

Терагерцевая ЛОВ-спектроскопия проводников и сверхпроводников

Б.П.Горшунов, А.А.Волков, А.С.Прохоров, И.Е.Спектор, Ю.Акимичу, М.Дрессель, Г.Нойенхауз, С.Томич, С.Учида

Описаны методики, позволяющие проводить прямые (без использования соотношений Крамерса–Кронига) измерения в терагерцевом диапазоне частот (0.03–1.5 ТГц) спектров диэлектрического отклика (динамической проводимости и диэлектрической проницаемости) диэлектриков, проводников и сверхпроводников. Методики реализованы на базе ЛОВ-спектрометров, разработанных в Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, и позволяют проводить диэлектрические измерения при температурах 2–1000 К и в магнитных полях до 8 Тл. Представлены результаты исследований спектров диэлектрического отклика ряда материалов, свойства которых определяются электронными корреляционными эффектами: сверхпроводников, одномерных проводников, систем с тяжелыми фермионами, спин-лестничных купратов, спиновых стёкол.

Ключевые слова: терагерцевая спектроскопия, электронные корреляции, низкие температуры.

1. Введение

Электронные корреляции являются одной из центральных тем современной физики конденсированного состояния и составляют основу широкого круга фундаментальных физических явлений, таких как сверхпроводимость, зарядовое и магнитное упорядочения, плазменные возбуждения, фазовые переходы, тяжелые фермионы, промежуточная валентность, волны зарядовой и спиновой плотности. Отличительной чертой систем с коллективизированными электронами является то, что характеризующие их основное состояние типичные энергии – энергетическая щель в сверхпроводниках, энергии плазменных колебаний, энергии релаксации квазичастиц и гибридационной щели в тяжелофермионных соединениях, энергия пиннинга волн зарядовой/спиновой плотности и т. д. – сравнительно малы (порядка нескольких миллиэлектронвольт). Это приводит к определенным сложностям при решении фундаментальных и прикладных задач, связанных с экспериментальным исследованием коррелированных электронных систем, поскольку использование современных методов спектроскопии, в особенности оптической, сопряжено с серьезными трудностями при продвижении в столь низкоэнергетичную область.

Среди специалистов, занимающихся оптической спектроскопией, соответствующий частотный диапазон – примерно между 10^{11} и 10^{12} Гц – даже получил название «спектроскопического провала» («субмиллиметрового провала», «терагерцевого провала»). Прогресс в экспериментальном освоении терагерцевых частот был достигнут в последние годы благодаря разработке в Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН поколения квазиоптических спектрометров на основе монохроматических источников излучения – ламп обратной волны (ЛОВ) [1].

Современные ЛОВ-спектрометры позволяют проводить быстрые и надежные измерения диэлектрического отклика материалов на частотах $\nu = 1 - 50 \text{ см}^{-1}$, что соответствует энергиям кванта 0.15–6 мэВ. Освоение «терагерцевого провала» не только подняло оптическую спектроскопию на новый уровень панорамных диэлектрических измерений [2], но и открыло возможности для решения многих фундаментальных и прикладных задач на основе экспериментальных данных в ранее недоступной спектральной области.

В настоящей работе описаны последние достижения в области создания методик для терагерцевых диэлектрических измерений проводящих и сверхпроводящих материалов, а также представлены последние результаты по терагерцевой ЛОВ-спектроскопии ряда соединений с сильными электронными корреляциями: одномерных проводников, сверхпроводников, систем с тяжелыми фермионами, спин-лестничных купратов и спиновых стёкол. При необходимости, с целью наиболее полного исследования явлений, измерения на ЛОВ-спектрометрах дополнялись данными, полученными в расширенном интервале частот с применением микроволновых и инфракрасных спектрометров. В то же время именно данные, полученные на терагерцевых частотах, явились ключевыми для получения целого ряда новых физических результатов.

Б.П.Горшунов, А.А.Волков, А.С.Прохоров, И.Е.Спектор. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: gorshunov@ran.gpi.ru
J.Akimitsu. Department of Physics, Aoyama-Gakuin University, Tokyo, Japan; e-mail: jun@phys.aoyama.ac.jp
M.Dressel. I Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany; e-mail: dressel@pi1.physik.uni-stuttgart.de
G.J.Nieuwenhuys. Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University, Leiden, The Netherlands; e-mail: gerard.nieuwenhuys@psi.ch
S.Tomić. Institut za Fiziku, HR-100001 Zagreb, Croatia; e-mail: stomic@ifs.hr
S.Uchida. Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo, Japan; e-mail: uchida@phys.s.u-tokyo.ac.jp

Поступила в редакцию 2 мая 2007 г.

2. Измерение спектров диэлектрического отклика проводящих материалов в терагерцевом диапазоне частот

Принцип работы ЛОВ-спектрометров в стандартной конфигурации детально описан в ряде публикаций (см., напр., [1, 3–5]). Вкратце он состоит в том, что обычно измеряются спектры коэффициента пропускания $\text{Tr}(\nu)$ и фазового сдвига $\varphi(\nu)$ волны, прошедшей сквозь плоскопараллельную пластинку, изготовленную из исследуемого материала (рис.1,а). После этого с использованием стандартных формул Френеля для коэффициента пропускания слоя (см., напр., [6]) рассчитываются спектры оптических характеристик образца: диэлектрической проницаемости $\varepsilon^*(\nu) = \varepsilon'(\nu) + i\varepsilon''(\nu)$, проводимости $\sigma^*(\nu) = \sigma'(\nu) + i\sigma''(\nu)$, показателя преломления $n^*(\nu) = n(\nu) + ik(\nu)$ и т. д. Процедура определения оптических параметров на ЛОВ-спектрометрах состоит в решении системы двух уравнений относительно двух неизвестных, например n и k (рис.1). Важно, что характеристики образца рассчитываются напрямую, без привлечения интегральных соотношений Крамерса – Кронига, как это приходится делать при измерениях на ИК фурье-спектрометрах. В последнем случае измеряемой величиной является спектр коэффициента отражения $R(\nu)$ от поверхности образца, и для получения диэлектрических параметров необходимо проводить анализ спектра $R(\nu)$ с применением соотношений Крамерса – Кронига, сопряженный с соответствующими неопределенностями из-за экстраполяции $R(\nu)$ за пределы частотной области, в которой выполнялись измерения.

