной части комплексной проводимости $\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$ [10, 13]. Поскольку плазменный край, по-видимому, обусловлен джозефсоновской связью CuO_2 -слоев, то эту особенность часто называют джозефсоновским плазменным резонансом. Проводимость при T как ниже, так и выше T_c сильно зависит от температуры (рис.2). Абсолютные величины $\sigma_1(\omega)$, определенные с помощью соотношений Крамерса–Кронига из спектров $R(\omega)$ на рис.1, относительно малы и не превышают $15 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ при $\omega \rightarrow 0$. При увеличении концентрации носителей в процессе допирования абсолютные значения $\sigma_1(\omega)$ также растут. В результате в межслоевой проводимости возникает друдевская мода (см. ниже рис.5). Плотность сверхпроводящего конденсата ρ_s , пропорциональная площади под $\delta(0)$ -пиком в спектре $\sigma_1(\omega, T \ll T_c)$, рассчитывается из разности площадей под кривыми $\sigma_1(\omega)$ в сверхпроводящем и нормальном состояниях и также растет с допированием.

Принято характеризовать ρ_s в сверхпроводнике глубиной проникновения магнитного поля $\lambda = (1/\rho_s)^{1/2}$. Зависимость межслоевой глубины проникновения (вдоль оси c) λ_c от проводимости на постоянном токе σ_{dc} ($T = T_c$) для некоторых семейств купратов обнаруживает универсальное скейлинговое поведение (рис.3) [9, 14], ко-

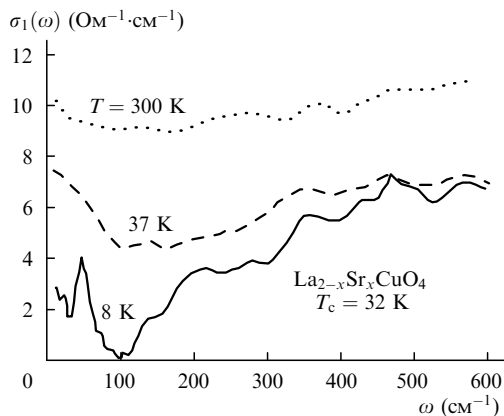


Рис.2. Спектры действительной части проводимости σ_1 , полученные методом Крамерса–Кронига из данных, приведенных на рис.1. Показан только электронный вклад в проводимость. Фоновые пики исключены. Форма пиков полагалась лоренцевской.

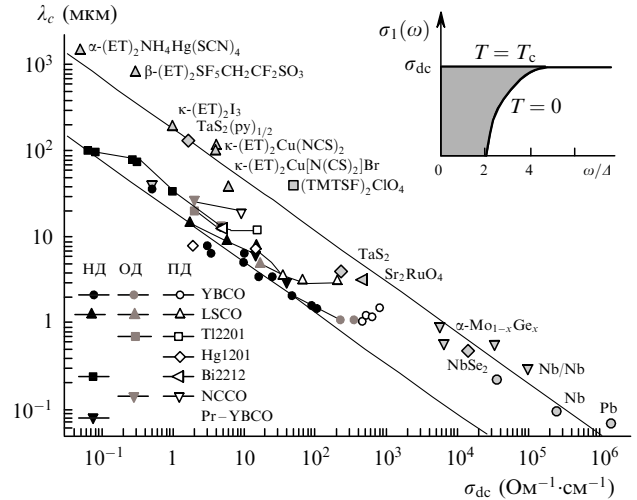


Рис.3. Глубина проникновения вдоль оси c $\lambda_c(T \rightarrow 0)$ как функция проводимости на постоянном токе σ_{dc} для различных слоистых сверхпроводников [14] (НД, ОД, ПД – недодопированное, оптимально допированное и передопированное состояния). На вставке приведены зависимости σ_1 от ω/Δ . В обычном случае «грязного» сверхпроводника спектральный вес сверхпроводящего конденсата (определяемого величиной $1/\lambda^2$) «собирается» главным образом из области энергий порядка сверхпроводящей щели. Полный вес в нормальном состоянии задается проводимостью σ_{dc} , тогда как произведение $2\Delta\sigma_{dc}$ определяет часть полного веса, которая переходит в конденсат.

