

О сверхпроводящей щели, наблюдаемой в спектрах комбинационного рассеяния света $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$

© О.В. Мисочко

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черногловка, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 23 декабря 1997 г.)

Исследование температурной зависимости электронного комбинационного рассеяния света в сверхпроводящем кристалле $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ показало, что частота моды, из спектральной позиции которой обычно определяется величина сверхпроводящей щели, слабо зависит от температуры. Результаты измерений, проведенных при различных резонансных условиях, могут быть интерпретированы как пространственная дисперсия сверхпроводящей щели.

Дискуссии о сверхпроводящей щели начались сразу после открытия высокотемпературной сверхпроводимости. Среди ряда методик, используемых для изучения параметра порядка, идентичного в модели Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) сверхпроводящей щели, спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) занимает далеко не последнее место. Использовать КРС для определения сверхпроводящей щели было предложено теоретически [1] в 1961 г. В настоящее время эта методика переживает свое второе рождение, которое отражается в большом количестве публикаций. Большинство работ упоминалось в недавних обзорах: теория [2] и эксперимент [3]. В результате этих усилий начинает появляться согласованное понимание электронного КРС в сверхпроводниках, хотя вопрос о симметрии и величине параметра порядка высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) еще ждет своего разрешения. Упомянутое выше согласованное понимание электронного КРС включает: 1) отсутствие порога рассеяния и 2) поляризационную зависимость позиции пика, связываемого с разрушением куперовских пар (ПРП), что было подтверждено многими группами [2,3]. Оба эти свойства трактуются в настоящее время как проявление анизотропии сверхпроводящей щели [2,3]. При этом изотропное s -спаривание может быть исключено с большой степенью вероятности. Однако сделать выбор между анизотропным s - или d -спариванием на основании эксперимента весьма затруднительно. Кроме симметрии параметра порядка до настоящего времени остается неясным вопрос о температурной зависимости (T -зависимости) сверхпроводящей щели. Попытки измерить T -зависимость сверхпроводящей щели в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ($\text{Bi}2212$) методом фотоэмиссии с угловым разрешением привели к интересному результату [4]: T -зависимость различна для щели, измеряемой вдоль связей CuO и под углом 45° к ним. Исследования КРС в аналогичном кристалле [5] выявили отклонения от БКШ-модели для T -зависимости щели, определяемой из полносимметричной компоненты рассеяния. К сожалению, энергетическое разрешение фотоэмиссии порядка величины сверхпроводящей щели, а спектры КРС, исследованные в [5], содержали весь набор полносимметрич-

ных фононов, удаление которых весьма неоднозначно. Более того, для получения T -зависимости авторы [5] были вынуждены умножать или делить спектры на множитель, определяемый из интенсивности одного из фононов, в предположении, что эта интенсивность от температуры не зависит.

В настоящей работе проведены детальные исследования T -зависимости спектров электронного КРС в кристалле $\text{Bi}2212$. При этом T -зависимость измерялась для V_{1g} -компоненты рассеяния. Согласно ряду теоретических моделей [2,3], именно эта компонента рассеяния, V_{1g} , отражает симметрию и величину сверхпроводящей щели. Возбуждение линией He–Ne-лазера позволило избежать появления фононов в спектре и тем самым исключить неоднозначную процедуру вычитания. Особое внимание уделялось отношению сигнал/шум в спектре и воспроизводимости спектров.

Исследования проводились с использованием тройного спектрометра, оснащенного многоканальным детектором. Возбуждение осуществлялось при помощи либо Ar^+ (458 nm)- либо He–Ne (633 nm)-лазеров. Использовалась геометрия квазиобратного рассеяния, при этом лазерный свет падал на образец под углом Брюстера, что минимизировало рэлеевскую компоненту и позволяло подойти близко к лазерной линии. Во избежание перегрева образца, расположенного в криостате, плотность мощности в любом из экспериментов не превышала $1\text{--}5\text{ V/cm}^2$. Согласно измерениям отношений стоковой и антистоковой компоненты рассеяния, это исключало перегревы с точностью $\approx 10\text{ K}$. Место возбуждения (характерный размер лазерного пятна $\approx 150\ \mu\text{m}$) тщательно контролировалось с помощью микроскопической приставки, позволяющей возбуждать в различных измерениях одну и ту же область кристалла с точностью $\approx 10\ \mu\text{m}$. Изучение электронного КРС проводилось на свежеприготовленных ab -плоскостях кристалла, который перед помещением в криостат был сориентирован по лауэграмме. Согласно магнитным измерениям, образец имел температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 89\text{ K}$, что свидетельствует о легировании, близком к оптимальному, и коэффициенте нестехиометрии $x \approx 0.15$.