Следует, однако, отметить, что использование описанной стандартной методики ЛОВ-спектроскопии связано со сложностями при изучении проводящих материалов. Проблема возникает из-за их малой прозрачности,

поскольку для надежного измерения коэффициента пропускания необходимо готовить образцы с нерельяно малыми толщинами (меньше микрометра). Для обеспечения возможности измерения на ЛОВ-спектрометрах слабопрозрачных (проводящих и сверхпроводящих) материалов нами были разработаны специальные методики, основанные на измерении спектров комплексного коэффициента пропускания плёнок на диэлектрических подложках и спектров коэффициента отражения от «массивного» образца или от эталонной прозрачной плоскопараллельной пластинки с поджатой к ней с обратной (по отношению к падающему излучению) стороны поверхность образца. Обе методики позволяют определять оптические характеристики материала образца напрямую, без привлечения интегральных соотношений Крамерса – Кронига.

2.1. Измерение терагерцевых диэлектрических спектров проводящих пленок на диэлектрических подложках

Свойства пленок на подложках измеряются (рис.1,б) либо в случае, когда образец представляет собой тонкую пленку на подложке, либо когда для исследования слабопрозрачного вещества удастся приготовить из него достаточно тонкий слой со свойствами, близкими к свойствам «массивного» материала. В принципе терагерцевые измерения пленок на диэлектрических подложках аналогичны измерениям однослойных образцов. Они заключаются в измерении коэффициента пропускания и фазового сдвига волны, прошедшей сквозь двухслойную систему «пленка на подложке», с последующим расчетом диэлектрических параметров пленок с применением соответствующих формул Френеля для двухслойной среды [6]. Очевидно, что оптические параметры прозрачной подложки должны быть измерены предварительно по стандартной для ЛОВ-спектрометра методике (рис.1,а).

В качестве примера на рис.2,а,б показаны результаты измерения температурных зависимостей терагерцевой проводимости и диэлектрической проницаемости сверхпроводящей (СП) плёнки нитрида ниобия NbN [7] на сапфировой подложке. Видно, что данный метод позволяет определять электродинамические параметры проводящих пленок в нормальной фазе с достаточно хорошей точностью. В то же время точность определения динамической проводимости σ' в СП состоянии сильно падает. Это типично для плёночных образцов сверхпроводников, когда коэффициент пропускания и фазовый сдвиг на частотах $\nu < 2\Delta/h$ (2Δ – СП щель) в основном определяются диэлектрической проницаемостью, которая может достигать огромных отрицательных значений: в данном случае при $T = 5 \text{ K}$ $\varepsilon' \approx -10^6$. Увеличить точность определения σ' в сверхпроводнике можно, нанося исследуемый материал в виде тонких пленок на обе стороны прозрачной подложки (рис.1,б). Такая система представляет собой резонатор Фабри – Перо, и увеличение чувствительности происходит за счет его высокой добротности, особенно в СП состоянии, когда поглощение (проводимость σ') в «зеркалах» (пленках) уменьшается и, следовательно, возрастает эффективность взаимодействия излучения с исследуемыми пленками. Это демонстрируется на рис.2,б,г, где показаны температурные зависимости σ' и ε' пленки NbN, определенные на основании спектров пропускания и фазового сдвига подложки с дву-

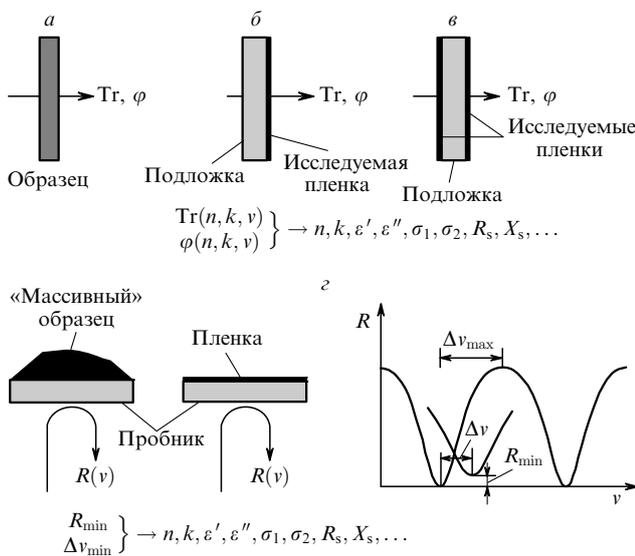


Рис.1. Схемы определения терагерцевых диэлектрических спектров материалов по измеренным спектрам коэффициента пропускания Tr и фазового сдвига φ плоскопараллельного образца (а), одной (б) и двух (в) тонких пленок на диэлектрических подложках, а также схема измерения терагерцевых диэлектрических параметров сильнопоглощающих материалов методом диэлектрического пробника (г). В последнем случае параметры рассчитываются на основе измеренных изменений по частоте и величине интерференционного минимума в спектре коэффициента отражения, возникающих в результате контакта пробника с исследуемым образцом.

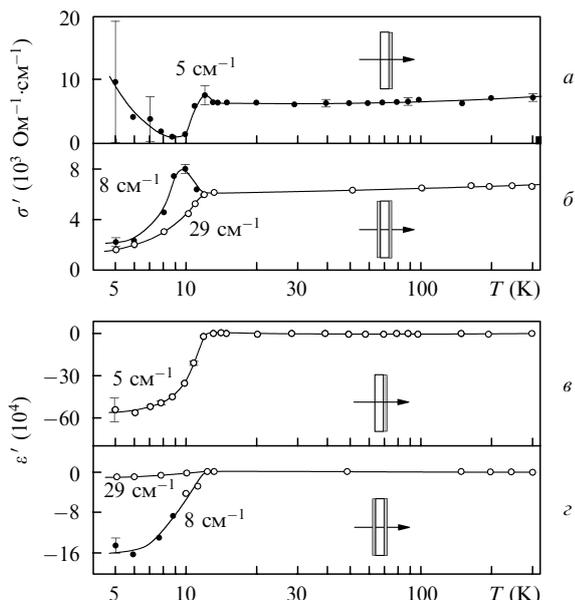


Рис.2. Температурные зависимости динамической проводимости и диэлектрической проницаемости сверхпроводящей пленки NbN, определенные по измеренному коэффициенту пропускания и фазовому сдвигу волны, прошедшей через образец, для одной пленки NbN (толщина 115 Å) на сапфировой подложке (0.43 мм) (а, в) и для двух пленок NbN (540 Å), нанесенных на обе грани сапфировой подложки (0.39 мм) (б, г). Погрешности определения ϵ' в нормальной фазе соответствуют размерам экспериментальных точек.

мья плёнками на обеих сторонах: вместо неопределенного поведения проводимости в СП состоянии в случае одной плёнки (рис.2,а,в) надежно наблюдаются уменьшение σ' на самых низких температурах и характерный пик чуть ниже критической температуры на низкой частоте, равной 8 cm^{-1} .