торое заключается в том, что глубина λ_c падает с ростом проводимости в нормальном состоянии. Скейлинговое поведение наблюдается главным образом в недодопированных купратах (черные точки на рис.3). Отклонение от скейлинга тоже является систематическим и наиболее ярко выражено в передопированной фазе (светлые точки). Такие отклонения являются следствием хорошо установленного факта: в передопированной области на фазовой диаграмме проводимость σ_{dc} возрастает, в то время как λ_c либо не изменяется, либо немного увеличивается [12, 15, 16].

Аналогичная скейлинговая связь между λ_c и σ_{dc} имеет место также для других классов слоистых сверхпроводников, включая органические материалы, дихалькогениды переходных металлов и Sr_2RuO_4 . Хотя данных для некупратных материалов не очень много, их скейлинговое поведение в основном подобно тому, которое наблюдается в купратах. Наклоны зависимостей $\lambda_c(\sigma_{dc})$ для купратных и некупратных материалов также близки. Принципиальное отличие состоит в том, что универсальная зависимость $\lambda_c(\sigma_{dc})$ для купратов сдвинута вниз примерно на порядок. Это показывает, что для одних и тех же значений σ_{dc} плотность конденсата значительно выше в недодопированных купратах, чем в некупратных материалах. В то же время не найдено никакой связи скейлинга с температурой сверхпроводящего перехода. В работе [14] был сделан вывод, что существование двух разных участков зависимости $\lambda_c(\sigma_{dc})$ можно объяснить резким увеличением масштаба энергии, связанной с образованием сверхпроводящего конденсата в недодопированных купратах, по сравнению с масштабом энергий для обычных слоистых сверхпроводников.

Спектроскопические исследования межслоевой электродинамики позволяют в явном виде проверить масштаб энергий, связанных со сверхпроводящим переходом, с

помощью проверки правила сумм при анализе результатов измерения высокочастотной проводимости [17, 4, 5, 1]. Для этой цели полезно ввести эффективный спектральный вес, определяемый как $N(\omega) = \int_0^\omega \sigma_1(\omega') d\omega'$, и затем исследовать разность двух таких интегралов в нормальном и сверхпроводящем состояниях: $N_n(\omega) - N_s(\omega)$. Эта разность характеризует процесс образования конденсата [1]. В обычном сверхпроводнике, который хорошо описывается моделью Бардина, Купера, Шриффера (БКШ), около 70–80 % плотности конденсата формируется при энергиях порядка энергетической щели 2Δ , как схематически показано на вставке к рис.3. Почти полная конденсация существует, когда ω достигает $(5-6)\Delta$. Интересно, что во многих купратах (в основном в недодопированной фазе) значительная часть сверхпроводящего конденсата формируется при энергиях, намного превышающих величину энергетической щели. Этот эффект можно интерпретировать в терминах понижения электронной кинетической энергии при $T < T_c$.

Экспериментальные результаты для некоторых семейств ВТСП представлены на рис.4, где приведена зависимость $[N_n(10\text{ К}) - N_s(T = T_c)]/\rho_s$ от проводимости по постоянному току перпендикулярно слоям. Интегралы вычислялись вплоть до энергии обрезания 0.1 эВ. Отклонение $[N_n(10\text{ К}) - N_s(T = T_c)]/\rho_s$ от единицы является мерой вклада в $\delta(0)$ -пик спектрального веса аномально высоких частот ($\omega \gg 2\Delta$) и, следовательно, связано с понижением кинетической энергии. Видно, что наиболее заметный высокочастотный вклад в плотность конденсата существует в материалах с низкой проводимостью на постоянном токе. С ростом σ_{dc} отношение $[N_n(10\text{ К}) - N_s(T = T_c)]/\rho_s$ монотонно растет вплоть до единицы, а это означает, что верхний предел интегрирования можно установить равным 0.1 эВ. Эта тенденция сохраняется для различных купратов, включая $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Y123), Tl2201 и La214. По крайней мере в Y123 и La214 изменения кинетической энергии для компоненты вдоль оси c явно связаны с возникновением псевдощелевого состояния при $T^* > T_c$ и с «диэлектрическим» поведением температурной зависимости сопротивления. Характерным признаком псевдощели в отклике недодопированных ВТСП-купратов в направлении оси c является перенос спектрального веса из ИК области в сторону более высоких энергий [18]. Этому соответствует уменьшение $\sigma_1(\omega \rightarrow 0)$ (см. рис.2) и характерный «полупроводнико-