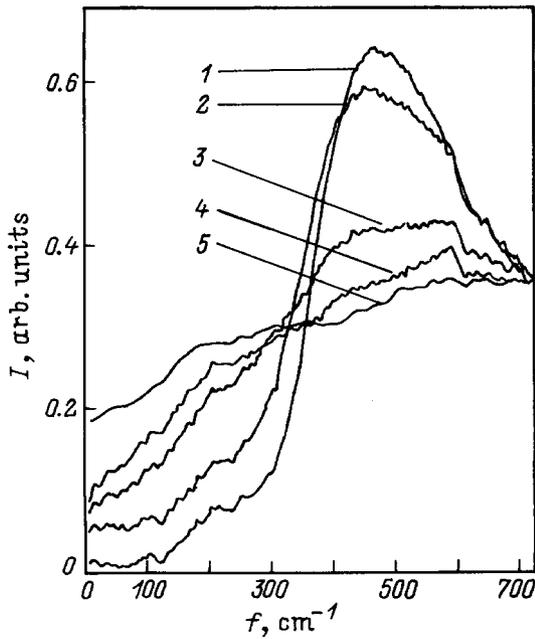


Рис. 1. Спектры КРС (B_{1g} -симметрия) кристаллов $Bi2212$ при возбуждении базисной ab -плоскости He-Ne-лазером при различных температурах выше и ниже температуры сверхпроводящего перехода $T_c = 89$ К. T (К): 1 — 5, 2 — 55, 3 — 75, 4 — 90, 5 — 295.

При переходе кристалла в сверхпроводящее состояние в спектре электронного КРС происходит существенное перераспределение интенсивности, отражающее специфику сверхпроводящего состояния. Это перераспределение интенсивности иллюстрируется рис. 1, где приведены спектры B_{1g} -симметрии (измеряемые в поляризации $x'y'$) в нормальном и сверхпроводящем состоянии при возбуждении лазерной линией с $\lambda = 633$ nm. Подавление рассеяния на низких частотах при понижении температуры связывается с раскрытием сверхпроводящей щели [1–3], в то время как образование пика, отсутствующего в нормальном состоянии, приписывается новому каналу рассеяния, связанному с разрушением куперовских пар [2]. Проследив температурную зависимость ПРП, мы обнаружили, что интегральная интенсивность ПРП растет с понижением температуры, хотя его частота от температуры практически не зависит. Определение позиции широкого пика может быть неоднозначным, но, как видно из рис. 1, точка, в которой сверхпроводящие спектры пересекаются со спектром нормального состояния, практически не зависит от температуры. Поскольку максимум может быть только правее этой точки, легко оценить минимально возможную щель на T_c : она всего лишь на 25% меньше, чем щель, детектируемая при 5 К. На самом деле сверхпроводящая щель, определяемая из позиции максимума ПРП, больше, а отношение $\Delta(T_c)/\Delta(T = 5 \text{ К})$ меньше (рис. 2). В любом случае полученные данные свидетельствуют о том, что ПРП не начинает формироваться в области низких частот. Температурная зависимость интеграль-

ной интенсивности (измеряемая как избыточный спектральный вес в области больших частот при сравнении сверхпроводящего спектра при данной температуре со спектром нормального состояния) подтверждает, что за ПРП ответствен сверхпроводящий конденсат, поскольку экспериментальные точки хорошо укладываются на T -зависимость плотности сверхпроводящего конденсата в двухжидкостной модели. Анализ перераспределения интенсивности показывает, что рост интенсивности при данном возбуждении на больших частотах компенсируется подавлением рассеяния на низких энергиях. Такое поведение подтверждает связь ПРП с образованием сверхпроводящей щели, отражая тот факт, что состояния, вытолкнутые из области щели, перемещаются в область больших энергий, приводя к расходимости в плотности состояний при энергии, равной сверхпроводящей щели. Отметим, что в наших экспериментах спектральный вес, ”пропавший” на низких частотах, совпадает в пределах экспериментальной точности с избытком спектрального веса, возникающего при образовании ПРП. Это свидетельствует о выполнении правила сумм в неупругом рассеянии света для данной поляризации и при данных резонансных условиях. С другой стороны, отсутствие T -зависимости частоты ПРП дает основание усомниться в том, что этот пик является мерой сверхпроводящей щели. В самом деле, сравнивая экспериментальные данные с предсказаниями теории БКШ, мы видим серьезное расхождение, особенно вблизи критической температуры.