2.2. Измерение терагерцевых спектров коэффициента отражения

В случае, если не удастся приготовить тонкую плёнку со свойствами, близкими к свойствам «массивного» образца и достаточно прозрачную для надежных диэлектрических измерений в геометрии «на пропускание», экспериментально измеряемой величиной является коэффициент отражения либо от поверхности «массивного» образца, либо от эталонной прозрачной плоскопараллельной пластинки («диэлектрического пробника») с поджатой к нему с обратной (по отношению к падающему излучению) стороны поверхностью образца.

2.2.1. Измерение спектров коэффициента отражения «массивного» образца

Измерение на терагерцевых частотах коэффициента отражения от плоской поверхности «полубесконечного» образца, в особенности при низких температурах в криостате, является довольно сложной задачей. Дело в том, что для определения спектра коэффициента отражения $R(\nu) = I_{\text{sam}}(\nu)/I_m(\nu)$ необходимо отдельно измерять интенсивность излучения, отраженного от образца (I_{sam}) и от эталонного (металлического) зеркала (I_m), т. е. процедура предполагает механическое замещение на измерительной диафрагме образца зеркалом. В эксперименте терагерцевые спектры $I_{\text{sam}}(\nu)$ и $I_m(\nu)$ неизбежно искажены стоячими волнами, возникающими из-за переотражений излучения между образцом (или зеркалом) и элементами

квазиоптической измерительной схемы – окнами криостата, поляризаторами, линзами, аттенуаторами и пр. Поэтому при недостаточно точной замене образца на зеркало эти стоячие волны при вычислении $R(\nu)$ не «гасятся», и в спектре $R(\nu)$ могут возникать искажения величины до десятков процентов.

Нами были разработаны устройства, позволяющие обеспечивать замещение в квазиоптическом криостате образца на зеркало с точностью, достаточной для надежного измерения терагерцевых спектров коэффициентов отражения от проводников или сверхпроводников на уровне, превышающем 95 %, вплоть до 99 %. На рис.3 показан пример таких спектров, измеренных на монокристаллическом образце высокотемпературного сверхпроводника $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ [8]. Спектры измерены при различных температурах (в СП и в нормальной фазах) и в двух поляризациях: $E \parallel c$, когда вектор электрического поля излучения направлен вдоль оси c , т. е. перпендикулярно CuO -плоскостям, и $E \perp c$. Измерения выполнены вплоть до низких ($\sim 1 - 2 \text{ cm}^{-1}$) частот, в области которых искажения, связанные со стоячими волнами, наиболее сильны. При $E \perp c$ коэффициент отражения высок как в нормальной, так и в сверхпроводящей фазе. При $E \parallel c$ в нормальном состоянии кристалл $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ является «плохим проводником»: коэффициент отражения мал и при $\nu > 20 \text{ cm}^{-1}$ составляет около 50 %; при $\nu < 20 \text{ cm}^{-1}$ наблюдается хаген-рубенсовское поведение коэффициента отражения: $R \rightarrow 100 \%$, что обусловлено конечной (хотя и малой) величиной статической проводимости [9]. В сверхпроводящих спектрах отчетливо виден плазменный край, связанный с плазменными колебаниями куперовских пар, которые делокализованы в направлении оси c благодаря туннелированию через джозефсоновские связи между плоскостями CuO . При этом на частотах ниже 10–20 cm^{-1} коэффициент отражения становится практически равным 100 %.

При измерении спектров коэффициента отражения от «массивного» образца информация о его электродинамических параметрах может быть получена либо путём модельной обработки $R(\nu)$ с использованием известных механизмов дисперсии, либо путем измерения спектра на

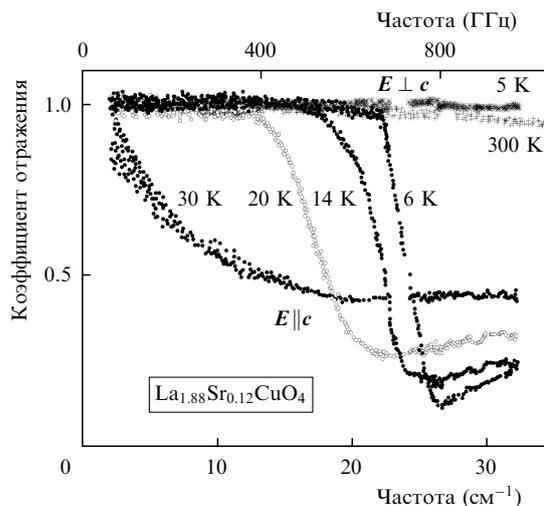


Рис.3. Терагерцевые спектры коэффициента отражения монокристалла $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$, измеренные при различных температурах в поляризации $E \parallel c$, когда вектор электрического поля E перпендикулярен сверхпроводящим плоскостям CuO , и $E \perp c$, когда вектор E параллелен проводящим плоскостям.

фурье-спектрометре в более широком диапазоне и последующего его анализа с помощью соотношений Крамерса–Кронига. Ключевым моментом при этом является то, что ЛОВ-спектрометры обеспечивают высокие абсолютные точности измерения терагерцевых спектров $R(\nu)$, недоступные для фурье-спектрометров и составляющие порядка $\pm 0.3\%$ при $R = 99\%$. Это иллюстрируется результатами, представленными в [10]. В этой работе были проведены температурные измерения спектров коэффициента отражения высокотемпературного сверхпроводника $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ в терагерцевой области $8\text{--}33\text{ см}^{-1}$, дополненные ИК измерениями на частотах $30\text{--}30000\text{ см}^{-1}$. Анализ с помощью соотношений Крамерса–Кронига объединённых терагерцевых – ИК спектров $R(\nu)$ позволил получить количественную информацию о лондоновской глубине проникновения излучения и о выполнении правила сумм для спектрального веса в сверхпроводящей и нормальной фазах.

2.2.2. Метод диэлектрического пробника

Этот метод позволяет определять электродинамические параметры проводящих материалов напрямую, т. е. без использования соотношений Крамерса–Кронига. В эксперименте измеряется коэффициент отражения от пробника – плоскопараллельной прозрачной пластинки с известными диэлектрическими свойствами (см. рис.1,2). Такой спектр содержит периодические минимумы, возникающие вследствие интерференции излучения внутри пробника. При прижатии к задней грани пробника поверхности исследуемого образца условия отражения от этой грани изменяются, что ведет к изменению (сдвигу) R_{\min} амплитуды (глубины) и частотного положения $\Delta\nu$ каждого интерференционного минимума. Измерение этих двух сдвигов позволяет рассчитать две неизвестные характеристики образца. На рис.4,а представлены результаты измерения терагерцевых диэлектрических спектров жидкостей [11], что особенно привлекательно при использовании метода пробника, т. к. отпадает необходимость в приготовлении специальных кювет. На рис.4,б показано, что этот метод может быть использован и для измерения диэлектрического отклика плёнок на подложках, когда характеристики пленки нельзя измерить методом «на пропускание». Как видно из рисунка, с помощью пробника из кремния удастся измерить динамическую проводимость даже металлической (золотой) плёнки, для которой $\sigma' \approx 3.5 \times 10^5\text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1} \pm 30\%$ при $\nu = 10\text{ см}^{-1}$.