вый» ход температурной зависимости сопротивления на постоянном токе, обычно наблюдаемый в недодопированных соединениях. Для всех материалов (за исключением Tl2201), указанных на рис.4, для которых $[N_n(10\text{ К}) - N_s(T = T_c)]/\rho_s < 1$, имеет место «полупроводниковый» ход температурной зависимости сопротивления. В псевдощелевом состоянии движение носителей заряда в основном происходит в CuO_2 -плоскостях, вероятность же их когерентных перескоков между плоскостями понижена. Следовательно, данные рис.4 свидетельствуют о том, что изменение кинетической энергии при $T < T_c$ может быть связано с когерентной частью межслоевого отклика в нормальном состоянии. Заметим также, что изменение кинетической энергии имеет тот же порядок величины, что и сама кинетическая энергия движения электронов вдоль оси c . Это поведение резко отличается от того, которое обычно имеет место в сверхпроводящих металлах.

Особенности межслоевой электродинамики, наблюдаемые в ВТСП, по-видимому, связаны с характером электродинамического отклика в направлении, параллельном CuO_2 -плоскостям. При этом полезно выяснить, можно ли из анализа свойств сверхпроводников в этих плоскостях сделать вывод о наличии в системе хорошо определенных квазичастиц. Для ответа на этот вопрос воспользуемся скоростью рассеяния в плоскости (обратным временем жизни), определяемой следующей формулой:

$$\frac{1}{\tau_{ab}(\omega)} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \frac{\sigma_1(\omega)}{\sigma_1^2(\omega) + \sigma_2^2(\omega)}. \quad (1)$$

Плазменная частота ω_p может быть получена интегрированием действительной части оптической проводимости до частоты межзонных переходов. На рис.5, $z-e$ приведена скорость рассеяния в CuO_2 -плоскости $1/\tau_{ab}$ для ВТСП-материалов и стандартного слоистого сверхпроводника 2H-NbSe_2 , а на рис.5, $a-v$ – межслоевая проводимость σ_{1c} . Важной особенностью результатов, представленных на рис.5, является то, что с ростом допирования, при переходе от недодопированного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ к оптимально допированному $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$, величина $1/\tau_{ab}(\omega)$ уменьшается. Аналогичное поведение наблюдается и в других купратах [19, 23–25]. Заштрихованные области на рис.5 соответствуют ферми-жидкостному режиму, когда в плоскости имеются хорошо определенные квазичастицы, т.е. скорость рассеяния ограничена энергией квазичастиц ($1/\tau_{ab}(\omega) < \omega c$). Данные для 2H-NbSe_2 соответствуют области ферми-жидкости во всем интервале частот на рис.5. Иная картина наблюдается для двух купратных материалов, что может оказывать сильное воздействие на межплоскостной транспорт. В сверхпроводнике 2H-NbSe_2 , где квазичастицы в плоскости хорошо определены, межплоскостной транспорт также является когерентным и характеризуется узкой друдеподобной модой, ширина которой уменьшается с понижением температуры (рис.5, b).