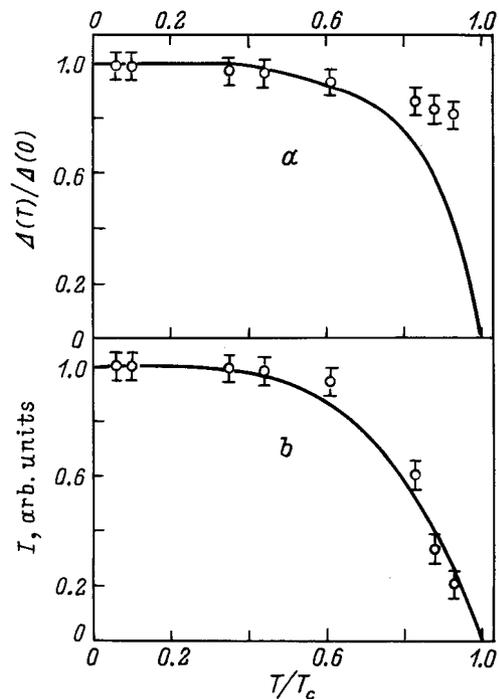


Рис. 2. Температурная зависимость позиции максимума (а) и относительной интегральной интенсивности ПРП (b), наблюдаемого в B_{1g} -симметрии. Сплошные линии показывают температурную зависимость сверхпроводящей щели (модель БКШ) (а) и плотности сверхпроводящего конденсата (двухжидкостная модель) (b). Светлые кружки — эксперимент.

Это сравнение показано на рис. 2 для поведения сверхпроводящей щели, наблюдаемой в данной поляризации, в предположении, что 2Δ равно позиции максимума ПРП. Сверхпроводящая щель определяет энергию связи куперовской пары, и отсутствие ее T -зависимости свидетельствует о том, что пары имеют конечную энергию связи прямо на T_c . Более того, сравнивая спектры, полученные при комнатной температуре и выше температуры сверхпроводящего перехода (90 К), можно увидеть, что ПРП начинает формироваться до того, как кристалл стал сверхпроводящим. Это эффект, по-видимому, существует и в других классах ВТСП [6], но его детектирование осложняется наличием сильного фононного рассеяния, которого мы избежали, используя исследованные ранее резонансные свойства рассеяния [7]. Возникновение ПРП до перехода в сверхпроводящее состояние может свидетельствовать о необычных свойствах нормального состояния, хотя наиболее логично ввиду близости к T_c приписать его более широкой, чем в обычных сверхпроводниках, флуктуационной области.

Новым и неожиданным наблюдением является наличие порога рассеяния, наблюдаемое в сверхпроводящем состоянии, что демонстрируется низкотемпературным спектром ($T = 5$ К) на рис. 1. Интенсивность в спектре электронного КРС равна нулю (в пределах точности эксперимента) от самых низких детектируемых частот ($\approx 10 \text{ cm}^{-1}$) до частот $\approx 100 \text{ cm}^{-1}$. Обычно для оптимально легированных Bi2212 кристаллов в данной поляризации наблюдается степенной рост интенсивности $I \propto \omega^3$ для низкочастотной части спектра, который, по мнению ряда авторов [2,3], свидетельствует о спаривании в d -волне.

Для того чтобы сделать адекватным сравнение наших результатов с данными других исследователей, мы стали использовать другое ($\lambda = 458 \text{ nm}$) возбуждение (подавляющее большинство данных получено при возбуждении синими линиями Ar^+ -лазера). Полученные данные представлены на рис. 3, и их сравнение с ранее полученными спектрами для сходных кристаллов [3] показывает их идентичность. Кубическая зависимость для малых частот, позиция ПРП и даже частоты и относительные интенсивности фононов совпадают с достаточной точностью. Сравнение двух спектров, полученных в полностью идентичных (за исключением длины волны лазерного излучения) условиях, приведенное на рис. 3, показывает, что смена возбуждения ведет к значительному изменению спектрального отклика, при котором меняется не только позиция максимума пика, но и его низкочастотное крыло.

Хотя ни одна из существующих теорий электронного КРС в сверхпроводниках не включает резонансных членов, их учет вряд ли приведет к описанию наблюдаемого эффекта, поскольку эти члены ответственны за интенсивность рассеяния, а не за форму и позицию спектральной моды [3]. Скорее всего, объяснение следует искать в том, что для разных лазерных линий оптическая глубина проникновения различна. Это ведет