3. Терагерцевая спектроскопия проводников с электронными корреляциями

Ниже кратко представлены некоторые результаты выполненных в ИОФ РАН с помощью терагерцевых ЛОВ-спектрометров исследований диэлектрических свойств нескольких типов материалов, содержащих коррелированные электронные подсистемы: одномерных проводников, высокотемпературных сверхпроводников, тяжелых фермионов, спин-лестничных купратов и спиновых стёкол.

3.1. Проявление флуктуаций волн зарядовой плотности в терагерцевых спектрах одномерных проводников

Важнейшую роль в электронных свойствах одномерных проводников играют эффекты, обусловленные воз-

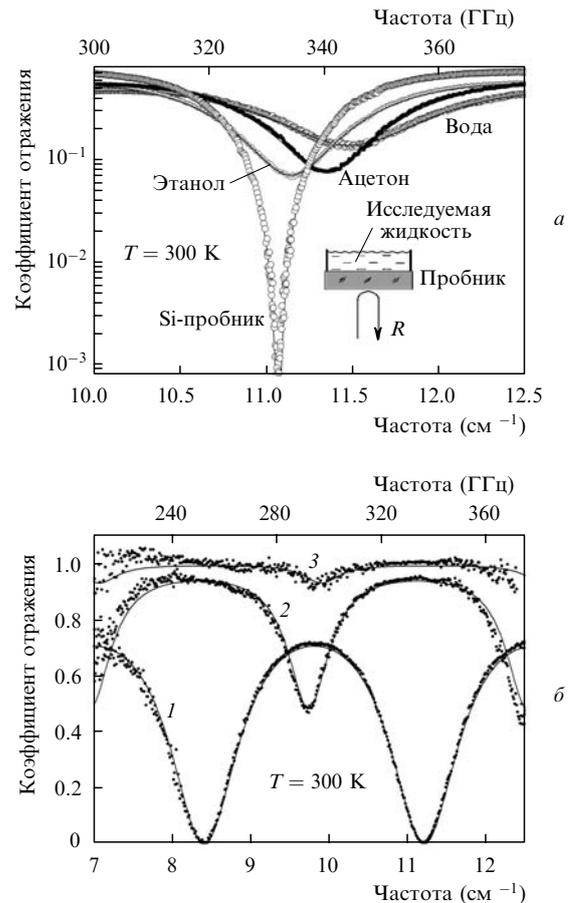


Рис.4. Интерференционные минимумы в терагерцевых спектрах коэффициента отражения (точки) плоскопараллельной пластинки высокоомного кремния (диэлектрического пробника) с различными жидкостями в качестве исследуемых материалов; сплошные кривые – обработка по методу наименьших квадратов, позволяющая определить диэлектрические параметры жидкостей (а), а также спектры коэффициента отражения плоскопараллельной кремниевой подложки толщиной 0.525 мм (1) и такой же подложки с проводящей пленкой AuFe (50 нм) (2) и пленкой Au (50 нм) (3); точки – эксперимент, сплошные кривые – результат описания по методу наименьших квадратов с применением формулы для коэффициента отражения однослойной и двухслойной сред (б).

никновением волны зарядовой плотности (ВЗП) – коллективного электрон-фононного образования, возникающего благодаря «нестингу» поверхности Ферми [12, 13]: в одномерном проводнике при конечном электрон-фононном взаимодействии энергетически выгодным является состояние, когда в ионной решетке появляется сверхструктура и связанное с ней перераспределение положительного ионного заряда. Избыточный ионный положительный заряд экранируется электронами проводимости, что ведет к образованию ВЗП. С динамикой ВЗП связан особый коллективный тип проводимости в твердых телах: при наличии внешнего электрического поля сгустки электронного заряда могут перемещаться в пространстве и переносить ток; при этом положительные ионы остаются на месте и лишь совершают колебания около положений равновесия. Важная роль в процессах проводимости принадлежит флуктуациям ВЗП при температурах $T > T_{MF}$ (T_{MF} – температура перехода в ВЗП-фазу в приближении среднего поля).

Нами были проведены измерения терагерцевых спектров нескольких одномерных проводников. При этом в

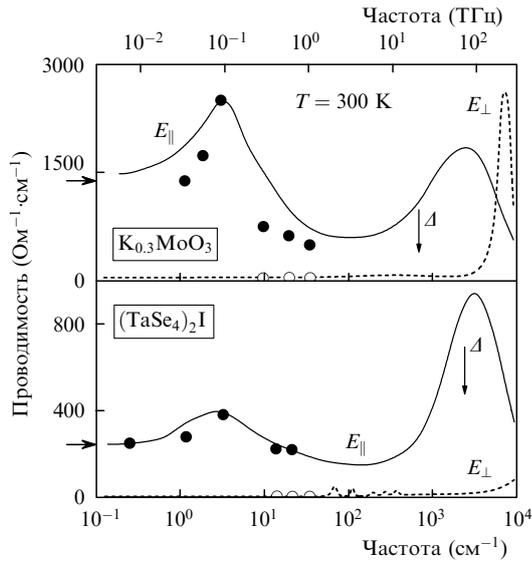


Рис.5. Частотные зависимости проводимости одномерных проводников $K_{0.3}MoO_3$ и $(TaSe_4)_2I$ для продольной ($E_{||}$, темные точки) и поперечной (E_{\perp} , светлые точки) поляризации. Вертикальные стрелки показывают положения пайерловских ВЗП-щелей, рассчитанные из активационного поведения статической проводимости. Горизонтальными стрелками отмечены значения статических проводимостей. Сплошные кривые соответствуют результатам описания спектров по методу наименьших квадратов с применением модели Лоренца для описания линий поглощения и модели Друде для описания «сквозной» проводимости.

диэлектрических спектрах наблюдались особенности, прямо связанные с ВЗП-флуктуациями. На рис.5 показаны спектры динамической проводимости одномерных проводников $K_{0.3}MoO_3$ и $(TaSe_4)_2I$ [14, 15]. Одновременно с сильной анизотропией в спектрах для продольной ($E_{||}$) поляризации ясно видны пики поглощения на частоте около 3 см^{-1} , возникновение которых обусловлено флуктуациями ВЗП. Происхождение пиков связано с присутствующими в материале сегментами флуктуирующих ВЗП, которые локально пиннируются, что и ведет к возникновению резонансного поглощения. В то же время за счет тепловой энергии происходит частичный срыв (депиннинг) ВЗП, в результате чего появляется конечный коллективный друдевский вклад в статическую проводимость (горизонтальные стрелки на рис.5).