С другой стороны, в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$, где отсутствуют хорошо определенные квазичастицы, межслоевой транспорт является некогерентным, причем в спектре $\sigma_1(\omega)$ доминируют оптические фононы (рис.5, a). Что касается передопированного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис.5, b), то оптическая проводимость данного соединения является промежуточной между проводимостями для этих двух рассмотренных предельных случаев. Таким образом,

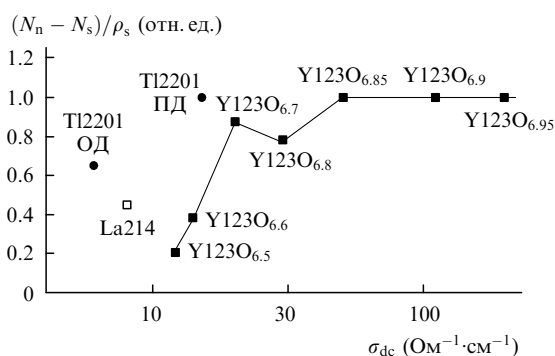


Рис.4. Зависимости от проводимости $\sigma_{dc}(T_c)$ вдоль оси c приведенного спектрального веса $[N_n(10\text{ К}) - N_s(T = T_c)]/\rho_s$, полученного интегрированием межслоевой проводимости вплоть до энергии 0.1 эВ, для семейства купратных ВТСП (ОД, ПД – оптимально допированное и передопированное состояния).