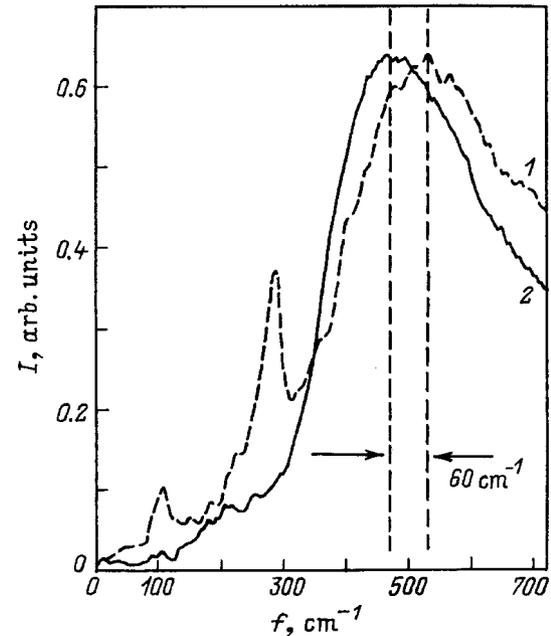


Рис. 3. Сравнение низкотемпературных ($T = 5$ К) спектров КР кристалла Bi2212 при различном лазерном возбуждении. Для удобства сравнения спектры отнормированы таким образом, чтобы их максимумы совпадали по интенсивности. λ (nm): 1 — 458, 2 — 633.

к тому, что диапазон волновых векторов, зондируемый при различных резонансных условиях, отличен и мы видим одно и то же возбуждение с различным волновым вектором [8]. Оценка на основе имеющихся данных [9] показывает, что при красном ($\lambda = 633 \text{ nm}$) возбуждении глубина проникновения на 25–30% меньше, чем при синем ($\lambda = 458 \text{ nm}$) и соответственно диапазон волновых векторов больше в такой же пропорции. Здесь уместно отметить, что для ВТСП область k -пространства, в которой определена щель, велика по сравнению с диапазоном волновых векторов зондируемых КРС, поскольку длина когерентности мала. Наблюдаемая зависимость частоты ПРП от длины волны возбуждающего света может быть интерпретирована (если следовать общепринятой связи позиции ПРП и величины сверхпроводящей щели [1–3]) как зависимость щели не только от направления в k -пространстве (угловая зависимость) [2,3], но и от абсолютной величины волнового вектора. При этом, если частотная зависимость рассеяния данной симметрии при малых энергиях действительно отражает доминирующий вид спаривания (наличие порога для s -спаривания и его отсутствие и кубический рост для d -спаривания), можно предположить, что электроны в различных слоях Ферми-сферы спарены в разных каналах. Такое рассмотрение могло бы разрешить существующее противоречие, когда различные эксперименты [10,11], каждый из которых не вызывает сомнения, свидетельствует о различной симметрии электронных пар, ответственных за сверхпроводимость.

В заключение отметим, что в результате тщательного исследования температурной зависимости электронного КРС обнаружено, что зависимость частоты ПРП, из позиции которого обычно оценивается величина сверхпроводящей щели, резко отличается от предсказаний модели БКШ. При этом температурная зависимость интенсивности этого пика подтверждает, что он может быть связан с разрушением куперовских пар, формирующих сверхпроводящий конденсат. Из сравнения позиций максимума этого пика и его спектральной формы при различном лазерном возбуждении можно предположить, что сверхпроводящая щель, будучи анизотропной (угловая зависимость), также зависит от абсолютной величины волнового вектора, $|k - k_F|$, что ведет к пространственной дисперсии щели.

Автор благодарен Е.Я. Шерману за полезные обсуждения и М.П. Кулакову за предоставленные монокристаллы.

Список литературы

- [1] А.А. Абрикосов, Л.А. Фальковский. *ЖЭТФ* **40**, 262 (1961).
- [2] T.P. Devereau, D. Einzel. *Phys. Rev.* **B52**, 16 336 (1995).
- [3] D. Einzel, R. Hackl. *J. Raman Spectroscopy* **27**, 307 (1996).
- [4] R.J. Kelly, Jian Ma, G. Margaritondo, M. Onellion. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4051 (1993).
- [5] M. Boekholt, M. Hobbmann, G. Guntherodt. *Physica* **C175**, 127 (1991).
- [6] F. Slakey, M.V. Klein, J.P. Rice, D.M. Ginsberg. *Phys. Rev.* **B42**, 2643 (1990).
- [7] O.V. Misochko, A.Kh. Arslanbekov. *Mod. Phys. Lett.* **B6**, 1137 (1992).
- [8] O.V. Misochko, E.Ya. Sherman. *Physica* **C222**, 219 (1994).
- [9] V.K. Kelly, P. Parboux, J.-M. Taranson, D.E. Aspnes. *Phys. Rev.* **B40**, 6797 (1989).
- [10] D.J. Van Harlingen. *Rev. Mod. Phys.* **67**, 515 (1995).
- [11] A.G. Sun, D.A. Gajevski, M.B. Maple, R.C. Dynes. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2267 (1994).