3.2. Аномальное поглощение электромагнитного излучения в сверхпроводящей фазе высокотемпературных сверхпроводников

Измерение оптического отклика высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на частотах $\nu < 2\Delta/h$ позволяет получать информацию о фундаментальных характеристиках СП состояния – о типе симметрии параметра порядка, величине и температурной зависимости лондоновской глубины проникновения, о природе «остаточного» (при $T \ll T_c$; T_c – температура СП перехода) поглощения, о типе и характере рассеяния квазичастиц, о возможных коллективных модах и т. д. После открытия высокотемпературных сверхпроводников и как только оказалось возможным приготовить достаточно высококачественные образцы, пригодные для измерений на ЛОВ-спектрометре, нами были проведены первые измерения терагерцевых спектров диэлектрического отклика ВТСП-купратов нескольких составов. При этом сразу же был получен результат, связанный, как оказалось, со

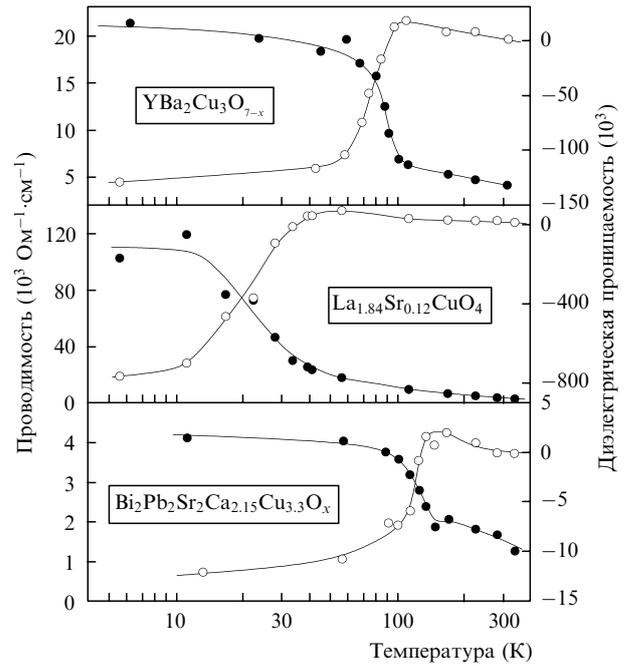


Рис.6. Температурные зависимости динамической проводимости (темные точки) и диэлектрической проницаемости (светлые точки) ВТСП-купратов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (на частоте 0.27 ТГц), $La_{1.84}Sr_{0.12}CuO_4$ (0.17 ТГц) и $Bi_2Pb_2Sr_2Ca_{2.15}Cu_{3.3}O_x$ (0.36 ТГц), измеренные на ЛОВ-спектрометре.

спецификой сверхпроводящего состояния во всем классе ВТСП. Результат состоит в «аномальном», в сравнении с БКШ-сверхпроводниками, поведении поглощения электромагнитного излучения. Если в БКШ-сверхпроводнике поглощение в СП фазе падает [16], то в ВТСП-соединениях наблюдается его сильное возрастание (рис.6) [17, 18].

Из рис.6 видно, что при $T < T_c$ происходит уменьшение диэлектрической проницаемости до больших отрицательных значений; такое поведение $\epsilon'(T)$ является универсальным для сверхпроводников и отвечает индуктивному отклику конденсата куперовских пар, находящегося «под» дельта-функцией на нулевой частоте в спектре проводимости $\sigma'(\nu)$ [16]. Одновременно с этим в СП фазе значительно возрастает проводимость, что обусловлено наличием в ВТСП-купратах квазичастиц даже при самых низких температурах. Дополнительное поглощение в СП состоянии наблюдалось нами позже и на высококачественных монокристаллических образцах ВТСП [19, 20]. Более того, сейчас установлено, что остаточное поглощение в ИК – терагерцевых диапазонах присутствует практически во всех ВТСП-купратах.

Представляется весьма вероятным механизм возникновения квазичастиц, связанный с d-типом симметрии параметра порядка. Действительно, в ВТСП-соединениях величина щели d-симметрии обращается в нуль на определенных участках поверхности Ферми [21, 22]. Тогда при любой конечной температуре в системе должны присутствовать «термически-рожденные» квазичастицы, наличие которых непременно будет приводить к дополнительному «остаточному» поглощению в СП состоянии. Следует упомянуть также такие возможные механизмы возникновения квазичастиц в ВТСП, как образование «страйпов» и локальное подавление сверхпроводимости примесями, например цинком.

3.3. Поперечный джозефсоновский плазмон в T^* -купрате $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$

Большое внимание уделяется электродинамическим свойствам ВТСП-купратов также и в направлении, перпендикулярном плоскостям CuO , т. е. вдоль оси c . Плазменные колебания конденсата куперовских пар в направлении оси c (джозефсоновские плазмоны) представляют интерес, поскольку, с одной стороны, это дополнительный способ изучения механизма сверхпроводимости в купратах, т. к. поведение поперечных плазмонов определяется такими микроскопическими характеристиками электронного конденсата, как его сжимаемость, концентрация, проводимость; электродинамические свойства купратов в поперечной поляризации важны также для исследования энергетики сверхпроводящего перехода [23, 24]. С другой стороны, слоистая структура купратов может приводить к возникновению особых типов коллективных возбуждений в СП фазе. Так, в купратах с двумя типами изолирующих прослоек между CuO -плоскостями в элементарной ячейке при $E \parallel c$ должно наблюдаться, помимо двух продольных, одно поперечное плазменное колебание – фактически новый тип коллективного возбуждения в слоистых сверхпроводниках, существование которого было предсказано теоретически в работе [25]. Такое возбуждение впервые экспериментально наблюдалось нами в терагерцевых спектрах монокристаллического образца состава $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$ [26]. Соответствующие результаты показаны на рис.7. Видно, что при переходе в СП состояние возникают два максимума в спектре функции потерь и максимум в спектре проводимости; соответствующая дисперсия наблюдается и в