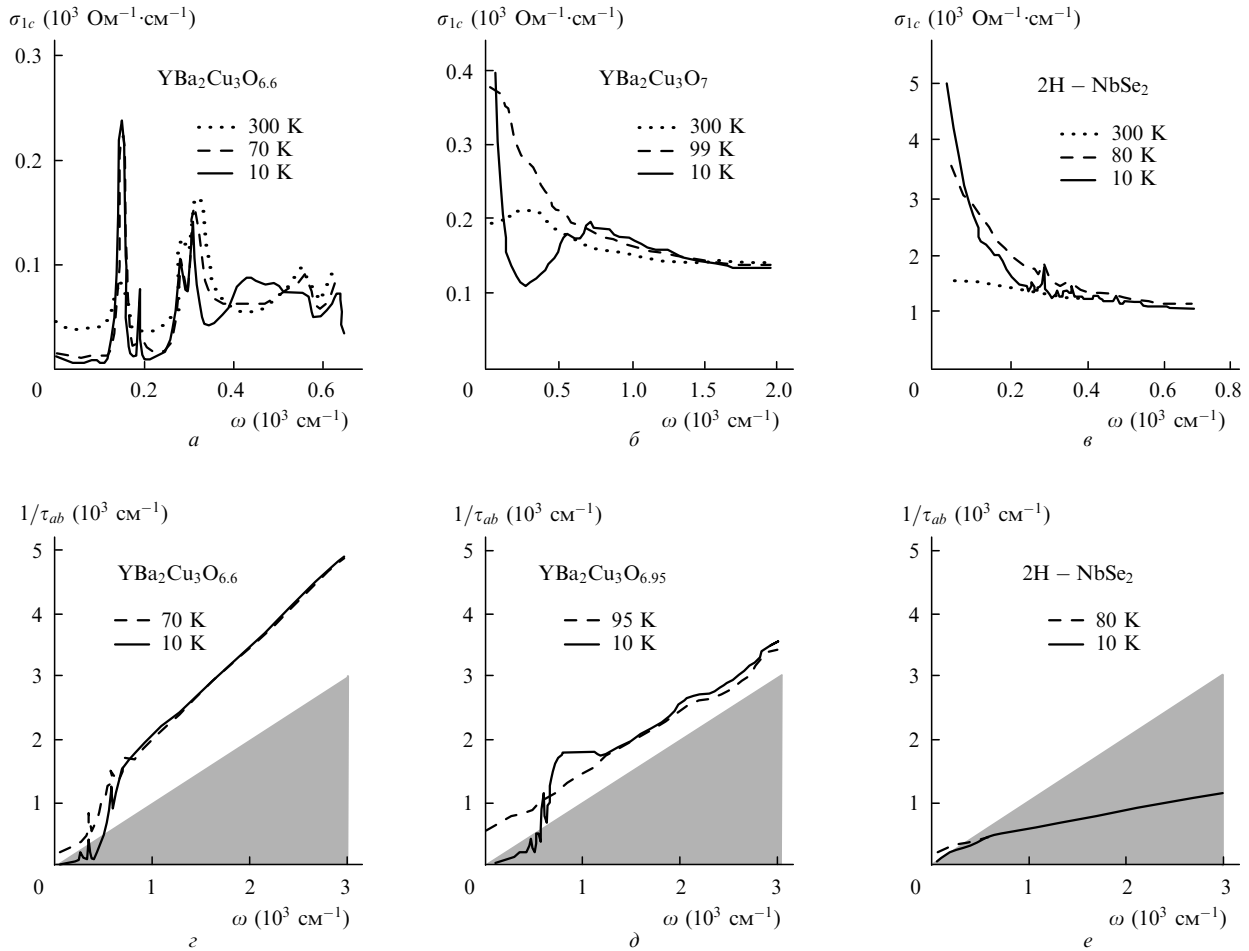


Рис.5. Примеры поведения действительной части межслойовой оптической проводимости $\sigma_{1c}(\omega)$ (a–e) и скорости рассеяния в CuO_2 -плоскости $1/\tau_{ab}(\omega)$ (z–e) для слоистых сверхпроводников при различных температурах [14]. Друдеподобный характер зависимости для дихалькогенида 2H-NbSe_2 (e) согласуется с измерениями магнетосопротивления, что может служить доказательством существования хорошо определенных квазичастиц. В противоположность этому проводимость недодопированного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ (a) не согласуется с предположением о когерентном отклике. Передопированные купраты демонстрируют друдеподобное поведение (b) и занимают промежуточное положение между двумя линиями на рис.3. Экспериментальные данные взяты из работ [18, 19] для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$, [20, 21] – для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, [19] – для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$, [22] – для 2H-NbSe_2 .

рис.5 свидетельствует в пользу того, что наличие долгоживущих квазичастиц в CuO_2 -плоскости является, возможно, необходимой предпосылкой для когерентного межплоскостного транспорта.

Вывод, который можно сделать из измерений межслойового отклика, состоит в том, что изменение кинетической энергии обнаружено только в тех материалах, свойства которых в нормальном состоянии характеризуются сильной некогерентностью и, следовательно, значительно отличаются от свойств обычной фермижидкости. Признаком некогерентного отклика в спектре $\sigma_{1c}(\omega)$ является плоский, почти без особенностей фон (рис.2 и рис.5, a, z). Кинетическая энергия понижается при сверхпроводящем переходе, только если наблюдается такое характерное поведение отклика в нормальном состоянии. В основном это имеет место в недодопированных купратах. С увеличением допирования до значений, соответствующих оптимальной и передопированной областям фазовой диаграммы, межслойовой отклик становится более когерентным, что подтверждается появлением друдевской моды в зависимости $\sigma_{1c}(\omega)$. Указанное изменение кинетической энергии уменьшается и обращается в нуль в области передопирования. Из этого

следует, что понижение кинетической энергии является характерной чертой перехода в когерентное состояние при $T < T_c$ в условиях отсутствия когерентности при $T > T_c$.

Таким образом, краткий обзор свойств сверхпроводящего отклика в недодопированных ВТСП выявляет наличие интересного взаимодействия между характерными свойствами сверхпроводящего конденсата в этих системах и аномальным откликом в нормальном состоянии. Большой интервал энергий, участвующих в образовании сверхпроводящего конденсата, может интерпретироваться как следствие понижения кинетической энергии электронов при $T < T_c$. Этот эффект, по-видимому, тесно связан с отсутствием когерентности в отклике в нормальном состоянии недодопированных купратов.

Я благодарен Николаю Геннадиевичу Басову за многочисленные обсуждения как настоящей работы, так и вопросов, выходящих за рамки этой статьи, которые продолжались до его безвременной кончины в июле 2001 г.

Данная работа была поддержана Национальным научным фондом (NSF) и Департаментом энергии США (DOE).

1. Basov D.N., Woods S.I., Katz A.S., Singley E.J., Dynes R.C., Xu M., Hinks D.G., Homes C.C., Strongin M. *Science*, **283**, 49 (1999).
2. Cooper S.L., Gray K.E. In: *Physical Properties of High- T_c Superconductors*. Ed. by D.M.Ginsberg (Singapore: World Scientific, 1994, v. IV).
3. Hasegawa S., Ikuta H., Kitazawa K. In: *Physical Properties of High- T_c Superconductors*. Ed. by D.M.Ginsberg (Singapore: World Scientific, 1992, v. 3, ch. 7).
4. Anderson P.W. *The Theory of Superconductivity in the High- T_c Cuprates* (Princeton: Princeton University Press, 1998); *Science*, **279**, 1196 (1998).
5. Chakravarty S. *Eur. Phys. J. B*, **5**, 337 (1998); Chakravarty S., Kee H.-Y., Abrahams E. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2366 (1999).
6. Basov D.N., Timusk T. In: *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths* (Amsterdam: Elsevier Science, 2001, v. 31, p. 437–507).
7. Timusk T., Statt B. *Rep. Prog. Phys.*, **62**, 61 (1999).
8. Homes C.C., Reedyk M.A., Crandels D.A., Timusk T. *Appl. Opt.*, **32**, 2976 (1993).
9. Basov D.N., Mook H.A., Dabrowski B., Timusk T. *Phys. Rev. B*, **52**, R13141 (1995).
10. Tamasaku K., Nakamura Y., Uchida S. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1455 (1992).
11. Kim J.H., et al. *Physica C*, **247**, 297 (1995).
12. Uchida S., Tamasaku K., Tajima S. *Phys. Rev. B*, **53**, 1 (1996).
13. Basov D.N., Timusk T., Dabrowski B., Jorgensen J.D. *Phys. Rev. B*, **50**, 3511 (1994).
14. Dordevic S.V., Singley E.J., Basov D.N., Komiya S., Ando Y., Bucher E., Homes C.C., Strongin M. *Phys. Rev. B*, **65**, 134511 (2002).
15. Katz A.S., Woods S.I., Singley E.J., Li T.W., Xu M., Hinks D.G., Dynes R.C., Basov D.N. *Phys. Rev. B*, **61**, 5930 (2000).
16. Panagopoulos C., Cooper J.R., Xiang T., Wang Y.S., Chu C.W. *Phys. Rev. B*, **61**, 3808 (2000).
17. Hirsch J.E. *Physica C*, **199**, 305 (1992).
18. Homes C.C., Timusk T., Liang R., Bonn D.A., Hardy W.N. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1645 (1993).
19. Basov D.N., Liang R., Dabrowski B., Bonn D.A., Hardy W.N., Timusk T. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4090 (1996).
20. Schutzmann J., Tajima S., Miyamoto S., Tanaka S. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 174 (1994).
21. Tajima S., Schutzmann J., Miyamoto S., Terasaki I., Sato Y., Hauff R. *Phys. Rev. B*, **55**, 6051 (1997).
22. Dordevic S.V., Basov D.N., Dynes R.C., Bucher E. *Phys. Rev. B*, **64**, R161103 (2001).
23. Puchkov A.V., Fournier P., Basov D.N., Timusk T., Kapitulnik A., Kolesnikov N.N. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3212 (1996).
24. Puchkov A.V., Basov D.N., Timusk T. *J. Phys. Cond. Mat.*, **8**, 10049 (1996).
25. Rotter L.D., Schlesinger Z., Collins R.T., Holtzberg F., Field C., Welp U.W., Crabtree G.W., Liu J.Z., Fang Y., Vandervoort K.G., Fleshler S. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 2741 (1991).



Ксения Тихоновна и Николай Геннадиевич Басовы со старшим сыном Геннадием и младшим – Дмитрием.