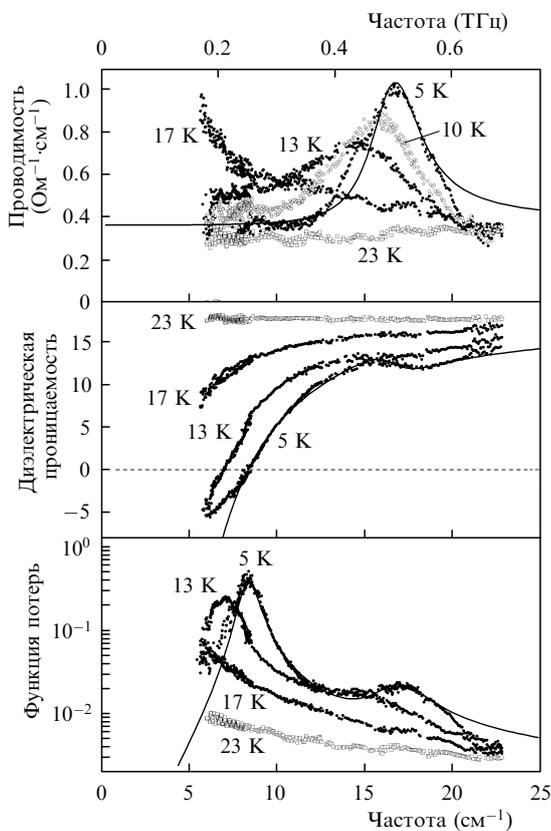


Рис.7. Терагерцевые спектры проводимости, диэлектрической проницаемости и функции потерь монокристалла $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$, измеренные в поляризации $E \parallel c$ при различных температурах. Сплошные кривые – обработка по модели [25].

спектрах диэлектрической проницаемости. Температурная эволюция максимумов позволяет однозначно интерпретировать их природу как связанную с двумя продольными и одним поперечным плазменными колебаниями соответственно. Наблюдаемые на терагерцевых частотах возбуждения на качественном и количественном уровнях хорошо описываются в рамках микроскопических моделей, рассматривающих делокализацию носителей тока (куперовских пар) в СП фазе за счет их туннелирования сквозь джозефсоновские связи (двух типов) между плоскостями CuO [27, 28].

3.4. Природа тяжелых квазичастиц в тяжелофермионных соединениях UPd_2Al_3 и UPt_3

Взаимодействие электронов проводимости с локализованными магнитными моментами в тяжелофермионных (ТФ) соединениях ведет к образованию коррелированного основного состояния, свойства которого могут быть описаны в рамках теории ферми-жидкости Ландау с эффективной массой квазичастиц, достигающей сотен и тысяч масс свободного электрона. Одной из наиболее интересных проблем в физике ТФ материалов является проблема сосуществования ТФ конденсата и сверхпроводимости тяжелых квазичастиц с магнитным упорядочением. На первый взгляд, установление магнитного порядка должно подавлять как переход в режим когерентного рассеяния мобильных электронов на локализованных моментах кондо-решетки с образованием тяжелых квазичастиц, так и спаривание отдельных фермионов в куперовскую пару. Тем не менее существует целый ряд ТФ соединений на основе урана, в которых сверхпроводимость «тяжелых куперовских пар» не только «уживается» с магнитной фазой, но, более того, – как сейчас считается, магнитные возбуждения являются посредниками в куперовском спаривании квазичастиц [29, 30]. Если взаимодействие между электронной и магнитной подсистемами способствует возникновению сверхпроводящего состояния в ТФ, то возникает вопрос о роли такого взаимодействия также и в несверхпроводящей фазе.

Динамика квазичастиц, сосуществующих с магнитным порядком, исследовалась нами [31] на примере соединений UPd_2Al_3 ($T_N = 14$ К, $T_c = 2$ К) и UPt_3 ($T_N = 5$ К, $T_c = 0.5$ К). Результаты, полученные для UPd_2Al_3 (данные для UPt_3 качественно схожи) иллюстрирует рис.8. При $T = 300$ К спектры имеют вид, типичный для друдевского проводника [9]. С понижением температуры наблюдается возрастание низкочастотной проводимости, отвечающее возникновению узкой друдевской компоненты тяжелых квазичастиц. При $T < T_N$ в спектрах проводимости возникает щель весьма малой величины – порядка 0.2 мэВ. Анализ показывает [31], что природа щели в UPd_2Al_3 (и в UPt_3) связана со взаимодействием электронного конденсата с антиферромагнитно-упорядоченной фазой и что само формирование тяжелых квазичастиц в основном состоянии должно быть обусловлено взаимодействием подвижных электронов с магнитной фазой.

3.5. Обнаружение волны зарядовой плотности в спин-лестничном купрате $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$

В системах с пониженной размерностью (одно- или двумерных) может наблюдаться конкуренция различных коллективных основных состояний электронной подсистемы, например сверхпроводимости и ВЗП [32]. Приме-

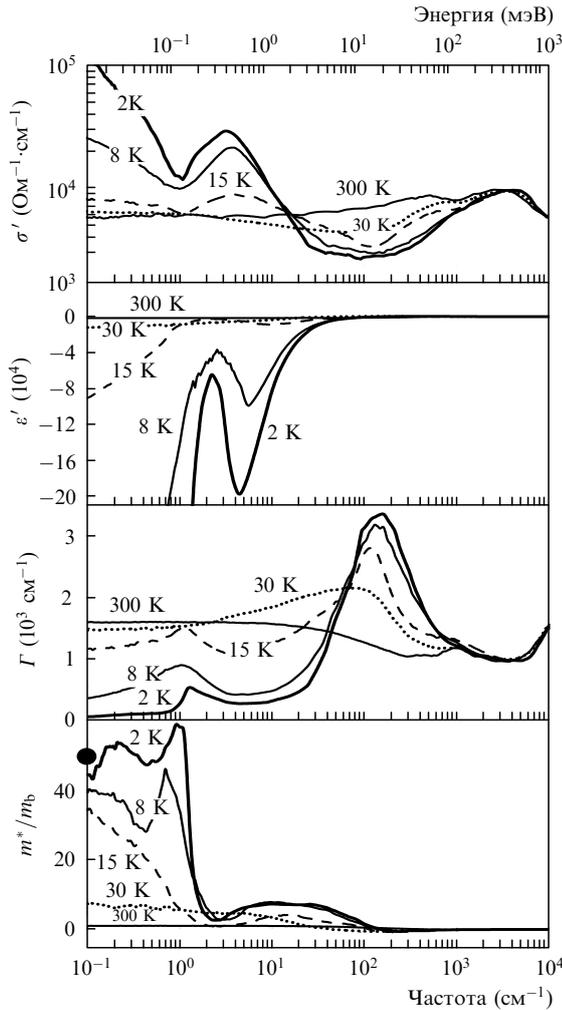


Рис.8. Частотные зависимости проводимости (а), диэлектрической проницаемости (б), частоты релаксации (в) и эффективной массы (з) соединения UPd_2Al_3 при различных температурах (m_b – зонная масса электрона). Точка на вертикальной оси рис.8,з соответствует эффективной массе, полученной из термодинамических измерений.

ром объекта, который должен демонстрировать такое противостояние, является семейство спин-лестничных купратов $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ [33]. Структурно оно состоит из спиновых CuO -цепочек и Cu_2O_3 -лесенок, причем проводимость осуществляется через подсистему лесенок, легированных дырками. Внимание к этому материалу привлекает тот факт, что это первый сверхпроводящий купрат с двумерной (одномерной) кристаллической решеткой. Как было показано теоретически [34], в легированной системе, представляющей собой «спиновую лесенку с двумя стойками», должна возникать спиновая щель за счёт оседания дырок на отдельных переключениях, что является, по существу, механизмом спаривания и должно приводить к сверхпроводимости; здесь же было указано, что СП неустойчивость будет конкурировать с ВЗП-неустойчивостью. Впоследствии сверхпроводимость в этом соединении действительно наблюдалась ($T_c \approx 10$ K, давление несколько ГПа) [35], и её природа до сих пор является предметом активных дискуссий.

С помощью широкодиапазонных диэлектрических измерений нами впервые был обнаружен предсказанный теоретически фазовый переход в состояние с ВЗП [36]. Характерные спектры для поляризации вдоль «лестничных стоек» показаны на рис.9. Рисунок демонстрирует

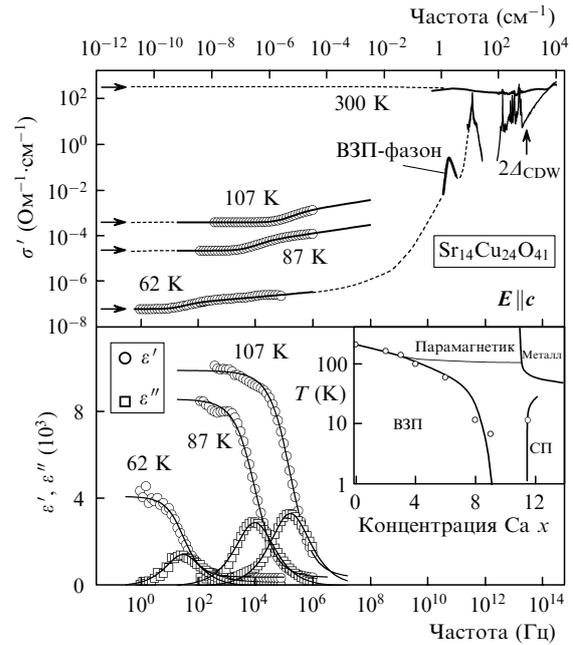


Рис.9. Спектры проводимости и диэлектрической проницаемости монокристалла $Sr_{14}Cu_{24}O_{41}$, измеренные при различных температурах вдоль проводящей оси ($E \parallel c$). Стрелками показана статическая проводимость, сплошные кривые соответствуют спектрам, обработанным с применением обобщенной модели Дебая; штриховые линии проведены для удобства. Максимум на частоте 2 см^{-1} – данные из [37, 38]. На вставке показана фазовая диаграмма $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$, построенная на основе измерения панорамных диэлектрических спектров соединения.

появление ВЗП-щели, пиннингованного ВЗП-фазона и типичного для ВЗП широкодиапазонного температурно-зависимого отклика на радиочастотах. Нами было показано, что обнаруженный фазовый переход имеет ряд нестандартных для низкоразмерных проводников характеристик. В частности он является переходом типа полупроводник – полупроводник, а не металл – полупроводник, характеризуется практически отсутствием нелинейной проводимости и малой эффективной массой ВЗП. Также впервые было установлено, что замещение в $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ стронция на кальций, необходимое для получения сверхпроводимости, вызывает подавление ВЗП-фазы. Для обнаруженной ВЗП построена фазовая диаграмма, демонстрирующая взаимоисключающий характер СП и ВЗП-фаз в $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ (рис.9).

3.6. РККИ-взаимодействие и электронная локализация в спиновом стекле AuFe

Процессы, происходящие в спиновых стеклах, являются одной из центральных тем в современной физике твердого тела [39]. В этих материалах реализуется фактически новое магнитное состояние вещества, свойства которого представляют фундаментальный интерес и могут найти важные практические применения. Несмотря на обилие теоретических и экспериментальных исследований, общего согласия относительно природы спин-стеклянного состояния нет. Поскольку основополагающим явлением в физике спин-стеклянного состояния является обменное взаимодействие Рудермана – Киттеля – Касуи – Иосиды (РККИ) спинов через подсистему мобильных электронов, то очевидно, что свойства электронной подсистемы должны быть неразрывно связаны с процессами зарождения и стабилизации низкотемпера-

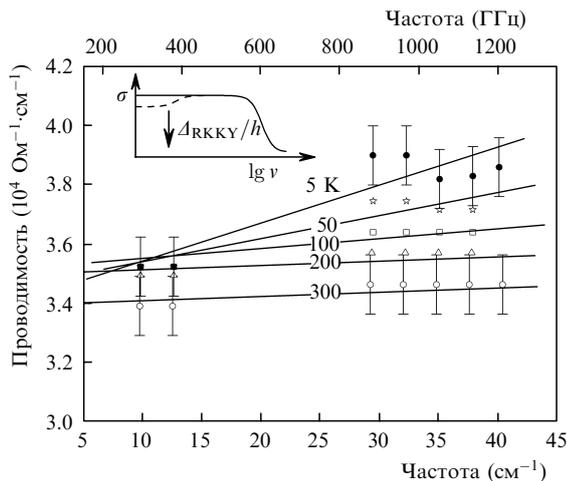


Рис.10. Частотные зависимости проводимости пленки $\text{Au}_{1-x}\text{Fe}_x$ (атомная концентрация $x = 6\%$) толщиной 50 нм, измеренные при различных температурах. Сплошные вспомогательные линии демонстрируют заметную зависимость проводимости от частоты при температурах ниже 100 К. На вставке сплошной кривой схематично показана частотная зависимость проводимости на свободных электронах, штриховой кривой показано, как спектр проводимости модифицируется в результате РККИ-взаимодействия между магнитными примесями через свободные электроны с образованием щелевой особенности на частотах ниже $\Delta_{\text{РККИ}}/h$ ($\Delta_{\text{РККИ}}$ – характерная энергия РККИ-взаимодействия).

турной стеклянной фазы. Серьезным сдерживающим фактором в понимании свойств электронной подсистемы является отсутствие в литературе данных по оптической спектроскопии спиновых стекол, которая позволяет получать фундаментальную информацию о микроскопических электронных характеристиках. С помощью терагерцевой ЛОВ-спектроскопии, инфракрасной фурье-спектроскопии и оптической эллипсометрии нами были выполнены первые измерения электродинамического отклика спиновых стекол на примере состава AuFe [40]. В спин-стеклянной фазе при температуре 5 К на частотах $10-40 \text{ см}^{-1}$ была обнаружена дисперсия проводимости, обусловленная появлением щели подвижности в подсистеме свободных электронов, вовлеченных в РККИ-взаимодействие между магнитными центрами Fe (рис.10). Кроме того, на количественном уровне было определено изменение микроскопических параметров носителей заряда в пленках Au при добавлении Fe за счет дополнительного рассеяния на магнитных моментах: частоты и времени релаксации, плазменной частоты, проводимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16490-а, 06-02-16010-а) и Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Проблемы радиофизики».

1. Kozlov G., Volkov A., in *Millimeter and Submillimeter Spectroscopy of Solids* (Topics in Applied Physics, vol. 84) Ed. by G.Grüner (Berlin – Heidelberg: Springer, 1998, p. 51).
2. Волков А.А., Прохоров А.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **XLVI**, 732 (2003).
3. Kozlov G.V., Prokhorov A.M., Volkov A.A., in *Problems of Solid State Physics*. Eds by A.M.Prokhorov, A.S.Prokhorov (Moscow: Mir Publishers, 1984).
4. Volkov A.A., Goncharov Yu.G., Kozlov G.V., Lebedev S.P., Prokhorov A.M. *Infrared Phys.*, **25**, 369 (1985).
5. Volkov A.A., Kozlov G.V., Prokhorov A.M. *Infrared Phys.*, **29**, 747 (1989).

6. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
7. Волков А.А., Горшунов Б.П., Козлов Г.В., Федоров И.В., Семенов А.Д. *ЖЭТФ*, **104**, 2546 (1993).
8. Gorshunov B., Volkov A., Spektor I., Prokhorov A., Mukhin A., Dressel M., Uchida S., Loidl A. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **26**, 1217 (2005).
9. Соколов А.В. *Оптические свойства металлов* (М.: Физматгиз, 1961).
10. Tajima S., Fudamoto Y., Kakeshita T., Gorshunov B., Zelezny V., Kojima K.M., Dressel M., Uchida S. *Phys. Rev. B*, **71**, 094508 (2005).
11. Spektor I., Anzin V., Goncharov Yu., Gorshunov B., Gusev G., Komandin G., Lebedev S., Volkov A., in *Proc. the Joint 30th Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 13th Intern. Conf. on Terahertz Electronics* (USA, Williamsburg, Virginia, 2005).
12. Пайерлс Р. *Квантовая теория твердых тел* (М.: ИЛ, 1956).
13. Frohlich H. *Proc. Roy. Soc. A*, **223**, 296 (1954).
14. Gorshunov B.P., Volkov A.A., Kozlov G.V., Degiorgi L., Blank A., Csiba T., Dressel M., Kim Y., Schwartz A., Gruner G. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 308 (1994).
15. Schwartz A., Dressel M., Alavi B., Blank A., Dubois S., Gruner G., Gorshunov B.P., Volkov A.A., Kozlov G.V., Thieme S., Degiorgi L., Levy F. *Phys. Rev. B*, **52**, 5643 (1995).
16. Тинкхам М. *Введение в сверхпроводимость* (М.: Атомиздат, 1980).
17. Gorshunov B.P., Pronin A.V., Volkov A.A., Somal H.S., van der Marel D., Feenstra B.J., Jaccard Y., Locquet J.-P. *Physica B*, **244**, 15 (1998).
18. Пронин А.В., Горшунов Б.П., Волков А.А., Сомал Х.С., ван дер Марель Д., Феенстра Б.Д., Джакард Я., Локэ Ж.П. *Письма в ЖЭТФ*, **68**, 406 (1998).
19. Schutzmam J., Gorshunov B., Renk K.F., Munzel J., Zibold A., Gezerich H.P., Erb A., Muller-Vogt G. *Phys. Rev. B*, **46**, 512 (1992).
20. Tajima S., Fudamoto Y., Kakeshita T., Gorshunov B., Zelezny V., Kojima K.M., Dressel M., Uchida S. *Phys. Rev. B*, **71**, 094508 (2005).
21. Hardy W.N., Bonn D.A., Morgan D.C., Liang R., Chang K. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 3999 (1993).
22. Максимов Е.Г. *УФН*, **170**, 1033 (2000).
23. Anderson P.W. *Science*, **268**, 1154 (1995).
24. 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).
25. Van der Marel D., Tsvetkov A.A. *Czech. J. Phys.*, **46**, 3165 (1996).
26. Kakeshita T., Uchida S., Kojima K.M., Adachi S., Tajima S., Gorshunov B., Dressel M. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4140 (2001).
27. Van der Marel D., Tsvetkov A. *Phys. Rev. B*, **64**, 024530 (2001).
28. Helm Ch., Bulaevsky L.N., Maley M.P. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 057003 (2002).
29. Thalmeier P., Zwicjnagel G., in *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths* (Amsterdam: Elsevier, 2004, vol.34, chap.219).
30. Mathur N.D., Grosche F.M., Julian S.R., et al. *Nature*, **394**, 39 (1998).
31. Dressel M., Kasper N., Petukhov K., Gorshunov B., Gruner G., Huth M., Adrian H. *Phys. Rev. Lett.*, **88** 186404 (2002).
32. Emery V.J., in *Highly Conducting One-dimensional Solids*. Eds by J.Devreese, R.Evrard, V. van Doren (New York: Plenum Press, 1979, p. 247).
33. Dagotto E. *Rep. Prog. Phys.*, **62**, 1525 (1999).
34. Dagotto E., Riera J., Scalapino D. *Phys. Rev. B*, **45**, 5744 (1992).
35. Uehara M., Nagata T., Akimitsu J., Takahashi H., Mori N., Kinoshita K.J. *Phys. Soc. Jpn.*, **65**, 2764 (1996).
36. Gorshunov B., Haas P., Rööm T., Dressel M., Vuletic T., Hamzic B., Tomic S., Akimitsu J., Nagata T. *Phys. Rev. B*, **66**, 060508 (2002).
37. Kitano H., Isobe R., Hanaguri T., et al. *Europhys. Lett.*, **56**, 434 (2001).
38. Vuletic T., Korin-Hamzic B., Ivek T., Tomic S., Gorshunov B., Dressel M., Akimitsu J. *Phys. Reports*, **428**, 169 (2006).
39. Mydosh J.A. *Spin Glasses, an Experimental Introduction* (London: Taylor and Francis, 1993).
40. Gorshunov B., Prokhorov A.S., Kaiser S., Faltermeier D., Yasin S., Dumm M., Drichko N., Zhukova E.S., Spektor I.E., Vongtragol S., Hesselberth M.B.S., Aarts J., Neuenhuys G.J., Dressel M. *Europhys. Lett.*, **76**, 938 (2006).